

Rhéologie des matériaux granulaires cohésifs. Application aux avalanches de neige dense.

Pierre Rognon

► To cite this version:

Pierre Rognon. Rhéologie des matériaux granulaires cohésifs. Application aux avalanches de neige dense.. Engineering Sciences [physics]. Ecole des Ponts ParisTech, 2006. English. <pastel-00002450>

HAL Id: pastel-00002450

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00002450>

Submitted on 23 Jan 2009

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.

École Nationale des Ponts et Chaussées

THÈSE

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE
DES PONTS ET CHAUSSÉES**

Discipline : Matériaux et Structures

présentée et soutenue publiquement
par

Pierre ROGNON

décembre 2006

**Rhéologie des matériaux granulaires cohésifs
Application aux avalanches de neige denses**

JURY

M. François CHEVOIR	Conseiller d'étude
M. Philippe COUSSOT	Directeur de thèse
M. Michel LOUGE	Président du jury
M. Mohamed NAAÏM	Conseiller d'étude
M. Olivier POULIQUEN	Rapporteur
M. Fahrang RADJAÏ	Rapporteur

Remerciements

Ces trois années passées sur le Chemin de la Thèse ont été pour moi une expérience exceptionnelle. De nombreuses personnes m'ont accompagné, poussé, voir porté le long de se Chemin. Voici l'occasion de les en remercier en révélant quelques unes de leurs qualités.

François Chevoir m'a indiqué le début du Chemin en encadrant mes stages de Maîtrise et de D.E.A au LMSGC, puis en me proposant ce sujet de thèse. Sa passion pour la science, sa rigueur et son calme Olympien ont été mon cap à suivre et ses capacités d'écoute, de synthèse et de conseil m'ont évité bien de fausses routes et de ravins. Mohamed Naaïm m'a accompagné du début à la fin du Sentier. Sa confiance, son optimisme (désarmant) et sa détermination sont d'excellents carburants. Sa manière de guider son équipe, dont moi, en se basant sur le respect et la bonne entente est remarquable. Philippe Coussot a su intervenir dans les passages clefs de ce travail. Sa franchise, la rapidité, la clarté et la pertinence de ses conseils m'ont fait faire de grands pas en avant. A la fin du Chemin, la soutenance. Olivier Pouliquen, Faharang Radjaï et Michel Louge m'ont fait le plaisir de bien vouloir juger ce travail.

Une partie cruciale de ce Chemin de Thèse se passa en haute montagne, au site du col du Lac Blanc. Là haut, l'indispensable bonne entente dans l'équipe a été le travail de tous. Tous ? Hervé Bellot, Frédéric Ousset, Thierry Faug, Xavier Ravanat, Jeremy Robert, Sarah Xuereb, Chloé Bois, Florence Naaïm, François-Xavier Cierco, Michaël Bächer... Tous ont vaillamment bataillé au service de la science. Les moments passés ensemble là haut ont été exceptionnels. Tout particulièrement, Hervé et Fred m'ont pris en main, malgré mes origines Parisiennes douteuses, et m'ont appris à vivre là-haut. Ils n'ont pas ménagé leur peine et sans leur enthousiasme, leur motivation, leur savoir-faire et leur bonne humeur, aucune manip n'aurait été possible. Frédéric Ousset. Pas grand, pas épais, mais quel gaillard !! Rien ne lui est impossible en matière de mécanique. Les multiples problèmes rencontrés (diesel gelé dans le moteur, soudure à -10°C ...) ont toujours trouvé une solution. Sa recette est simple : ne pas ménager jurons et pesteries (sans doute pour impressionner le Problème), appliquer des méthodes traditionnelles et le bricolage improvisé, puis finir par une forte dose de blagues et autres histoires pour détendre l'atmosphère. Celui qui rigole quand Fred exulte, en plus de moi, c'est Hervé. L'Énergie de Bon Matin. A l'inverse de tout homme normalement constitué, Hervé n'a pas besoin d'un temps calme entre le réveil et trois heures de pelletage. Il s'y colle de suite, en courant. Sa spécialité, c'est de maintenir en état de marche les systèmes électroniques

enfouis sous la neige et piétinés par mes soins. Celui qui rigole quand Hervé exulte, en plus de moi, c'est Fred.

Les difficultés scientifiques rencontrées en Chemin ont été résolues grâce à de nombreuses discussions avec Jean-Noël Roux, Anaël Lemaître, Guillaume Ovarlez, Thierry Faug, Guillaume Chambon et l'équipe du Séminaire Café. Plus largement, avec les équipes du LMSGC et de la division ETNA du CEMAGREF.

Une difficulté majeure de ce Chemin est qu'il se déroula en deux lieux espacés de 600km : le LMSGC à Champs-sur Marne et le CEMAGREF de Grenoble. De nombreux déménagements ont donc été nécessaires. Romain et son camion Chicane, ainsi que les émissaires du Banc d'Alex connaissent maintenant très bien ma machine à laver spéciale-couette-deux-places. Par ailleurs, De nombreuses personnes ont eu la chance de vivre avec moi. La première fût Florent Ourth dont la devise est "Nan mais Pierre, tu vas pas te coucher maintenant!!!" (à dire d'une voix mi-scandalisée, mi-étonnée). La seconde fût Jean-Claude Jammont, capable après une journée d'élague de monter à la main sur deux étages une palette de parpaings. Enfin, David Marrot de Condom - Gers aussi appelé Canard-Patates, n'en revient toujours pas : il n'a réussi à se débarrasser de moi qu'au bout d'un an alors qu'il m'hébergeait initialement pour une semaine.

Mes parents et mon amie, en plus d'avoir relu ce rapport et supporté mon humeur préoccupée, se sont consacrés au pot avec brio (sous la direction de Julien Monnier).

Sommaire

Introduction	1
I Situation du sujet	5
1 Ecoulements de neige dense : enjeux et connaissances	7
1.1 Différents types de neige	7
1.1.1 Neige fraîche	8
1.1.2 Particules reconnaissables	8
1.1.3 Grains fins	10
1.1.4 Grains ronds	10
1.1.5 Neiges plus rares	11
1.2 Ecoulements de neige	12
1.2.1 Modes de déclenchement	12
1.2.2 Modes d'écoulement	13
1.2.3 Gestion du risque d'avalanche	15
1.2.4 Déclenchements artificiels	17
1.3 Simulation à l'échelle 1	18
1.3.1 Formalisme de Saint-Venant	18
1.3.2 Lois de frottement	20
1.4 Ecoulements denses de neige : connaissances expérimentales	21
1.4.1 Modes opératoires	21
1.4.2 Ecoulements le long d'une pente	21
1.4.3 Cisaillement entre deux anneaux	24
1.5 Conclusion	25
2 Propriétés rhéologiques des matériaux granulaires	27
2.1 Interaction entre grains	28
2.1.1 Contacts non cohésifs	28
2.1.2 Contacts cohésifs	30
2.2 Ecoulements de grains monodisperses et sans cohésion	34
2.2.1 Cisaillement plan homogène	34
2.2.2 Plan incliné	37

2.2.3	Autres géométries d'écoulement	41
2.3	Effet de la cohésion sur les écoulements de grains	42
2.3.1	Intensité de la cohésion	43
2.3.2	Propriétés statiques	43
2.3.3	Départ et arrêt d'un écoulement	44
2.3.4	Écoulements denses de grains cohésifs	44
2.4	Conclusion	45
II	Expérimentation	47
3	Méthode expérimentale	49
3.1	Dispositif expérimental et mode opératoire	49
3.1.1	Le canal	49
3.1.2	Le système d'alimentation	50
3.1.3	Mode opératoire	53
3.2	Outils de mesures	54
3.2.1	Chaîne d'acquisition	55
3.2.2	Capteurs de hauteur	55
3.2.3	Capteurs de contrainte	56
3.2.4	Profil de vitesse	57
3.2.5	Vitesse à la surface : corrélation de hauteur	59
3.3	Les campagnes d'expérimentation	60
3.3.1	Difficultés spécifiques	61
3.3.2	Organisation d'une campagne	61
3.3.3	Nombre d'écoulements réalisées	62
3.3.4	L'équipe	63
3.4	Conclusion	64
4	Rhéologie de la neige	67
4.1	Caractéristiques générales des écoulements	67
4.1.1	Trois régimes d'écoulement	67
4.1.2	Présence d'agrégats	69
4.2	Etude détaillée d'un écoulement permanent et uniforme	70
4.2.1	Hauteurs	70
4.2.2	Contraintes au socle	70
4.2.3	Profil de vitesse	73
4.3	Facteurs influant les profils de vitesse	75
4.3.1	Répétabilité des expériences	75
4.3.2	La pente	76
4.3.3	L'épaisseur	76
4.3.4	Le type de neige	76
4.4	Comparaison avec les fluides usuels	77
4.4.1	Procédure	78

4.4.2	Rhéologie homogène	78
4.4.3	Rhéologie bi-couche	80
4.5	Mesure de la loi comportement locale de la neige	82
4.5.1	Profil de vitesse bi-linéaire	82
4.5.2	Effet de la pente	85
4.5.3	Effet de l'épaisseur	87
4.6	Loi de frottement globale	88
4.6.1	Mesure de la vitesse moyenne	90
4.6.2	Mesure de la loi de frottement	91
4.6.3	Comparaison avec les lois de frottement existantes	91
4.7	Conclusion	94

III Simulations numériques

97

5 Ecoulements de grains cohésifs

99

5.1	Simulations numériques discrètes	99
5.1.1	Dynamique moléculaire	99
5.1.2	Temps de calcul	100
5.2	Modèle de cohésion	101
5.2.1	Répulsion visco-élastique	101
5.2.2	Cohésion	102
5.2.3	Friction	102
5.2.4	Valeur des paramètres décrivant les grains	103
5.3	Géométrie d'écoulement	104
5.3.1	Cisaillement plan	104
5.3.2	Plan incliné	104
5.3.3	Dimensions des systèmes étudiées	105
5.4	Analyse dimensionnelle	106
5.4.1	Nombre inertiel I	106
5.4.2	Nombre de cohésion η	106
5.4.3	Nombre de rigidité h^*	107
5.4.4	Gamme explorée des nombres sans dimension	107
5.5	Identification de la loi de comportement en cisaillement plan	108
5.5.1	Etat de cisaillement homogène	109
5.5.2	Loi de frottement	111
5.5.3	Loi de dilatance	112
5.5.4	Comparaison entre deux modèles de cohésion	114
5.5.5	Relation frottement dilatance	114
5.6	Écoulement sur plan incliné	114
5.6.1	Écoulements permanents et uniformes	115
5.6.2	Profils des nombres sans dimension	118
5.6.3	Effet de la pente	120
5.6.4	Rhéologie locale	122

5.7	Microstructure	124
5.7.1	Nombre de coordination	124
5.7.2	Distribution de compacité locale	124
5.7.3	Distribution de porosité	126
5.7.4	Persistance des contacts	127
5.7.5	Corrélation des vitesses	128
5.8	Relation entre l'évolution de la microstructure et du comportement macroscopique	129
5.8.1	Distribution des forces normales	130
5.8.2	Augmentation du frottement entre les grains	131
5.8.3	Anisotropie	131
5.9	Conclusion	132
6	Ecoulements bidisperses sur plan incliné	137
6.1	Système simulé	138
6.1.1	Les grains	138
6.1.2	La géométrie d'écoulement	138
6.2	Ecoulements permanents et uniformes	139
6.2.1	Conditions initiales	139
6.2.2	Profil de compacité et de contraintes	140
6.2.3	Ecoulements ségrégés	141
6.2.4	Profils de vitesse	141
6.3	Rhéologie locale	142
6.3.1	Grains quasi-monodisperses	143
6.3.2	Mélanges bidisperses	144
6.3.3	Limites de l'étude	146
6.4	Loi de frottement	147
6.4.1	Mesures de la loi de frottement	147
6.5	Conclusion	148
IV	Synthèse	151
7	Synthèse	153
7.1	Rhéologie de la neige	153
7.1.1	Résultats	153
7.1.2	Questions	155
7.2	Rôle des agrégats dans les écoulements granulaires	156
7.2.1	Grains cohésifs et monodisperses	158
7.2.2	Grains bidisperses non cohésifs	161
7.3	Ecoulements sur plan incliné : comparaison entre la neige et les granulaires	161
7.3.1	Profil de vitesse	162
7.3.2	Arrêt des écoulements	164
7.3.3	Effet des parois	164

7.4	Écoulements de neige, vision bicouche	165
7.4.1	Pourquoi une vision bicouche	166
7.4.2	Réponses apportées par la vision bicouche	166
7.5	Perspectives	168
7.5.1	Écoulements de neige	168
7.5.2	Simulations numériques	169
Bibliographie associée à cette thèse		171
Références		173

Introduction

Les avalanches de neige constituent un risque naturel majeur en montagne. Prédire leur trajectoire dans des topographies complexes permet de définir les zones potentiellement exposées et d'éviter d'y implanter des activités humaines ou, le cas échéant, de les protéger. Mais pour ce faire, il faut savoir comment s'écoule la neige. Comme de l'eau ? Comme une pâte ? Comme du sable ?

Parmi les différents types de neige existants, cette thèse se concentre sur celui qui constitue l'essentiel de la masse du manteau : *les grains fins*. Il s'agit de petites particules de glace ($\sim 0.2mm$) reliées par des ponts solides de glace, plus ou moins nombreux et résistants selon l'état de transformation de la neige. L'objet de cette étude est de mesurer le comportement rhéologique des écoulements de grains fins et de comprendre les mécanismes physiques qui les gouvernent. Pour répondre à cette double attente, deux approches complémentaires sont abordées : les écoulements expérimentaux de neige naturelle et les simulations numériques discrètes d'écoulements granulaires. Le tableau 1 résume les différents systèmes étudiés.

Écoulements expérimentaux de neige naturelle

Jusqu'à présent, très peu d'expériences d'écoulement de neige ont été réalisées, sans doute à cause des difficultés d'accès à ce matériau. Le comportement rhéologique de la neige demeure largement méconnu et constitue un domaine de recherche relativement vierge.

L'approche expérimentale adoptée dans ce travail consiste à générer des écoulements de neige naturelle dans une géométrie de type canal. La particularité de ces expériences est qu'elles se déroulent en montagne, ce qui est la seule façon d'avoir accès à la neige naturelle en quantité suffisante. Le dispositif expérimental utilisé dans cette thèse est situé au col du Lac Blanc (Alpe d'Huez, 2830m). Il a été conçu et réalisé par le Cemagref lors de la thèse d'A. Bouchet [16]. L'objectif de ces expériences est de déduire le comportement rhéologique de la neige à partir des mesures du profil de vitesse d'écoulements réalisés à pentes et débits variés.

	Neige	Grains cohésifs	Grains bidisperses
Géométrie	Canal	Cisaillement plan et plan incliné	Plan incliné
Approche	Experimentale	Numérique	Numérique
Chapitre	3 et 4	5	6

TAB. 1 – Systèmes étudiés

Simulations numériques d'écoulements granulaires cohésifs

Les écoulements de grains sans cohésion ont récemment fait l'objet de nombreuses études qui ont permis une bonne compréhension de leur comportement rhéologique. Mais pour de nombreux matériaux granulaires, tels que les poudres, les grains humides et bien sûr la neige, les forces de cohésion entre grains sont significatives. Par exemple, il est connu de tous qu'un peu d'eau dans du sable modifie considérablement ses propriétés statiques et en fait un remarquable matériau de construction. Par contre, l'effet de la cohésion sur le comportement rhéologique d'une assemblée de grains demeure encore largement méconnu.

L'approche numérique adoptée consiste à simuler l'écoulement d'une assemblée de grains cohésifs par une méthode de type dynamique moléculaire, déjà utilisée par le LMSGC lors de la thèse de F. da Cruz [43] pour déterminer le comportement rhéologique de grains sans cohésion.

L'objectif de ces simulations est, à partir de systèmes aussi simples que possible, de comprendre en quoi une force de cohésion entre grains modifie le comportement rhéologique de l'assemblée. Le modèle de cohésion choisi ne décrit pas spécifiquement l'une des causes physiques de l'adhésion, et encore moins l'adhésion entre deux grains de glace qui demeure de fait largement méconnue, mais rend compte du caractère le plus commun et le plus important de toutes les forces d'adhésion : la résistance d'un contact à la traction. Deux géométries d'écoulements seront étudiées : le cisaillement plan homogène qui donne un accès direct au comportement rhéologique de ces grains cohésifs et la géométrie du plan incliné qui permet une comparaison qualitative avec les expériences d'écoulement de neige en canal.

La cohésion conduit à l'existence d'agrégats de grains lors des écoulements. Dans le but de montrer l'effet de la taille de ces agrégats sur la rhéologie du matériau, un système très simple a été étudié : un mélange bidisperse de grains sans cohésion. Les petits grains jouent le rôle de grains isolés et les gros grains symbolisent des agrégats incassables et indéformables. La géométrie d'écoulement considérée est celle du plan incliné rugueux.

Grille de lecture

Ce rapport s'organise en quatre parties et sept chapitres. La première partie situe ce travail de thèse dans son contexte scientifique en résumant le niveau des connaissances existantes concernant d'une part les écoulements de neige (Chapitre 1) et d'autre part l'effet de la cohésion sur les écoulements granulaires (Chapitre 2). La seconde partie

présente les mesures du comportement rhéologique de la neige naturelle en décrivant la méthode expérimentale adoptée (Chapitre 3) puis les résultats obtenus (Chapitre 4). La troisième partie présente les résultats issus des simulations numériques quant à l'effet de la cohésion sur le comportement d'une assemblée de grains (Chapitre 5). Dans un second temps, elle discute l'effet de la présence d'agrégats solides sur le comportement de grains en écoulement sur plan incliné (Chapitre 6). Enfin, la quatrième partie fait la synthèse des résultats aussi bien expérimentaux que numériques pour proposer différents mécanismes régissant les écoulements de neige dense (Chapitre 7).

Première partie

Situation du sujet

Chapitre 1

Ecoulements de neige dense : enjeux et connaissances

L'objet de ce chapitre est de situer les enjeux économiques liés aux avalanches de neige dense ainsi que l'état des connaissances existantes quant à leur comportement. La première partie décrit les différents types de neige présents dans le manteau neigeux ainsi que les principaux mécanismes de transformation. La seconde partie différencie les deux modes d'écoulement de neige : les avalanches denses et aérosols et indique quels sont les moyens mis en jeu pour traiter le risque qu'elles représentent. La troisième partie détaille la méthode la plus utilisée par les experts pour simuler les avalanches à l'échelle 1 : le formalisme de Saint-Venant. Enfin, la dernière partie dresse l'état des lieux des connaissances expérimentales concernant les écoulements de neige dense.

1.1 Différents types de neige

Depuis leur formation dans les nuages jusqu'à la fonte du manteau neigeux, les cristaux de glace se métamorphosent au gré des conditions thermodynamiques : leur forme, leur taille et leur propriétés mécaniques évoluent significativement. Le manteau neigeux est donc constitué de différents types de grains organisés en strates [34, 110] qui correspondent aux chutes de neige successives. Cette partie présente les principaux types de cristaux qui composent le manteau neigeux en suivant la chronologie des transformations. Les photographies de grains ont été réalisées lors de cette thèse, ou bien viennent du site Internet de l'Association Nationale pour l'Etude de la neige et des Avalanches (www.anena.org).

La nivologie est un thème qui intéresse un large public et qui est détaillé dans plusieurs ouvrages généralistes [6, 186, 134]. Son objectif principal est de relier les propriétés mécaniques du manteau neigeux, en particulier sa résistance à la nature des grains qui le constituent [209, 188, 105, 137, 70, 93, 185, 111, 79]. Différentes études ont permis de bien comprendre les mécanismes de transformation des grains de neige en fonction des conditions thermodynamiques [106, 120, 33, 35, 21]. Si la micro photographie permet de caractériser de la forme et de la taille des grains de neige [135, 33, 148, 113, 39, 162], leur

fragilité et leurs propriétés optiques (matériau transparent) rendent les opérations difficiles. Sans doute à cause de ces difficultés, les propriétés mécaniques du contact entre deux grains de neige ne sont connues que très qualitativement. Par contre, différents travaux ont caractérisé le contact entre deux surfaces de glace, mettant en évidence des propriétés de cohésion et de dissipation fortement dépendantes de la température et de la présence d'une couche d'eau liquide à la surface des grains [189, 212]. L'impact entre deux sphères de glace a été étudié spécifiquement dans le cadre de recherches sur l'agglomération des particules de glace constituant les anneaux de Saturne [20, 81, 82, 85].

1.1.1 Neige fraîche

La neige fraîche est composée de cristaux de glace qui n'ont subi aucune transformation depuis leur formation dans les nuages. La structure de ces cristaux est une base hexagonale à partir de laquelle croissent de fines branches de glace appelées dendrites. Si la base hexagonale est commune à tous les cristaux de neige fraîche, le nombre et les ramifications des dendrites sont très variables. La forme la plus connue de ces cristaux est celle en *étoile* qui mesure de un à cinq millimètres (Figure 1.1 (a)). Ces formes ont intéressé de nombreux scientifiques tels que Johannes Kepler (1611), René Descartes (1635), Robert Hooke (1665). Ukichiro Nakaya (1954) a mené la première étude systématique de la forme de ces cristaux et des mécanismes de formation en réalisant des cristaux de neige artificiels [135]. Des travaux plus récents décrivent la forme des cristaux de neige [148, 39, 162].

Dans le manteau neigeux, les dendrites des cristaux s'imbriquent les unes dans les autres et sont à l'origine d'une cohésion dite de *feutrage* (Figure 1.1 (b)). Cet enchevêtrement permet à une couche de neige fraîche de pouvoir tenir sur des pentes très raides, voire verticales. Mais les dendrites sont fragiles et se brisent facilement sous l'effet d'une contrainte, ce qui diminue d'autant la cohésion de feutrage.

La neige fraîche n'existe que quand il neige par température négative (sans fonte des dendrites) et sans vent qui entrechoquerait et briserait les cristaux lors de leur chute. Elle forme en surface du manteau neigeux une couche de faible masse volumique (50 à 150 kg/m^3) qui n'excède pas quelques dizaines de centimètres. Plus en profondeur, les cristaux sont brisés par le poids du manteau neigeux. Par ailleurs, la glace des dendrites (surfaces très convexes) fond ou se sublime facilement puis se condense dans les zones concaves. La neige fraîche se transforme donc rapidement (quelques heures à quelques dizaines d'heures) en grains appelés *particules reconnaissables*.

1.1.2 Particules reconnaissables

Il s'agit de neige fraîche partiellement transformée, par exemple d'une étoile de neige fraîche dont deux ou trois branches sont cassées (Figure 1.2 (a)), ou dont les zones convexes se sont sublimées au profit des zones concaves (Figure 1.2 (b)). Leur taille est du même ordre de grandeur que les cristaux de neige fraîche. La cohésion de feutrage subsiste entre les particules reconnaissables, mais elle est plus faible que pour la neige fraîche. A ce stade de l'évolution, il commence à apparaître des ponts de glace entre

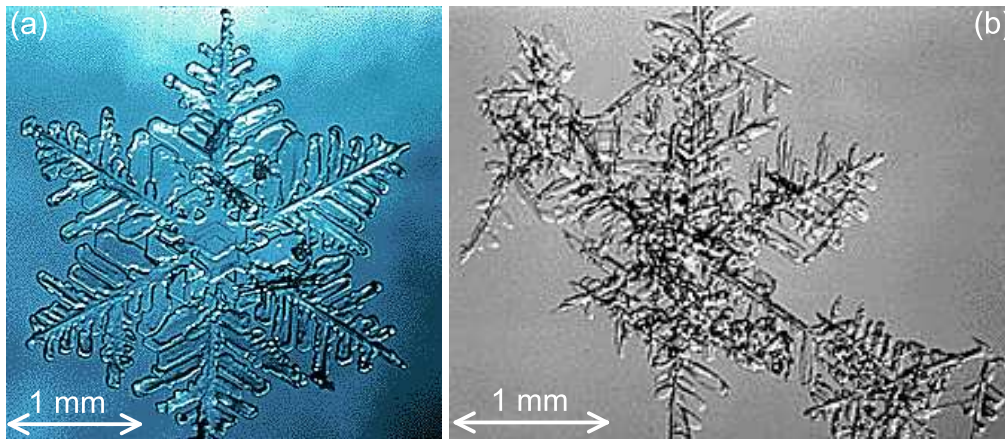


FIG. 1.1 – *Cristaux de neige fraîche (Photos ANENA) : (a) étoile, (b) cohésion de feutrage.*

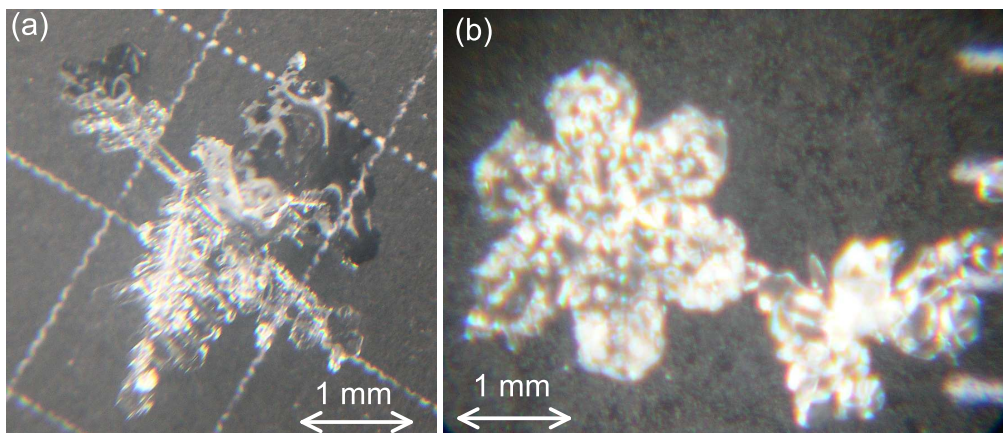


FIG. 1.2 – *Particules reconnaissables : (a) dendrites brisées (b) fonte et sublimation des zones convexes au puis solidification dans les zones concaves.*

les grains qui sont à l'origine d'une cohésion dite de *frittage*. Les couches de particules reconnaissables sont un peu plus denses que celles de neige fraîche (de 100 à 200 kg/m^3), peuvent être plus profondes (un mètre) et persistent plus longtemps que la neige fraîche (quelques jours).

1.1.3 Grains fins

La neige de type *grain fin* est le type de neige étudié dans cette thèse. En poursuivant le mécanisme de sublimation des zones convexes au profit des zones concaves, les particules reconnaissables deviennent de plus en plus sphériques et petites. Lorsque la taille des grains est inférieure à 0.5mm , ils sont appelés *grains fins*. La cohésion de feutrage a complètement disparue, mais les ponts de glace entre les grains ont grossi augmentant considérablement la cohésion de frittage (Figure 1.3) [106, 35]. Les couches de grains fins ont une masse volumique assez élevée (de 200 à 400 kg/m^3) et se présentent sous la forme d'un solide poreux plus ou moins facilement cassable : la cohésion de frittage à une intensité très variable selon d'état de transformation des grains. Les grains fins constituent l'essentiel de la masse du manteau neigeux et persistent tant que la température est négative.

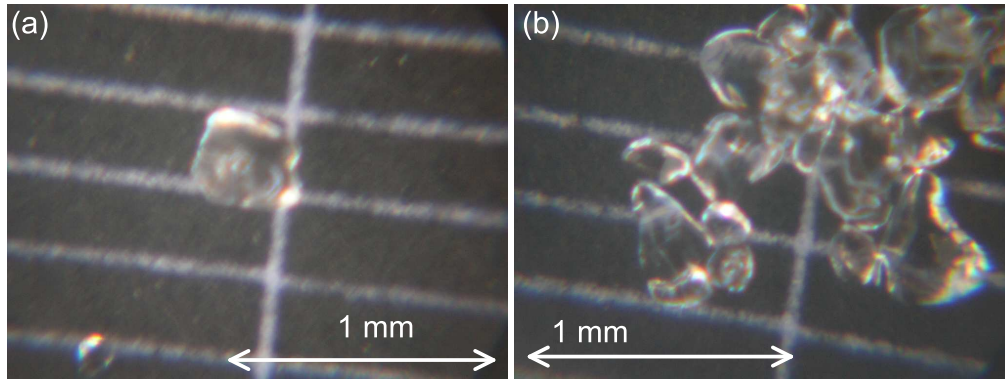
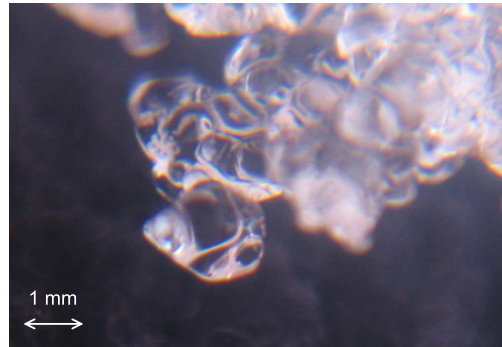


FIG. 1.3 – *Grain fin* : (a) *grain fin isolé*, (b) *grains fins et ponts de glaces*.

1.1.4 Grains ronds

Lorsque la température devient positive les ponts de glace de la cohésion de frittage fondent et se transforment en ponts liquides à l'origine d'une nouvelle cohésion dite *capillaire*. L'intensité de cette cohésion dépend de la teneur en eau liquide du manteau neigeux. A la différence des ponts de glace, les ponts capillaires sont plus faciles à briser, mais ils se reforment rapidement.

En présence d'eau liquide, les cristaux de glace, quel que soit leur type (neige fraîche, grains fins...), s'agglomèrent et forment de gros grains sphériques (quelques millimètres) appelés *grains ronds* (Figure 1.4). Au printemps, la majorité des grains fins ont été transformés en grains ronds qui constituent alors l'essentiel du manteau neigeux. Ce type de neige est usuellement appelé *neige humide*. Sa masse volumique est encore augmentée (350 à 500 kg/m^3).

FIG. 1.4 – *Grains ronds.*

1.1.5 Neiges plus rares

Les quatre types de neige évoqués (neige fraîche, particules reconnaissables, grains fins et neige humide) constituent l'essentiel de la masse du manteau neigeux. Néanmoins, il existe d'autres types de grains qui, bien que minoritaires, peuvent jouer un rôle important dans le déclenchement des avalanches. Il s'agit de grains sans cohésion qui forment des plans de glissement au sein du manteau neigeux [13, 36, 218, 219, 110, 92].

Gobelet

Lorsqu'une couche de neige est soumise à un fort gradient thermique (entre le sol chaud et l'air froid), il apparaît des flux verticaux de vapeur issue de la sublimation. La partie basse de chaque grain est soumise au flux de vapeur venant de la couche inférieure, alors que la partie haute des grains se sublime et alimente en vapeur la couche supérieure. Les grains résultants de cette métamorphose dite *de gradient* [33, 203] sont des grains d'environ 1mm , de forme pyramidale et sans cohésion. Ils sont appelés *gobelets* en référence à leur forme.

Givre de surface

Il s'agit de grands cristaux de glace plats (quelques centimètres de hauteur) qui croissent à la surface du manteau neigeux (Figure 1.5 (a)).

Neige roulée

Lorsque la neige fraîche tombe par grand vent, les cristaux s'entrechoquent pendant la chute et forment des amas de quelques millimètres. Ces grains sont appelés *neige roulée* (Figure 1.5 (b)). Ils sont presque sans cohésion.

Croûte de regel

Elle apparaît lorsque de l'eau liquide présente dans la neige humide gèle. Les grains ronds initialement immergés dans l'eau sont alors pris dans la glace. La croûte de regel est une fine couche (quelques centimètres) de ce matériau proche de la glace qui apparaît principalement au printemps lorsque le soleil fait fondre la surface du manteau neigeux et que les nuits froides permettent le regel.

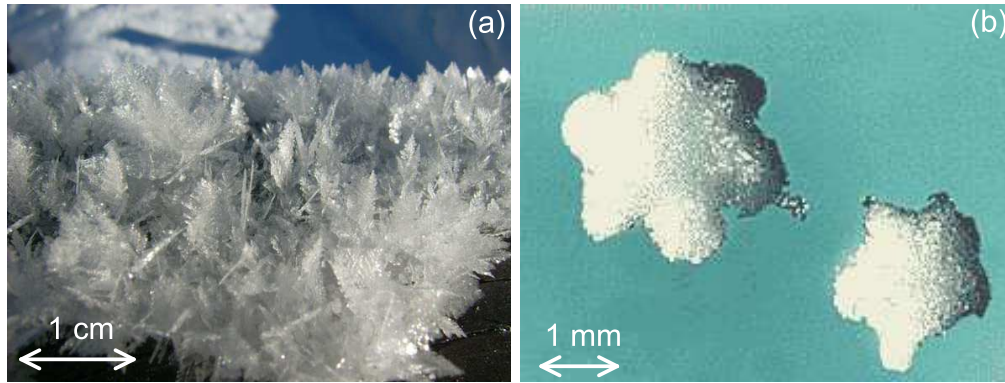


FIG. 1.5 – *Neiges plus rares : (a) givre de surface (b) neige roulée (Photo ANENA).*

1.2 Ecoulements de neige

Il est communément admis de distinguer deux modes de déclenchement d'avalanche ainsi que deux modes d'écoulement. Ce sujet intéresse un large public et apparaît dans de nombreux ouvrages généralistes [6, 7, 134, 40, 78]. Le tableau 1.1 donne la localisation spatio-temporelle de chaque type de neige, ainsi que leurs modes préférentiels d'écoulement et de déclenchement.

1.2.1 Modes de déclenchement

La stabilité d'une couche de neige résulte de l'équilibre entre son poids et la cohésion qui la retient à la couche inférieure. Cet équilibre peut être rompu en cas de surcharge, comme lors du passage d'un skieur, de la chute d'une corniche, d'un sérac ou d'un bloc rocheux, ou encore après une forte chute de neige. Le transport de neige par le vent peut conduire à des accumulations locales importantes qui déstabilisent le manteau neigeux [127, 126]. Mais la stabilité d'une couche de neige peut aussi être rompue si la cohésion entre les grains diminue au cours de leur métamorphose.

Départ en plaque

L'action du vent peut former à la surface du manteau neigeux une plaque de grains fins très frittés. Cette plaque, épaisse de quelques centimètres à plusieurs mètres, repose sur une couche moins cohésive comme par exemple une couche de gobelets ou de particules reconnaissables. Lors d'une surcharge, la plaque se brise sur toute sa largeur qui peut atteindre plusieurs dizaines de mètres et glisse sur la couche moins cohésive [114, 184, 58] (Figure 1.6 (a)). La fracture peut se produire largement en amont de la surcharge (par exemple un skieur) qui se retrouve alors au milieu de l'avalanche. Les départs de plaques sont la cause de la majorité des décès liés aux avalanches.

Départ ponctuel

Les départs ponctuels d'avalanche concernent la neige fraîche et la neige humide (Figure 1.6 (b)). Ces neiges sont plus ductiles que les grains fins et les fractures ne s'y propagent pas. Une surcharge provoque une mobilisation locale qui se propage au cours de l'écoulement. Les avalanches de neige humide, très fréquente au printemps, mobilisent le plus souvent la totalité de l'épaisseur du manteau neigeux qui glisse alors sur le sol (roche, herbe).

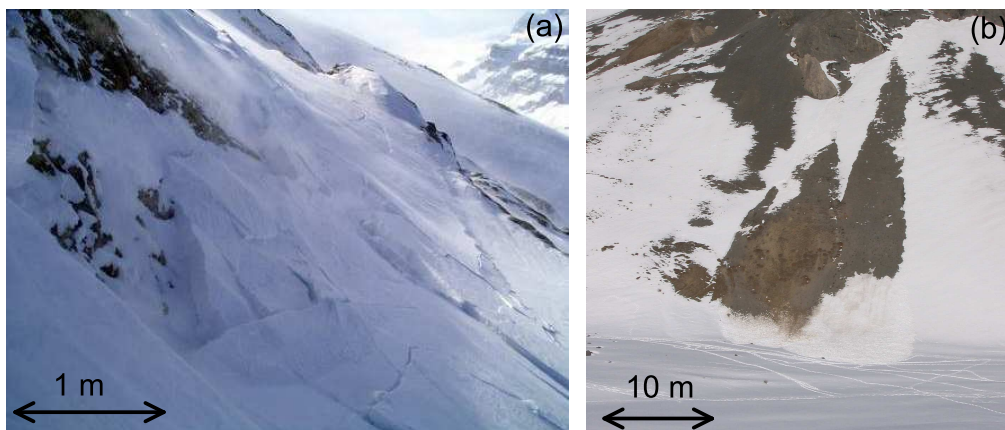


FIG. 1.6 – Deux modes de déclenchements : (a) départ d'une plaque de grains fins (b) départ ponctuel de neige humide.

1.2.2 Modes d'écoulement

L'observation d'avalanches réelles a permis de distinguer deux modes d'écoulements très différents tant par leur morphologie que par les mécanismes physiques qui les gouvernent. Ces deux modes diffèrent par la densité de la neige en écoulement.

Avalanche dense

Comme leur nom l'indique, les avalanches denses sont caractérisées par leur forte masse volumique, proche de celle du manteau neigeux (de 50 à 400 kg/m^3). Leur épaisseur est de l'ordre du mètre et leur vitesse de l'ordre de 10 à 80 km/h . La dynamique de ces écoulements est dominée par les contacts entre les grains de neige qui les composent. Les écoulements de neige dense ont tendance à suivre la ligne de plus grande pente et donc à adapter leur trajectoire au relief (Figure 1.7 (a)). Les avalanches denses peuvent être constituée de grains fins (sans eau liquide), ou de neige humide.

Avalanche aérosol

Les avalanches aérosols sont des suspensions peu denses (environ 1 kg/m^3) de grains de neige dans l'air ambiant (Figure 1.7 (b)). Elles peuvent atteindre des hauteurs de plusieurs dizaines de mètre et des vitesses de 100 à 300 km/h . La dynamique de ces écoulements est dominée par la turbulence du fluide interstitiel qui leur donne leur aspect caractéristique en volutes. Les avalanches aérosols sont peu sensibles au relief : elles peuvent s'écouler sur de grandes distances en terrain plat, traverser des forêts et même remonter des pentes. Ce mode d'écoulements apparaît pour les neiges fraîches, les particules reconnaissables, et parfois pour les grains fins.

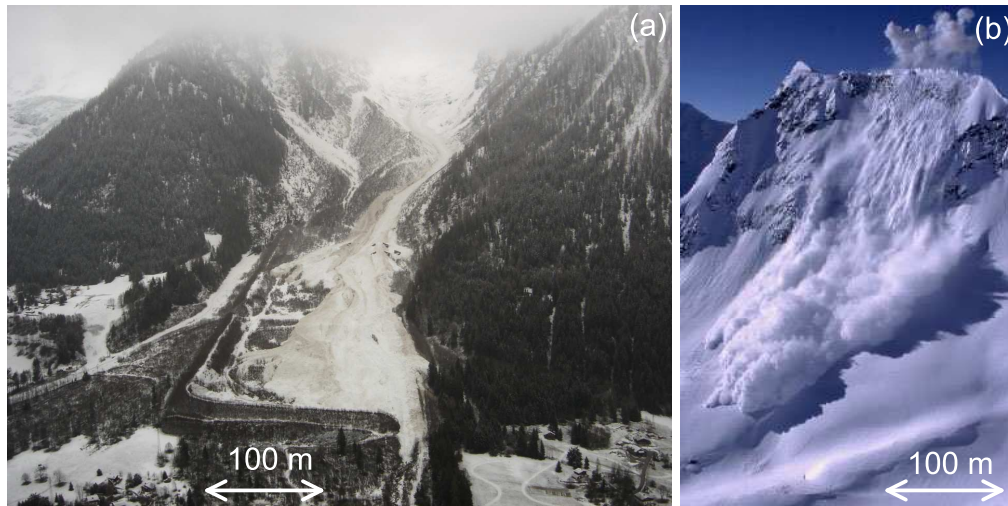


FIG. 1.7 – Deux types d'écoulements : (a) dense (couloir de Taconnaz, France 2006) et (b) aérosol.

Type de neige	Cohésion	Persistance	Localisation	Départ	Ecoulement
Neige fraîche	Feutrage	Journée	Couche de 10cm à la surface	Ponctuel	Aérosol
Particules reconnaissables	Fin feutrage, début frittage	Semaine	Couche de 1m à la surface	Ponctuel	Aérosol
Grains fins	Frittage	Mois	Couche de plusieurs mètres à la surface	Plaque	Dense ou mixte
Neige humide	Pont liquide	Mois	Tout le manteau neigeux	Ponctuel	Dense

TAB. 1.1 – Les différents types de neige, leur localisation spatio-temporelle et leur mode d’écoulement.

Avalanche mixte et fluidisation

La majorité des avalanches sont dites *mixtes*, c’est à dire qu’elles sont composées d’un écoulement dense surmonté d’un aérosol. A l’instant où l’écoulement commence, l’avalanche est dense (densité du manteau neigeux). Si elle prend suffisamment de vitesse, les grains de neige vont être arrachés de la surface de l’écoulement dense et vont former l’aérosol. La formation d’un aérosol dépend de la nature des grains (poids, forme, cohésion) et de la vitesse atteinte par l’écoulement dense. Mis à part les avalanches de neige humide, tous les types de neige sont susceptibles de former un aérosol.

1.2.3 Gestion du risque d’avalanche

L’avalanche est le risque naturel le plus meurtrier en France, avec en moyenne, trente décès chaque année depuis plus de vingt ans. La protection des biens et des personnes contre ce danger fait intervenir différents organismes spécialisés dans des domaines variés tels que la gestion du risque spatial et temporel, les actions préventives de sensibilisation ou encore les opérations de secours.

- La gestion spatiale du risque relève du CEMAGREF dans le domaine de la recherche et de l’expertise et des services RTM (Restauration des Terrains de Montagne) de l’ONF (Office nationale des Forêts) dans le domaine opérationnel comme par exemple la confection d’ouvrage paravalanche.
- Le CEN (Centre d’étude de la Neige, Météo France) a en charge la prévision de la stabilité du manteau neigeux, c’est à dire de la gestion temporelle du risque d’avalanche.
- Les actions de prévention, d’information et de formation sont effectuées par les clubs de pratiquants (Club Alpin Français, Fédération française de Montagne et d’Escalade etc.) et des associations telles que l’ANENA.
- Enfin, les secours sont effectués par les gendarmes et les CRS ainsi que les médecins du secours en montagne avec les pompiers dans certains départements. Sur les

domaines skiables, les premiers intervenants sont la plupart du temps les pisteurs-secouristes.

Prévention

La plupart des décès causés par les avalanches concernent des personnes qui pratiquent des loisirs dans les zones non urbanisées de montagne. Les informations sur la stabilité du manteau neigeux diffusées par Météo-France, l'existence de secours efficaces et surtout la sensibilisation des pratiquants aux risques encourus permet de limiter le nombre d'accident de ce type.

Le recensement de toutes les avalanches observées ainsi que des zones touchées permet de dresser la cartographie du risque d'avalanche (Carte de Localisation Probable des Avalanches, réalisée au CEMAGREF). Si, pour des raisons économiques ou sociales, des zones à risques ainsi définies sont traversées par des voies de communication ou bien habitées, différentes mesures de protection peuvent être mise en oeuvre par les services du RTM, appuyés par l'expertise du CEMAGREF.

Ouvrages de protection

Ces ouvrages sont destinés, soit à empêcher l'avalanche de se produire en retenant le manteau neigeux dans sa zone de départ, soit à dévier, freiner ou arrêter l'avalanche avant qu'elle n'atteigne la zone que l'on souhaite protéger.

- Le déclenchement artificiel des avalanches à l'aide d'explosifs est une technique très largement utilisée pour sécuriser les pistes de ski et les routes de montagne. Elle permet d'une part de choisir le moment où l'avalanche aura lieu, et de prendre en conséquence les mesures de sécurité nécessaires, et d'autre part de provoquer des avalanches moins importantes en purgeant régulièrement le manteau neigeux. Mais le déclenchement artificiel n'est jamais utilisé lorsqu'une zone habitée est potentiellement exposée. Dans ce cas, une combinaison des deux techniques suivantes est appliquée.
- La plantation de forêts, l'installation de filets ou de barrières dans la zone de départ permettent de stabiliser la partie inférieure du manteau neigeux et de limiter l'importance des avalanches (Figure 1.7 (a)). Mais les zones de départ ne sont pas toujours équipables (glacier, pente raide, sol meuble) et ces défenses dites *actives* ne peuvent pas être mises en oeuvre. Le départ de l'avalanche ne pouvant pas être empêché, il s'agit alors d'en limiter les conséquences par des défenses *passives*.
- Les défenses passives visent à dévier, freiner ou stocker la partie dense des avalanches, la plus destructrice pour les habitations. Une fois développée, la partie aérosol est difficilement arrêtable puisqu'elle est peu sensible au relief. Généralement, les défenses passives sont des ouvrages de maçonnerie (lames déviatrices, étraves) ou de terrassement (tas freineurs, digue de stockage) de grande ampleur (Figure 1.7 (b,c)).

Les ouvrages de protection sont onéreux (quelques millions d'euros). Pour réduire leur coût, leur dimensionnement doit être optimisé ce qui nécessite de connaître au mieux le

volume de neige mobilisé, la loi de comportement de la neige en écoulement et enfin l'interaction entre l'écoulement et l'obstacle [61, 60, 133].

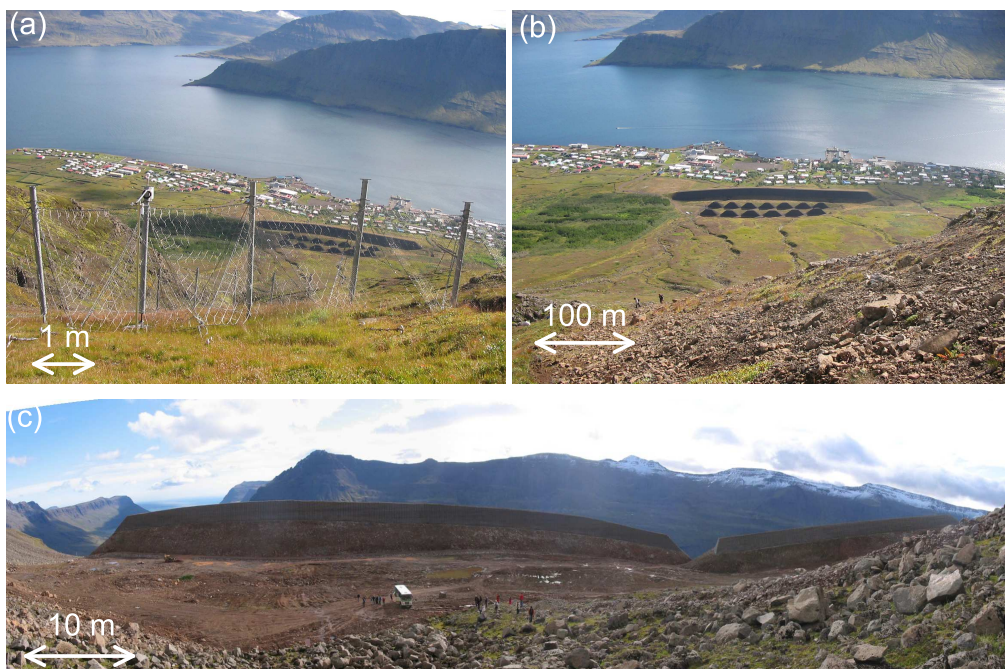


FIG. 1.8 – *Ouvrages de protection : (a) filet (b) tas freineurs et digue de stockage (Neskaupstadur, Islande) et (c) digue de stockage et digue déviatrice (Siglufjörður, Islande).*

1.2.4 Déclenchements artificiels

Différentes équipes réalisent des déclenchements artificiels d'avalanche, le plus souvent à l'aide d'explosif, dans le but d'observer un écoulement réel en temps et lieu voulus. Il est alors possible de mesurer les valeurs typiques de vitesse, de pression ou de densité dans l'écoulement. Ces données sont indispensables au dimensionnement des ouvrages paravalanches. Le tableau 1.2 récapitule les sites de déclenchement à travers le monde ainsi que leur principales caractéristiques. Ces sites sont décrits plus en détails dans [132]. Les inconvénients des expérimentations à l'échelle 1 sont d'une part que le nombre de déclenchements pour un site donné est limité (environ trois par an) et d'autre part que certains paramètres sont mal maîtrisés : la pente des couloirs n'est généralement pas constante, le volume et la qualité de la neige mobilisée ne sont pas contrôlés à priori.

Couloir (Pays)	Dénivelé (Pente)	Mesures (volume mobilisé)
Ryggfönn (Norvège)	900m (30°)	Capteurs sismiques et contraintes ($0.1 \cdot 10^6 \text{ m}^3$).
Vallée de La Sionne (Suisse) [5]	1200m (25° à 45°)	Contraintes, profil de vitesse, profil de densité, volume par photogramétrie ($1,410^6 \text{ m}^3$).
Taconnaz (France)	3000m (10° à 90°)	Contraintes ($0.5 \cdot 10^6 \text{ m}^3$).
Lautaret (France) [125]	500m (30° à 40°)	Vitesse, hauteur contraintes (1000 à 2000 m^3).
Revolving Door (USA Montana) [49]	100m (35°)	Profil de densité et de vitesse (1000 m^3).
Shiai-Dani (Japon)	1000m (26°)	Contraintes, vitesse par anémomètre ultrasonique.
Tianshan (Chine) [156]	500m (30° à 40°)	Contraintes.

TAB. 1.2 – Sites de déclenchement d’avalanche : principales caractéristiques.

1.3 Simulation à l’échelle 1

Pour prévoir la trajectoire des avalanches dans des géométries complexes, prendre en compte l’influence d’obstacles et définir les zones exposées, les experts ont recours aux simulations numériques qui considèrent l’avalanche comme un fluide continu soumis à la gravité \vec{g} et qui s’écoule le long d’une pente θ .

1.3.1 Formalisme de Saint-Venant

Souvent, ces simulations sont basées sur le formalisme de Saint-Venant qui consiste à moyenner les équations de conservation sur l’épaisseur de l’écoulement [46, 133]. L’écoulement est donc considéré comme une succession de tranches verticales de hauteur h de vitesse moyenne $\bar{V} = \int_{y=0}^h v_x(y) dy$ qui évoluent en fonction du temps t et de la direction de l’écoulement x (figure 1.9). Chaque tranche est soumise à la gravité le long d’une pente θ ainsi qu’à une contrainte de frottement basale τ . Le formalisme de Saint-Venant repose sur trois hypothèses :

1. le fluide est incompressible (masse volumique ρ),
2. l’épaisseur de l’écoulement H est fine par rapport à ses longueurs caractéristiques de variation (typiquement sa longueur L),
3. les contraintes normales sont proportionnelles : $\sigma_{xx} = K\sigma_{yy}$,

qui permettent d’exprimer la pression basale : $P = \rho gh \cos \theta$, la contrainte motrice liée à la gravité : $\tau_g = \rho gh \sin \theta$, et de donner une expression simple aux équations de conservation

de la masse et de la quantité de mouvement dans une tranche :

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial h \bar{V}}{\partial x} &= 0 \\ \rho \left[\frac{\partial(h \bar{V})}{\partial t} + \frac{\partial(h \bar{V}^2)}{\partial x} \right] &= \rho g h \cos \theta \left[\tan \theta - \mu^* - K \frac{\partial h}{\partial x} \right] \end{aligned}$$

en introduisant le coefficient de frottement effectif μ^* , rapport des contraintes tangentielle (τ) et normale (P) au socle de l'écoulement :

$$\mu^* = \frac{\tau}{\rho g h \cos \theta} \quad (1.1)$$

Le formalisme de Saint-Venant permet de se passer de la connaissance précise de la loi de comportement du fluide, car l'effet de sa rhéologie est englobée dans ce coefficient de frottement entre le matériau en écoulement et le socle. Toute la difficulté réside alors dans la détermination de coefficient de frottement, qui peut dépendre de la vitesse moyenne \bar{V} et de l'épaisseur h de l'écoulement. La relation $\mu^*(\bar{V}, h)$ est appelée *loi de frottement*.

Trois régimes d'écoulement sont possibles en fonction de la valeur du coefficient de frottement. Si le frottement basal est plus fort que la contrainte motrice liée à la gravité ($|\tau| > |\tau_g| \Leftrightarrow \mu^* > \tan \theta$), l'écoulement est ralenti. Au contraire, si la contrainte motrice liée à la gravité est plus importante que le frottement basal ($|\tau| < |\tau_g| \Leftrightarrow \mu^* < \tan \theta$), l'écoulement est accéléré. Enfin, si le frottement basale compense la contrainte motrice liée à la gravité ($|\tau| = |\tau_g| \Leftrightarrow \mu^* = \tan \theta$), l'écoulement n'est ni ralenti, ni accéléré : il est uniforme.

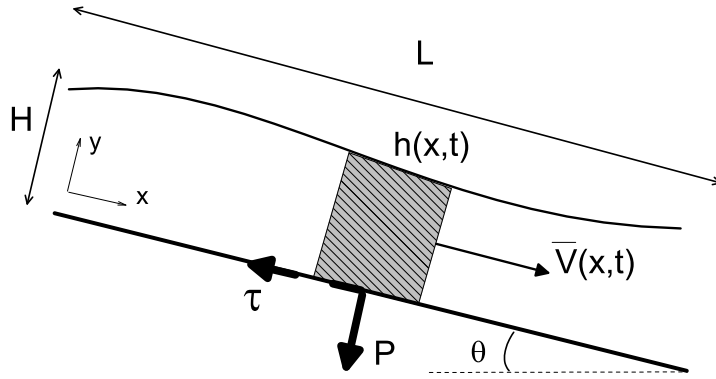


FIG. 1.9 – Principe du formalisme de Saint-Venant pour simuler un écoulement le long d'une pente.

1.3.2 Lois de frottement

Le choix de la loi de frottement est crucial pour simuler correctement les avalanches à l'aide du formalisme de Saint-Venant. Jusqu'à présent, les lois de frottement utilisées sont théoriques, et aucune n'est issue de mesure directe. Les paramètres introduits sont calibrés pour décrire au mieux des avalanches référencées, dont sont connus la topographie du couloir, le volume de neige initial, la morphologie de la zone d'arrêt et, plus rarement, la vitesse moyenne. Les critères de comparaison concernent le plus souvent la distance d'arrêt et l'étalement latéral des écoulements. Une synthèse détaillée des différentes lois de frottement utilisées pour simuler les avalanches de neige est faite dans la référence [7].

Modèle de Coulomb

Le plus simple des modèles de loi de frottement considère que le coefficient de frottement effectif est indépendant de la vitesse et de l'épaisseur de l'écoulement :

$$\mu^*(h, \bar{V}) = \mu_s^*. \quad (1.2)$$

Par analogie avec le frottement entre deux solides, ce modèle est appelé *modèle de Coulomb*. Son avantage est de n'introduire qu'un seul paramètre pour décrire l'avalanche : le coefficient de frottement μ_s^* . Les études qui ont été menées dans le but d'estimer la valeur numérique de ce coefficient pour des avalanches connues [8, 7] ont montré une grande variabilité selon les événements ($0.3 \lesssim \mu_s^* \lesssim 0.7$) ainsi qu'une tendance à la diminution de μ_s^* lorsque le volume de neige mobilisée augmente.

Modèle de Voellmy

Le modèle de Voellmy [208] est le plus couramment utilisé de nos jours. Il consiste à ajouter à la composante Coulombienne du frottement une composante qui rend compte d'une dissipation de type turbulente au sein de l'écoulement :

$$\mu^* = \mu_s^* + \frac{\bar{V}^2}{\xi h}. \quad (1.3)$$

Le coefficient de frottement effectif est alors fonction de l'épaisseur et de la vitesse moyenne de l'écoulement. Il prédit bien la tendance à la diminution de μ^* lorsque le volume de neige, donc l'épaisseur h augmente. Le modèle de Voellmy introduit deux paramètres, μ_s^* et ξ , dont de nombreuses études ont estimé les valeurs numériques à partir d'avalanches connues [23, 125, 7]. Ces études sont souvent des rapports d'expertise et ne sont pas des références facilement accessibles.

La composante Coulombienne μ_s^* est supposée représenter les caractéristiques liées à la qualité de la neige (type de grain, masse volumique, rhéologie). μ_s^* est généralement considéré constant pendant l'avalanche. Les valeurs numériques typiques vont de 0.155 pour de grosses avalanches de neige seiche (épaisseur supérieure à 2m) à 0.9 pour des avalanches de neige seiche plus fine, ou pour des avalanches de neige humide.

Le coefficient ξ (ms^{-2}) représente l'effet dissipatif de la géométrie d'écoulement (sinuosité, végétation, rugosité du socle). ξ est souvent supposé constant dans un site donné, quelle que soit le type de neige en écoulement. Les valeurs de ξ varient entre $400ms^{-2}$ pour une zone de forêt et $10000ms^{-2}$ pour une pente uniforme et peu rugueuse.

Modèles de Voellmy raffinés

La grande variabilité des paramètres ξ et μ^* selon l'avalanche considérée a conduit certaines équipes à raffiner le modèle de Voellmy [147, 179], notamment en ajoutant une composante visqueuse [173, 174, 17, 16, 133]. La loi de frottement s'écrit alors en introduisant un nouveau paramètre λ représentant la viscosité de l'écoulement :

$$\mu^* = \mu_0^* + \lambda \bar{V} + \frac{\bar{V}^2}{\xi h}. \quad (1.4)$$

Pour mieux décrire l'arrêt de l'avalanche, une équipe a considéré une composante visqueuse qui augmente fortement lorsque la vitesse tend vers 0 [107, 48].

1.4 Ecoulements denses de neige : connaissances expérimentales

Pour comprendre plus finement les mécanismes en jeu dans les écoulements de neige et pour mesurer sa loi de comportement, il est nécessaire de bien contrôler et de pouvoir faire varier les différents paramètres qui influencent les écoulements. Pour ce faire, quelques équipes ont réalisé des écoulements en modèles réduits depuis une vingtaine d'années. A cause des difficultés opératoires inhérentes à la neige, le nombre de ces expériences reste limité. Cette partie en résume les principaux résultats.

1.4.1 Modes opératoires

La neige est un matériau difficilement transportable car il évolue rapidement au gré des conditions thermodynamiques. Il est possible de créer artificiellement de la neige dans une chambre froide en pulvérisant de l'eau, mais le matériau obtenu, de petites sphères de glace, est différent de la neige naturelle [139]. La meilleure manière d'étudier la neige est donc de se rendre là où elle se trouve : en montagne [17, 16, 102, 204]. Néanmoins, certaines équipes travaillent en chambre froide avec de la neige naturelle prélevée en montagne et conservée à basse température [140, 27] ou dans de l'iso-octane [113]. Travailler en chambre froide permet de contrôler parfaitement la température et de bénéficier des conditions expérimentales de laboratoire. Mais les volumes de neige disponibles sont alors limités ($< 1m^3$).

1.4.2 Ecoulements le long d'une pente

La géométrie d'écoulement la plus souvent étudiée est celle du plan incliné [140, 17, 16, 204, 102] qui présente l'avantage d'être proche de celle des avalanches réelles. La

neige s'écoule le long d'une pente θ sous l'effet de la gravité \vec{g} . Pour éviter un glissement en bloc et forcer le cisaillement de la neige, le socle du plan incliné est le plus souvent rugueux (par exemple recouvert de papier de verre).

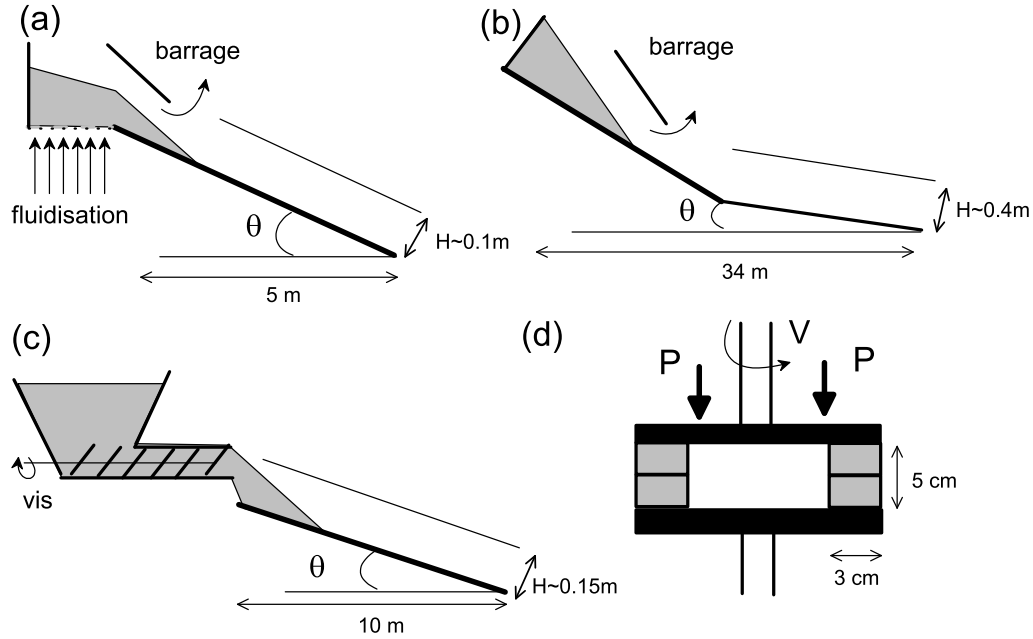


FIG. 1.10 – Géométries d'écoulement (vue en coupe, les zones grises représentent la neige) : (a) canal japonais [140], (b) plan incliné suisse [102, 204], (c) canal français [17, 16], (d) anneaux de cisaillement [27].

Dispositifs

Trois équipes réalisent des écoulements de neige sur des plans inclinés qui diffèrent par leur dimension (longueur L , largeur l et hauteur H) et par le système d'alimentation. Le tableau 1.3 résume les principales caractéristiques de ces dispositifs. Ils seront désignés par la suite en fonction de leur pays d'origine.

Le premier dispositif, appelé dispositif japonais [140], est un canal d'inclinaison réglable et de dimensions relativement modestes, situé dans une chambre froide. Quelques kilogrammes de neige sont stockés dans un réservoir et fluidisés pour limiter la cohésion de frittage puis l'écoulement est généré en ouvrant brusquement le réservoir (Figure 1.10 (a)). Il dure quelques secondes et est transitoire.

Le second dispositif, appelé dispositif suisse [204, 102], est un long et large plan incliné situé en montagne. Environ $10m^3$ de neige sont retenus par un barrage et sont brusque-

Site	Géométrie $L \times l \times h$ (m)	Pente	Alimentation
Japon (Chambre froide) [140, 139]	Canal $5.4 \times 0.08 \times 0.05$	30° à 40°	Rupture de barrage
Suisse (Weissfluhoch, 2670m) [204, 102]	Plan incliné $34 \times 2.5 \times 0.4$	35°	Rupture de barrage
France (Col du Lac Blanc, 2830 m) [17, 16]	Canal $10 \times 0.2 \times 0.2m$	32° à 45°	Tremie-vis

TAB. 1.3 – Dispositifs expérimentaux d'écoulement de neige sur plan incliné.

ment libérés (Figure 1.10 (b)). La première partie du plan incliné a une forte inclinaison (entre 35° et 45°) qui a pour but d'accélérer l'écoulement. La seconde partie du plan, au début de laquelle les mesures sont effectuées, est moins inclinée (32°). L'écoulement généré dure quelques secondes et est très transitoire.

Le troisième dispositif, appelé dispositif français [17, 16], est celui utilisé dans cette thèse (Figure 1.10 (c)). Il a été conçu lors de la thèse d'A. Bouchet. Il s'agit d'un canal d'inclinaison réglable situé en montagne. Sa description précise est faite dans le troisième chapitre. Environ $3m^3$ de neige naturelle sont injectés à débit constant et ajustable par un système de vis sans fin. Les écoulements durent environ dix secondes et sont permanents.

Profils de vitesse

Les trois dispositifs permettent de mesurer le profil de vitesse de l'écoulement. Malgré les différences de géométrie et de mode d'alimentation, les profils ont tous une forme similaires (Figure 1.11) : ils sont composés d'une zone fortement cisailée près de la paroi d'une épaisseur de quelques centimètres, et d'une zone beaucoup moins cisailée au dessus. Les vitesses atteintes à la surface sont de l'ordre de $5ms^{-1}$. Un profil de vitesse similaire a été mesuré sur une avalanche réelle [49].

Interprétation en terme de loi de comportement

L'équipe japonaise interprète cette forme de profil comme celle d'un fluide à seuil de type Bingham [140]. Dans le même esprit, l'équipe Suisse interprète cette forme de profil comme celle d'un fluide à seuil de type Herschel-Buckley [102] en incluant une vitesse de glissement entre l'écoulement et le socle. Cependant, l'analogie avec un fluide à seuil prédit une zone supérieure sans cisaillement, alors que les mesures semblent indiquer que cette zone est légèrement cisailée. Pour pallier cette contradiction, un comportement de type bi-visqueux a été proposé et permet un bon ajustement des profils mesurés lorsque la viscosité de la couche basale est très faible par rapport à la viscosité de la couche supérieure [50]. Mais ce comportement ne prédit pas l'arrêt des écoulement à pente non nulle.

Effet de la pente

L'équipe française a ajusté cette forme de profil par une fonction linéaire (taux de cisaillement constant) en incluant une vitesse de glissement V_g qui ne décrit pas la zone basale fortement cisailée :

$$V(y) = V_g + \dot{\gamma}y \quad (1.5)$$

V_g représente une vitesse de glissement entre la neige et la paroi et $\dot{\gamma} = \frac{dV}{dy}$ est le taux de cisaillement dans la couche peu cisailée. En réalisant des écoulements dans une large gamme d'inclinaison θ , il apparaît que la vitesse de glissement peut s'écrire :

$$V_g = V_0(\tan \theta - \tan \theta_0) \quad (1.6)$$

avec $V_0 = 9.1 \text{ms}^{-1}$ et $\theta_0 = 15.6^\circ$.

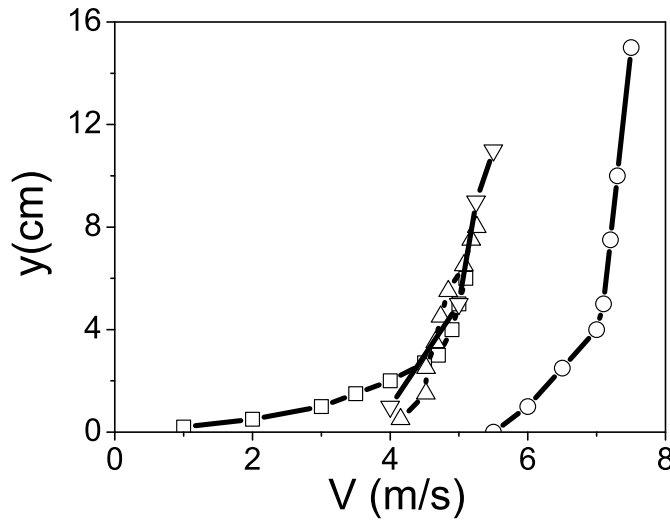


FIG. 1.11 – Profil de vitesse d'écoulement de neige naturelle. Données issues du dispositif japonais [140] (□), suisse [102] (○) et français [17, 16] (△). Profil de vitesse mesuré sur une avalanche réelle par [50] (▽).

1.4.3 Cisaillement entre deux anneaux

Une équipe a étudié le frottement entre deux couches de neige d'une manière directe [27]. Le dispositif est situé dans une chambre froide et la neige, de type grains fins, est naturelle. La méthode consiste à placer la neige dans deux anneaux (rayon intérieur 6cm et extérieur 9cm, hauteur de neige 2.5cm) qui sont ensuite plaqués l'un contre l'autre

(figure 1.10 (d)). L'un des anneaux est fixe et l'autre tourne en imposant une vitesse relative V entre les deux surfaces de neige. De plus, une pression P est appliquée. Les auteurs observent que seule une fine épaisseur de neige cisailée se développe à l'interface (environ $3mm$).

Les mesures systématiques de la résistance tangentielle τ réalisées pour différentes températures $T(^{\circ})$ montrent que le coefficient de frottement $\mu^* = \tau/P$ est la somme de trois contributions :

$$\mu^* = \mu_s^* + BV + CV^2. \quad (1.7)$$

La première composante (μ_s^*), de type coulombienne, est indépendante de la vitesse. μ_s^* varie linéairement avec la température $T(^{\circ})$: $\mu_s^* = 0.47 + 0.01T$, c'est à dire augmente lorsque la température négative s'approche de $0^{\circ}C$. La seconde composante BV est de type visqueuse et introduit le paramètre B (valeur typique de 0.025 sm^{-1}) indépendant de la température, mais dépendant de la nature des grains. La troisième composante est de type turbulente et introduit le paramètre C de faible valeur ($5.10^{-5} \text{ s}^2 \text{ m}^{-2}$), ce qui signifie que cette composante n'entre en jeu que pour les grandes vitesses ($V \gtrsim 15 \text{ m.s}^{-1}$).

Ces mesures relient donc les contraintes à la vitesse relative entre les deux couches. Pour en déduire une loi de comportement (relation entre les contraintes et le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$), il faudrait connaître précisément l'épaisseur de la bande de neige cisailée. Les auteurs observent que cette épaisseur peut varier significativement en fonction du type de neige et de l'état de cisaillement, mais n'ont pas quantifié ces observations.

1.5 Conclusion

La neige est un matériau composé de grains dont la taille, la forme et les propriétés mécaniques sont très variables. En fonction du type de neige, deux modes d'écoulement se distinguent : les avalanches aérosols et les avalanches denses. Dans le but de prédire le cheminement d'une avalanche dense dans un couloir donné, et ainsi prévoir les zones potentiellement exposées et l'effet de structures protectrices, les experts ont recours aux simulations numériques basées sur le formalisme de Saint-Venant qui nécessite de connaître la loi de frottement de l'écoulement sur le socle. Jusqu'à présent, les modèles de lois de frottement utilisés sont théoriques et calibrés sur des avalanches connues, ce qui conduit à de grandes variations des paramètres introduits. Récemment quelques équipes ont cherché à déduire la loi de comportement de la neige à partir d'expériences en modèle réduit, le plus souvent des écoulements sur plan incliné. Mais les données expérimentales sont encore rares et le comportement rhéologique de la neige, ainsi que les mécanismes physiques en jeu sont encore largement inconnus.

C'est dans ce contexte que se situe ce travail de thèse, dont l'objet est de mesurer le comportement rhéologique du type de neige constituant l'essentiel de la masse du manteau neigeux : les *grains fins*. Ce matériau est composé de petits grains de glace ($0.2mm$) reliés entre eux par des ponts de glace, sans eau liquide. L'approche retenue est de générer des écoulements de neige naturelle dans une géométrie de type canal de sorte

que, à partir d'un grand nombre d'expériences à pente, débit et type de neige variés, il soit possible de mesurer le comportement rhéologique de ce matériau.

Chapitre 2

Propriétés rhéologiques des matériaux granulaires

La neige est composée de grains de glace dont la taille, la forme et les propriétés mécaniques évoluent au cours du temps. Il est donc naturel de chercher à comparer les écoulements de neige aux écoulements granulaires. C'est ce qu'ont fait différents auteurs, dans le but de prédire la trajectoire d'avalanches [176, 141, 142, 177] ainsi que l'influence d'obstacles sur l'écoulement [196, 61, 60].

Le terme matériau granulaire désigne toute assemblée de particules solides dispersées dans une phase liquide ou gazeuse, et englobe donc une grande variété de matériaux. La taille des grains peut varier de plusieurs ordres de grandeurs entre les poudres telles que les farines ($\lesssim 100\mu m$), le sable ($\sim 1mm$), les granulats ($\sim 1cm$) et les éboulis de roches ($\sim 1m$). La forme des grains peut elle aussi varier. Certains sont sphériques ou ovoïdes comme les graines, mais le plus souvent ils sont anguleux comme par exemple le sable ou les roches.

Les écoulements de matériaux granulaires sont très courants dans divers secteurs industriels qui nécessitent l'acheminement et le stockage des grains, notamment dans les domaines de l'alimentaire (graines, farines...), de la pharmacutique (gélules, comprimés...) et du génie civil (sable, ciments, granulats...). Par ailleurs, de nombreux écoulements naturels tels que les éboulements rocheux, les glissements de terrain, les écoulements pyroclastiques [65] ou encore le mouvement des dunes, sont eux aussi constitués de grains. Mieux comprendre les écoulements granulaires permet donc d'une part de résoudre des problèmes d'acheminement et de stockage dans l'industrie, et d'autre part de prévoir les zones potentiellement exposées à des catastrophes naturelles de natures variées. Ces enjeux ont récemment motivé de nombreuses études sur les écoulements de grains dont l'enjeu principal est de mesurer la loi de comportement du matériau, mais aussi de la relier aux propriétés mécaniques des grains.

Ce chapitre présente un état des lieux orienté des connaissances sur la rhéologie des matériaux granulaires. La première partie détaille les différents modes d'interaction entre grains, notamment les interactions cohésives. La seconde partie résume les principales connaissances récemment acquises sur le comportement rhéologique des grains sans co-

hésion. La troisième partie fait le point sur les connaissances, beaucoup plus succinctes, quant à l'effet de la cohésion sur le comportement d'une assemblée de grains.

2.1 Interaction entre grains

Les matériaux granulaires étudiés dans cette thèse sont des assemblée de grains qui n'interagissent qu'à travers des contacts directs, sans force à distance, ni d'effet du fluide interstitiel. Les contacts entre grains constituent alors les mécanismes élémentaires de transfert de quantité de mouvement et de dissipation d'énergie au sein de l'écoulement. Cette partie décrit les origines physiques des interactions entre grains sans cohésion, puis détaille les différents modes de cohésion présents dans les matériaux granulaires.

2.1.1 Contacts non cohésifs

Le contact non cohésif entre deux grains se compose généralement d'une répulsion élastique normale, d'une dissipation d'énergie et d'une résistance au glissement tangentielle.

Répulsion de Hertz

Le modèle de Hertz décrit le contact normal entre deux grains purement élastiques, qui se déforment donc lorsqu'ils sont soumis à une force. Dans le cas d'un contact entre deux sphères, le calcul réalisé par Hertz en 1880 relie la force de répulsion normale au contact N à la déflexion h (Figure 2.1 (a,b)) :

$$\begin{cases} N = k_n h & \text{pour des disques,} \\ N = k_n h^{3/2} & \text{pour des sphères.} \end{cases} \quad (2.1)$$

où k_n représente la raideur normale du contact, et reliée au module d'Young E et à la taille typique des grains d : $k_n \sim Ed$. Les valeurs typiques du module d'Young sont de 200 GPa pour l'acier, 70 GPa pour l'aluminium ou le verre, et 3 GPa pour la glace. Pour des grains de glace de 0.2 mm, la raideur k_n est donc de l'ordre de 10^5 N/m.

Dans le cas d'une collision binaire entre deux sphères de masse m , il est possible de déduire la durée du contact τ_c ainsi que la profondeur maximale d'interpénétration δ_m . En dimension deux, la durée de la collision est indépendante de la vitesse d'impact v_i :

$$\begin{cases} \tau_c = \pi \sqrt{\frac{m}{2k_n}} & \text{et} \quad \delta_m = \frac{\tau_c v_i}{\pi} & \text{pour des disques,} \\ \tau_c = 2,94 \sqrt{\frac{m^2}{k_n^2 v_i}} & \text{et} \quad \delta_m = \frac{\tau_c v_i}{2,94} & \text{pour des sphères.} \end{cases} \quad (2.2)$$

Dissipation d'énergie

Plusieurs mécanismes complexes donnent lieu à une dissipation d'énergie lors d'un choc entre grains [59] : une déformation plastique, le rayonnement en onde de surface, en mode de vibration propre de la bille... L'effet de ces dissipations est souvent pris en compte par le coefficient d'inélasticité, aussi appelé *coefficient de restitution* e introduit par Newton en 1687. Lors d'une collision entre une bille et un plan, ce coefficient relie la vitesse de la bille avant v_i et après le rebond v_r : $v_r = ev_i$. Le coefficient e est compris entre 0 pour un choc parfaitement inélastique où toute l'énergie est dissipée et 1 pour un choc parfaitement élastique où il n'y a pas de dissipation. Ses valeurs typiques sont de 0.9 pour l'acier et 0.6 pour l'aluminium. L'existence de cette dissipation est au cœur des propriétés des écoulements granulaires rapides.

Frottement de Coulomb

Les lois macroscopiques empiriques régissant la friction entre deux surfaces solides ont été établies à l'aide d'expériences de patin glissant sur un solide. Les expériences historiques de Léonard de Vinci, puis de Guillaume d'Amontons conduisent aux observations suivantes pour la friction entre deux solides :

- partant du repos, il faut une force tangentielle $|T| = \mu_s N$ pour mettre en mouvement un patin, μ_s étant le coefficient de frottement statique et N la force normale ;
- une fois en mouvement, la norme de la force de friction est égale à $|T| = \mu_d N$, μ_d étant le coefficient de friction dynamique ;
- μ_s et μ_d sont des constantes qui ne dépendent que de la nature des matériaux en contact et dont les valeurs typiques sont dans l'intervalle $1 \gtrsim \mu_s > \mu_d \gtrsim 0.1$.

Cette description, souvent appelée *lois de Coulomb* parce que ce dernier en fit une généralisation aux matériaux granulaires [38], est bien souvent suffisante pour décrire nombre de phénomènes. Cependant, considérer $\mu_{d,s}$ constants constitue une approximation qui ne rend pas compte de phénomènes tels que le vieillissement statique (augmentation de μ_s avec l'âge du contact [11]) ou l'affaiblissement cinétique (diminution de μ_d avec la vitesse de glissement [22]). Pour décrire la friction entre deux grains, la simplification $\mu_s \approx \mu_d = \mu$ est souvent utilisée car elle n'introduit qu'un seul paramètre : le coefficient de frottement μ (Figure 2.1 (a,b)).

Rôle de la rugosité

L'état de surface des matériaux n'est jamais parfaitement lisse : une rugosité existe à l'échelle microscopique. Cette rugosité joue un rôle crucial dans le contact entre grains.

Le premier effet de la rugosité est de favoriser une déformation plastique des grains, puisque le contact s'opère en un nombre limité d'aspérités sur lesquelles se concentrent les contraintes qui peuvent alors dépasser le seuil de plasticité du matériau. La déformation plastique des aspérités donne alors lieu à une dissipation d'énergie ainsi qu'à une évolution des contacts en fonction de leur histoire [202], puisque la surface effective d'un contact dépend de la force normale maximale qui lui a été appliquée [18, 77] (Figure 2.2).

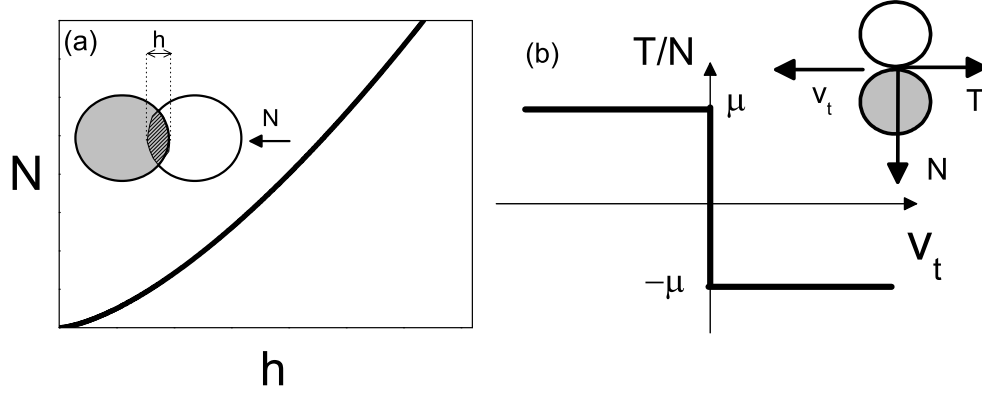


FIG. 2.1 – *Loi de contact sans cohésion : (a) contact de hertz décrivant la répulsion normale (3D) et (b) critère de Coulomb simplifié décrivant le glissement tangentiel.*

La rugosité est aussi à l'origine du frottement entre les grains. Le premier mécanisme est l'imbrication des aspérités. De plus, les aspérités en contact sont si proches qu'elles interagissent par le biais de forces attractives (forces électrostatiques qui seront détaillées dans la section 2.1.2) [195]. Les deux mécanismes microscopiques du frottement sont donc, d'une part, l'adhérence due aux forces attractives et, d'autre part, le cisaillement des aspérités imbriquées.

2.1.2 Contacts cohésifs

Dans de nombreux matériaux granulaires, les forces de cohésion entre grains sont significatives. Trois catégories de forces cohésives sont distinguées selon leur origine physique : les forces *électrostatiques*, significative pour les petits grains ($< 100 \mu m$), les forces *capillaires* pour les grains humides et les forces de type *ponts solides* pour les grains frittés. Le plus souvent, les interactions cohésives entre grains s'expriment par une force normale d'adhésion N^a qui s'oppose à la répulsion élastique. Elles donnent lieu à une résistance du contact à la traction N^c ainsi qu'à une déflexion normale d'équilibre h^c pour laquelle la répulsion élastique compense la force d'adhésion. La figure 2.3 trace la forme des modèles de cohésion les plus courants, qu'ils soient expérimentaux, théoriques ou simplement utilisés dans des simulations numériques.

Forces électrostatiques

Le premier type de cohésion entre grains est dû à l'existence de forces électrostatiques entre molécules, telles que les forces de Van der Waals [195, 100, 101, 69], qui tendent

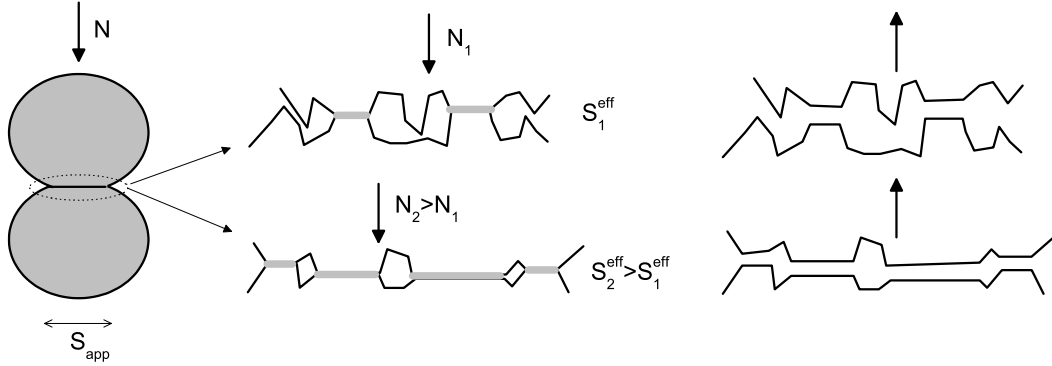


FIG. 2.2 – *Déformation plastique des aspérités : la surface effective S_{eff} du contact est inférieure à la surface apparente S_{app} et augmente avec la force normale N maximale qui a été imposée.*

à rapprocher deux surfaces solides en contact. Ces forces n'interviennent que lorsque la distance entre les surfaces est suffisamment faible (distance moléculaire) et ne sont significatives que pour des grains assez fins, tels que les poudres [167, 157] ou les particules dites *du troisième corps* en tribologie [90]. Si la formulation complète de ces forces est complexe, plusieurs modèles théoriques simples ont été proposés pour les décrire dans le cas d'un contact entre deux sphères.

Le modèle *DMT* [51] considère que seules les molécules en périphérie de la surface de contact sont responsables de l'adhésion. Ce modèle se place dans le cas où la force d'adhésion est suffisamment faible comparée à la répulsion élastique, de sorte que la surface du contact ne soit que peu modifiée et reste proche de celle décrite par Hertz. Il en résulte une formulation simple qui oppose à la répulsion de Hertz une force d'adhésion constante $N^a(h) = N_c$ (Figure 2.3 (a)) :

$$N = k_n h^{\frac{3}{2}} - N_c. \quad (2.3)$$

Inversement, le modèle *JKR* [95] considère que les molécules responsables de l'adhésion sont présentes uniquement au sein de la surface en contact. Ce modèle se place dans le cas où la force d'adhésion est assez forte comparée à la répulsion élastique, de sorte que la surface du contact soit significativement modifiée par rapport à celle décrite par Hertz. Il en résulte une formulation qui oppose à la répulsion de Hertz une force d'adhésion N^a proportionnelle à la surface en contact. Mais la relation entre cette surface de contact et la déflexion normale h est implicite et ne permet pas une écriture simple. La figure 2.3 (a) trace cette fonction $N^a(h)$, mais son expression exacte n'est pas donnée ici par souci de concision. Il faut remarquer que ce modèle ne se contente pas d'opposer une force d'adhésion à la répulsion élastique, il rend aussi compte de la formation d'un pont solide dès la formation du contact ($h_f = 0$) qui relie les grains jusqu'à une distance de rupture

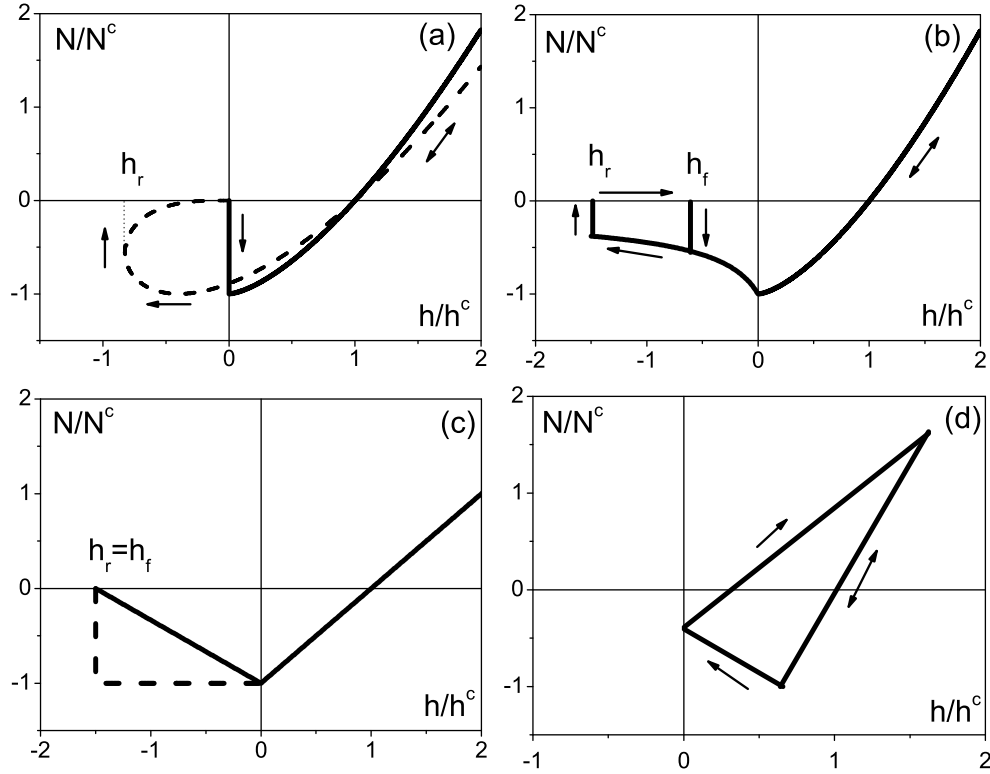


FIG. 2.3 – Les principaux modèles de cohésion : la force normale N est normalisée par la résistance maximale à la traction N^c et la déflexion h par la déflexion d'équilibre h^c . (a) modèles théoriques JKR [95] (---) et DMT (—) [51]; (b) modèle expérimental de pont liquide [149, 14]; modèles utilisés en simulation numérique : (c) carré (---) et triangulaire (—) [72, 99, 211], (d) plastique [118, 165].

$h_r < 0$. Le modèle JKR donne ainsi lieu à une hystérésis entre les cycles de chargement et de déchargement du contact qui se retrouvera dans d'autres modèles de cohésion (pont liquides, plastification).

Les modèles DMT et JKR sont les cas extrêmes de modèle de Maugis [123], plus complet, qui considère que les molécules responsables de l'adhésion sont présentes à la fois au sein et à la périphérie de la surface en contact. Les modèles DMT et JKR, initialement théoriques, ont pu être vérifiés expérimentalement respectivement dans [87] et [83].

Ponts liquides

Le second type de cohésion, appelé cohésion *capillaire*, est lié à la présence de ménisques liquides entre des grains. Ce mode de cohésion est très répandu puisqu'il concerne tous les matériaux granulaires humides. Il a été caractérisé par différentes études expérimentales [149, 14] et théoriques [53, 30]. Le ménisque se forme dès que les surfaces liquides entrent en contact, c'est à dire avant le contact entre la partie solide des grains ($h_f < 0$). Le ménisque tend alors à rapprocher les grains qui, une fois en contact, se repoussent. Pour rompre le contact, il faut étirer le ménisque jusqu'à sa distance de rupture $h_r < h_f$, donnant ainsi lieu à une hystérésis entre les cycles de chargement et de déchargement du contact dans la zone $h_r < h < h_f$. Une expression simplifiée de cette force d'adhésion est [149] (Figure 2.3 (b)) :

$$\begin{cases} N = -N^c \left(1 - \frac{h}{2r}\right) & \text{pour } h \leq 0, \\ N = k_n h^{\frac{3}{2}} - N^c & \text{pour } h \geq 0, \end{cases} \quad (2.4)$$

où r est le rayon de courbure du ménisque, et N^c la résistance maximale à la traction reliée à l'angle de mouillage α et la tension de surface γ_l du liquide : $N^c = \pi d \gamma_l \cos \alpha$. L'angle de mouillage est souvent proche de 0° (mouillage total) et les valeurs typiques de la tension de surface varient entre 72 mN/m pour l'eau et 2 mN/m huile de silicone. La viscosité du liquide tend à s'opposer au mouvement relatif des deux grains [54].

La figure 2.3 (c) trace des formes simplifiées de ce modèle souvent utilisées en simulation numérique bidimensionnelle [99, 211, 72]. L'hystérésis entre la distance de formation et celle de rupture du contact n'y est pas prise en compte.

Ponts solides

Le troisième mode de cohésion est lié à la formation de ponts solides entre les grains [47]. Ces ponts solides peuvent être formés par le gel d'un pont liquide [82], où lors du frittage, fréquent pour les poudres [128]. La formation et la croissance des ponts solides est généralement lente. Les caractéristiques mécaniques du contact sont celles d'un solide et font intervenir de nombreux paramètres tels que la résistance à la traction, à la compression, au cisaillement, et à la torsion.

Rôle de la rugosité, contact plastiques

Les aspérités jouent aussi un rôle déterminant dans le cas de grains cohésifs. Pour les poudres, les interactions de van der Waals, significatives uniquement à courte portée, n'entrent en jeu qu'au niveau des aspérités en contact, et non plus sur toute la surface apparente [68, 202, 206]. Dans le cas de grains humides, différents régimes de cohésion capillaires ont été identifiés selon le taux de remplissage des aspérités [14]. Pour des volumes de liquides très faibles, les ménisques se forment entre les pointes des aspérités. En ajoutant du liquide, les ménisques remplissent l'espace entre deux aspérités et pour des quantités de liquide encore plus grande, le ménisque remplit toute la surface apparente du contact.

La déformation plastique des aspérités, due non seulement à la contrainte appliquée au contact mais aussi aux forces d'adhésion, conduit là encore à des phénomènes de vieillissement du contact [145, 146]. La figure 2.3 (d) trace un exemple de modèle de cohésion incluant la plasticité du contact utilisé en simulation numérique bidimensionnelle [118, 165].

2.2 Écoulements de grains monodisperses et sans cohésion

Jusqu'à présent, la plupart des études menées sur les écoulements granulaires concerne le cas de grains :

- **secs** : le fluide interstitiel ne joue aucun rôle, ce qui est le cas lorsque les grains sont suffisamment gros ($\gtrsim 100\mu m$) et que le fluide n'est pas trop visqueux, comme l'air ;
- **sans interaction à distance** : les grains interagissent uniquement à travers des contacts directs ;
- **non cohésifs** : la force normale au contact est uniquement répulsive et tend à séparer les grains.
- **quasi-monodisperses** : les grains, généralement des sphères, ont tous quasiment la même taille ; une légère polydispersité permet d'éviter des phénomènes de structuration indésirables.

De nombreux travaux aussi bien expérimentaux que numériques ont récemment permis une bonne compréhension du comportement rhéologique de tels grains grâce à l'étude de différentes géométries d'écoulement, telles que le cisaillement plan homogène, le plan incliné rugueux, le socle meuble, le cisaillement annulaire, la conduite verticale et le tambour tournant (Figure 2.4). La référence [71] fait une large revue et synthétise les résultats de ces nombreuses études. Cette section décrit les principales caractéristiques du comportement rhéologique des grains non cohésifs à travers l'exemple de deux géométries d'écoulement : le cisaillement plan homogène et le plan incliné. Les autres géométries seront décrites plus brièvement.

2.2.1 Cisaillement plan homogène

Le cisaillement plan homogène est la géométrie d'écoulement la plus simple que l'on peut imaginer. Elle consiste à générer un écoulement entre deux parois parallèles en l'absence de gravité (Figure 2.4 (a)), de sorte que les contraintes soient homogènes dans tout l'écoulement. L'absence de gravité rend cette géométrie difficile à réaliser expérimentalement [80, 178]. La plupart des résultats sont obtenus par simulation numérique en imposant le taux de cisaillement $\dot{\gamma} = \frac{V}{H}$ et en mesurant la contrainte de cisaillement τ [10, 201, 220, 183, 2, 112]. Plus rarement, la contrainte de cisaillement est imposée et le taux de cisaillement mesuré [210]. Généralement, le volume de la cellule est constant, mais certaines études permettent la variation du volume dans le but de maintenir la pression P constante [43, 44]. Le plus souvent, les simulations sont bidimensionnelles, sauf [25].

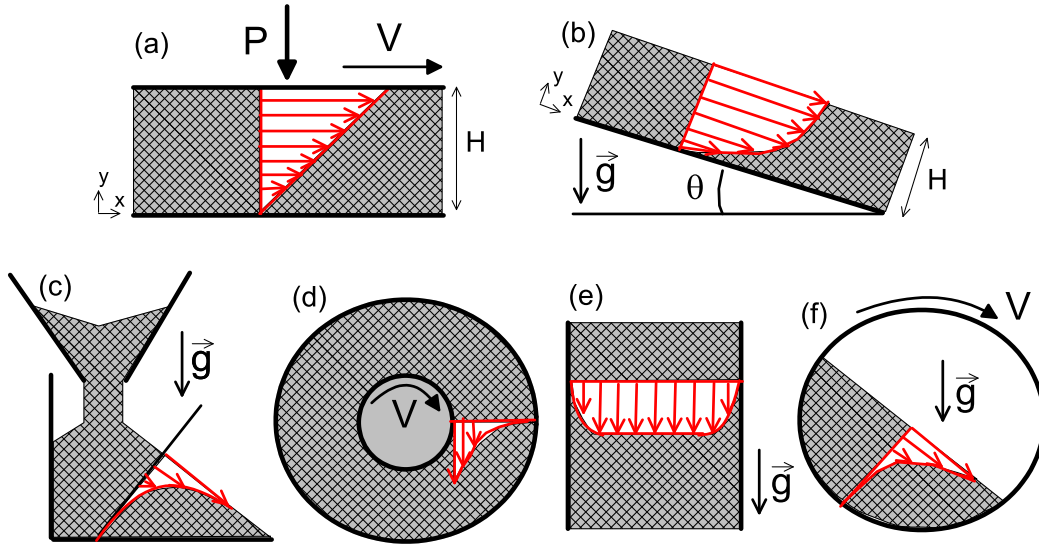


FIG. 2.4 – Géométries d'écoulement et forme des profils de vitesse : (a) cisaillement plan homogène, (b) plan incliné, (c) socle meuble, (d) cisaillement annulaire, (e) conduite verticale, (f) tambour tournant.

Régimes d'écoulement

Les simulations numériques menées par F. da Cruz [43, 44] ont montré que l'état de cisaillement des grains rigides de masse m est contrôlé par un seul nombre sans dimension nommée *nombre inertiel* I , combinaison du taux de cisaillement et de la pression imposée. Dans un système à deux dimensions, l'expression de I est :

$$I = \dot{\gamma} \sqrt{\frac{m}{P}}. \quad (2.5)$$

Le nombre inertiel représente le rapport entre deux temps : le temps inertiel $\sqrt{m/P}$ et le temps lié au cisaillement $1/\dot{\gamma}$. Les faibles valeurs de I ($I \lesssim 10^{-3}$) correspondent à un régime *quasi-statique* où l'inertie des grains est négligeable. Le comportement du matériau est alors de type solide plastique [181, 138]. Au contraire, les grandes valeurs de I ($I \gtrsim 0.3$) correspondent à un régime *collisionnel* où les grains interagissent par collisions binaires. Le comportement dans ce régime est alors décrit par la théorie cinétique développée par analogie avec la théorie cinétique des gaz denses [119, 24, 74].

Entre ces deux régimes ($10^{-2} \lesssim I \lesssim 0.3$) existe un régime d'écoulement appelé régime *dense* pour lequel l'inertie des grains n'est pas négligeable, mais où le réseau de contact percole à travers la cellule. Les images de la figure 2.5, issues des simulations menées dans cette thèse et détaillées dans le chapitre 5, montrent des cellules de cisaillement

pour différentes valeurs du nombre inertiel dans le régime d'écoulement dense. Le réseau de contact y est représenté. Plus le nombre inertiel augmente, moins les chaînes de force sont longues et nombreuses.

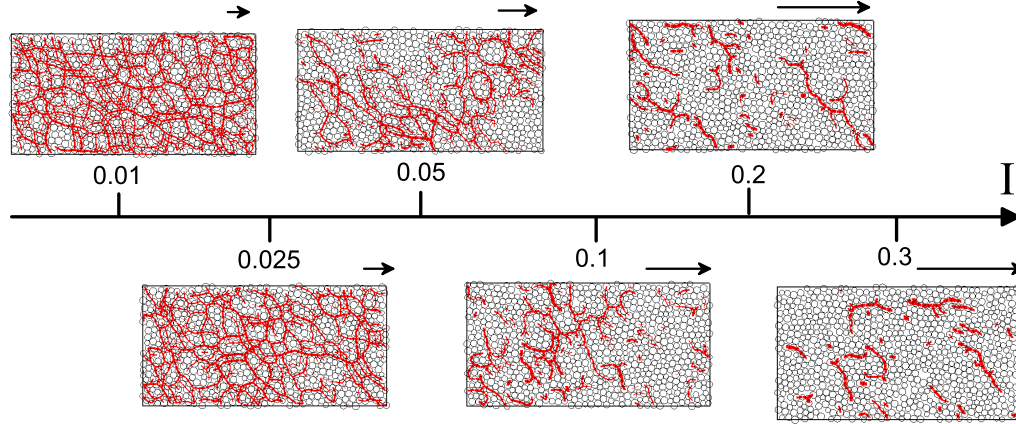


FIG. 2.5 – Réseau de contact lors d'écoulements en cisaillement plan homogène (taux de cisaillement et pression imposés) pour différentes valeurs du nombre inertiel I : les traits représentent les forces normales entre particules.

Loi de comportement : frottement et dilatance

La géométrie du cisaillement plan homogène donne un accès direct à la loi de comportement du matériau en écoulement : si la pression et le taux de cisaillement sont imposés, il suffit de mesurer la contrainte de cisaillement. La loi de comportement des grains secs et sans cohésion peut s'écrire sous une forme simple, à travers une relation linéaire entre deux nombres sans dimension [43, 44, 71] : le nombre inertiel I et le coefficient de frottement effectif $\mu^* = \tau/P$, rapport des contraintes tangentielle et normale (Figure 2.6 (a)) :

$$\mu^* \approx \tan \phi + bI. \quad (2.6)$$

Cette relation, souvent appelée *loi de frottement*, introduit deux paramètres : l'angle de friction interne ϕ et la pente $b > 0$ qui sont propres à la nature des grains en écoulement.

Une autre quantité fondamentale dans les écoulements granulaires est la fraction solide ν (aussi appelée compacité), rapport entre la surface occupée par les grains et la surface totale. Cette fraction solide dépend elle aussi de l'état de cisaillement des grains (Figure 2.6 (b)) [43, 44, 71] :

$$\nu = \nu_{max} - aI. \quad (2.7)$$

Cette relation, souvent appelée *loi de dilatance*, introduit deux paramètres : la fraction solide maximale ν_{max} et la pente $a > 0$ qui sont propres à la nature des grains en écoulement.

Le principe de la dilatance a été mis en évidence par O. Reynolds [163] et son origine est assez intuitive : pour cisailer le matériau, il est nécessaire que les grains passent les uns au dessus des autres (figure 2.6 (c)). Lorsque le nombre inertiel augmente, par une augmentation du taux de cisaillement ou par une diminution de la pression, ces désenchevêtrements sont respectivement plus fréquents ou plus faciles, ce qui conduit à l'expansion du matériau. Par ailleurs, le passage d'un grain par dessus un autre s'accompagne d'une force \vec{N} qui tend à s'opposer au mouvement (figure 2.6 (c)) et qui est à l'origine de l'augmentation du frottement avec le nombre inertiel.

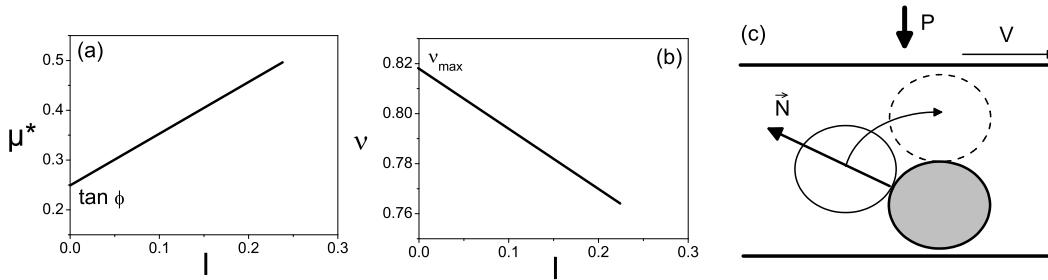


FIG. 2.6 – Comportement rhéologique de grains sans cohésion : (a) loi de frottement, (b) loi de dilatance, (c) origine du frottement et de la dilatance.

2.2.2 Plan incliné

La géométrie du plan incliné présente le double avantage d'être proche de celles d'écoulements réels et d'être réalisable expérimentalement. Elle consiste à faire écouler une couche de grains d'épaisseur H le long d'une pente θ (Figure 2.1 (b)). Les écoulements expérimentaux de grains sur plan incliné ont été réalisés par de très nombreuses équipes parmi lesquelles [176, 177, 9, 151, 150, 31, 115, 12, 43]. Les expériences sont généralement menées avec des matériaux modèles tels que des billes de verre, d'acier, des graines de moutarde, du sable tamisé... L'écoulement est généré en lâchant un volume de matériaux le long d'une pente θ . Pour éviter un écoulement en bloc et forcer le cisaillement, le socle de l'écoulement est généralement rugueux (grains collés, papier de verre). Il est relativement aisé de repérer la position des grains à la surface d'un écoulement ou à travers une paroi transparente, ce qui donne accès à leur vitesse et à leur état de structuration. En revanche, les propriétés des grains situés à l'intérieur de l'écoulement ne sont généralement accessibles qu'à travers les simulations numériques [52, 187, 155].

Régimes d'écoulement

Sur une large gamme d'inclinaison ($\theta_{stop} < \theta < \theta_{acc}$), une couche de grains d'épaisseur H peut s'écouler dans un régime permanent et uniforme dans lequel les différentes grandeurs telles que la vitesse, les contraintes ou la compacité sont indépendantes du temps et de la direction de l'écoulement. Les images de la figure 2.7, issues des simulations menées dans cette thèse et détaillées dans le chapitre 5, montrent des écoulements sur plan incliné dans le régime d'écoulement permanent et uniforme pour différentes pentes. Le réseau de contact y est représenté. Plus la pente augmente, moins les chaînes de force sont longues et nombreuses.

Dans le régime permanent et uniforme, le frottement entre le matériau et la rugosité compense exactement la force motrice liée à la gravité. En dessous d'une pente critique, appelée θ_{stop} , l'écoulement s'arrête car le frottement entre le matériau et la rugosité est plus important que la force motrice liée à la gravité. Il est remarquable que la pente de départ θ_{start} , au dessus de laquelle une couche arrêtée s'écoule est significativement supérieure à la pente d'arrêt θ_{stop} qui, elle, délimite la transition écoulement-arrêt. Cette différence entre les pentes d'arrêt et de départ des écoulements est similaire à la différence entre le frottement statique et dynamique entre deux solides. A l'inverse, au dessus d'une pente critique, appelée θ_{acc} , l'écoulement entre dans un régime accéléré où le frottement entre le matériau et la rugosité est moins important que la force motrice liée à la gravité.

Mais les transitions entre ces différents régimes ne dépendent pas uniquement de la pente, elles dépendent aussi de l'épaisseur H du matériau. La figure 2.8 trace les courbes de transition de régime dans le plan (H, θ) . Elles ont une forme similaire qui peut s'écrire, par exemple pour la courbe d'arrêt [151, 153, 155, 169] :

$$H_{stop} = B \frac{\tan \theta_2 - \tan \theta}{\tan \theta - \tan \theta_1} \quad (2.8)$$

où θ_2 représente une pente en dessous de laquelle le matériau s'écoule quelle que soit son épaisseur, et θ_1 représente une pente pour laquelle le matériau ne s'écoule pas quelle que soit son épaisseur. Ces courbes montrent que les transitions de régime ne dépendent plus de H lorsqu'il est suffisamment grand. Par ailleurs, la pente d'arrêt dépend fortement du couple matériau-rugosité considéré [169, 76] : pour des grains sphériques, comme des billes de verre, la pente d'arrêt est typiquement de 20° . Par contre, pour des grains anguleux comme le sable ou les granulats [169, 205], la pente d'arrêt peut augmenter jusqu'à 40° .

Écoulement permanent et uniforme

Les écoulements permanents et uniformes sur plan incliné sont caractérisés par un profil de compacité $\nu(y)$ constant [187, 155, 43, 191]. La géométrie du plan incliné revient donc à imposer un cisaillement à contraintes tangentielle et normale imposées par la gravité qui varient dans l'épaisseur :

$$\begin{cases} P(y) = \rho_p \nu g \cos \theta (H - y), \\ \tau(y) = \rho_p \nu g \sin \theta (H - y). \end{cases} \quad (2.9)$$

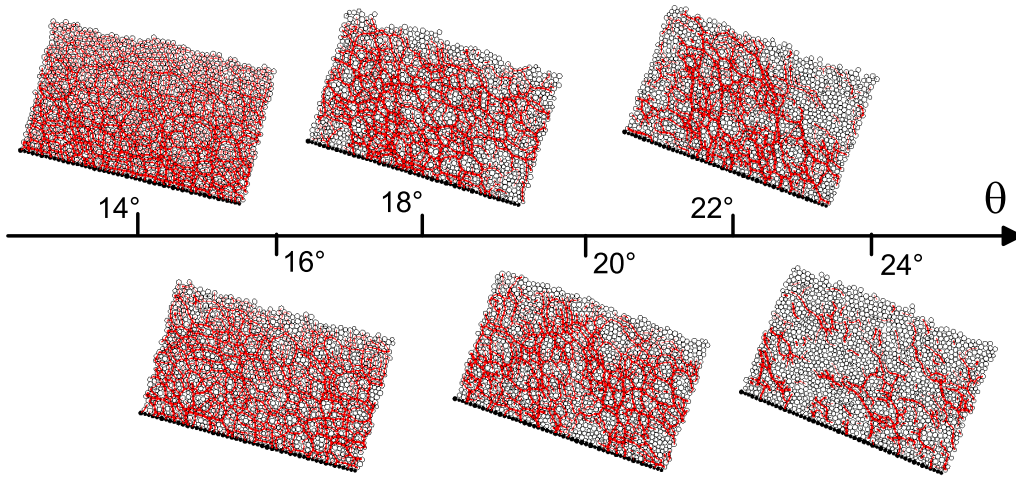


FIG. 2.7 – Réseau de contact lors d'écoulements sur plan incliné rugueux pour différentes inclinaisons θ . Les traits représentent les forces normales entre particules.

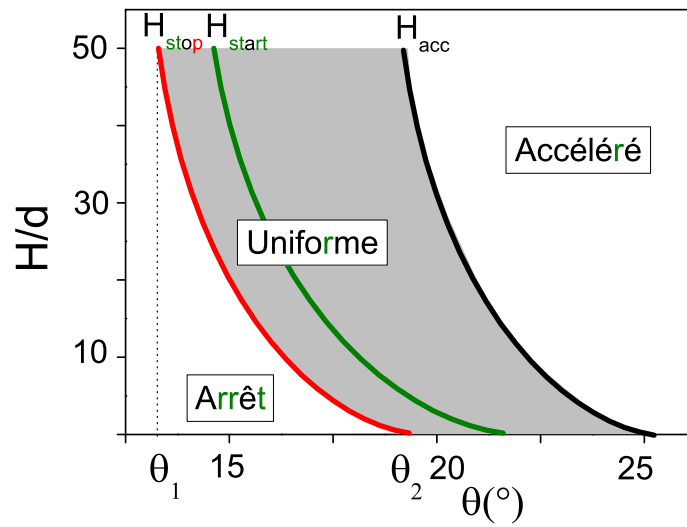


FIG. 2.8 – Régimes d'écoulement en fonction de l'épaisseur H de la couche et de la pente θ .

où ρ_p est la masse volumique des grains. Par conséquent, le coefficient de frottement $\mu^*(y) = \tau(y)/P(y)$ est constant dans l'épaisseur et directement relié à la pente : $\mu^* = \tan \theta$. L'intégration sur l'épaisseur de la loi de frottement mesurée en cisaillement plan (Equation 2.6) prédit donc une expression du profil de taux de cisaillement et du profil de vitesse de type Bagnold (Figure 2.9 (a)) :

$$\begin{aligned}\dot{\gamma}(y) &= \frac{\sqrt{\rho_p \nu g \cos \theta}(\theta - \phi)}{bd} \sqrt{H - y} \\ \Rightarrow \frac{V_x(y)}{V_H} &= \int_{y_1=0}^y \dot{\gamma}(y_1) dy_1 = 1 - \left(1 - \frac{y}{H}\right)^{\frac{3}{2}} \\ \text{avec } V_H &= \frac{2}{3} H^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\theta - \phi}{bd}\right) \sqrt{\rho_p \nu g \cos \theta}\end{aligned}\tag{2.10}$$

Cependant, le profil de vitesse de type Bagnold suppose que le nombre inertiel est constant dans l'épaisseur de l'écoulement, or les mesures révèlent que, si $I(y)$ est bien constant dans une large couche centrale, il diverge près de la surface car la pression tend vers 0 et il augmente significativement près de la paroi rugueuse (Figure 2.9 (b)) [155, 43]. Cette augmentation, probablement causée par la proximité du socle rugueux, n'est pas prédite par la loi de frottement $\mu^*(I)$ mesurée en cisaillement plan. D'autre part, la loi de frottement $\mu^*(I)$ prédit bien un arrêt de l'écoulement dès que la pente est inférieure à $\theta_{stop} = \phi$, mais ne prédit pas la dépendance de cette pente d'arrêt avec l'épaisseur H de la couche en écoulement. Il apparaît donc que les écoulements sur plan incliné sont contrôlés d'une part par la rhéologie du matériau granulaire, et d'autre part par son interaction avec le socle [76].

Effet des parois latérales

Mis à part le cas de simulations numériques utilisant des conditions aux limites latérales périodiques [187], les écoulements sur plan incliné sont délimités par deux parois latérales qui peuvent modifier considérablement la nature de l'écoulement. Les mesures du profil de vitesse à la surface de ces écoulements révèlent l'existence d'un cisaillement du matériau près des parois latérales, d'autant plus important que ces parois sont frottantes et proches [96, 97, 98]. Ainsi, un nombre sans dimension, noté ξ_p , a été proposé pour distinguer différents régimes d'influences de ces parois [192, 191] :

$$\xi_p = \frac{\mu_p H}{\mu l}\tag{2.11}$$

ξ_p compare le coefficient de frottement μ_p exercé par les parois latérales sur l'écoulement au coefficient de frottement μ entre les grains, ainsi que l'épaisseur H de l'écoulement à sa largeur l . Pour ξ_p proche de 0, les parois latérales n'affectent pas l'écoulement. Pour ξ_p de l'ordre de 1, le cisaillement diminue dans la profondeur et pour ξ_p assez grand, l'écoulement devient surfacique : les grains du fond se bloquent et seul ceux proches de la surface s'écoulent.

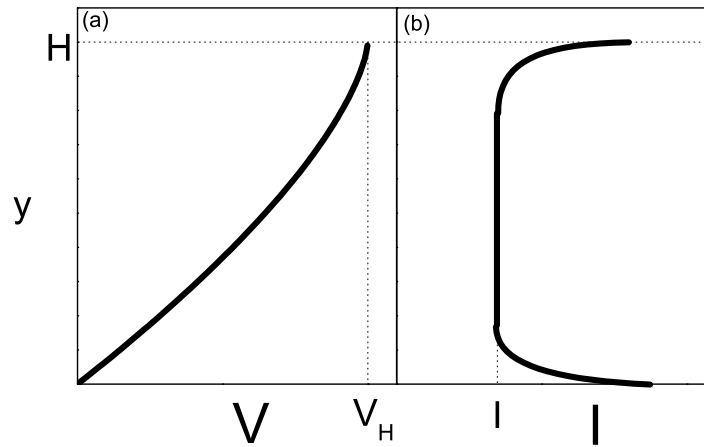


FIG. 2.9 – *Écoulement permanent et uniforme : (a) profil de vitesse de type Bagnold, (b) profil qualitatif du nombre inertiel.*

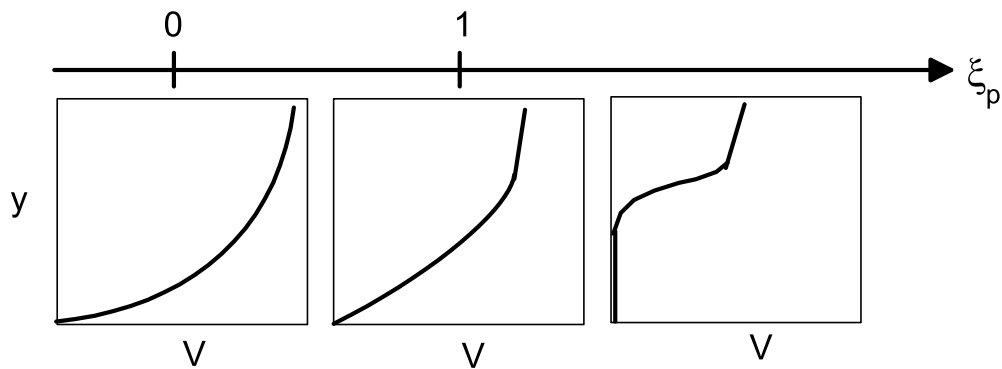


FIG. 2.10 – *Effet des parois latérales sur les écoulements en plan incliné, figure issue des travaux de N. Taberlet [192, 191].*

2.2.3 Autres géométries d'écoulement

Cisaillement annulaire

Le cisaillement annulaire (Figure 2.1 (d)) est une géométrie classique dans l'étude des fluides complexes. Elle a été souvent étudiée pour les écoulements granulaires aussi bien

expérimentalement que numériquement. Les grains sont placés dans l'entrefer de deux cylindres co-axiaux. L'écoulement est généré par la rotation du cylindre central soit en imposant la force, soit en imposant la vitesse de rotation. Les mesures montrent que le cisaillement est localisé près du cylindre intérieur sur une épaisseur d'environ cinq grains [71, 43].

Conduite verticale

Les écoulements en conduite verticale 2.1 (e) sont générés par la gravité et confinés entre deux parois. Cette géométrie intéresse directement les industries qui stockent des grains dans des silos (sables, ciments, céréales). Les mesures aussi bien expérimentales que numériques mettent en évidence un profil de vitesse typique : le cisaillement est localisé sur une couche de 5 à 10 grains d'épaisseur près des parois alors que la partie centrale de l'écoulement n'est pas cisailée. Ces écoulements sont plus contrôlés par l'état de surface des parois que par la rhéologie du matériau granulaire [71, 155].

Écoulements de surface

Les écoulements de surface, souvent rencontrés dans la nature et dans l'industrie, ont fait l'objet de nombreuses études à travers deux géométries d'écoulements :

- le socle meuble 2.1 (c) qui consiste à former un tas de grains en dessous d'un silo qui impose un débit,
- le tambour tournant 2.1 (f) qui consiste à remplir de grains la moitié d'un cylindre puis à imposer une vitesse de rotation constante.

Ces deux géométries conduisent à des écoulements à la surface d'un socle de grains immobiles, qui permettent l'étude de la transition entre le régime statique et le régime d'écoulement [71]. Ces géométries sont particulièrement sensibles à l'effet des parois latérales [192, 191, 96, 97].

2.3 Effet de la cohésion sur les écoulements de grains

Il est bien connu que l'ajout d'un peu d'eau dans du sable en fait un remarquable matériau de construction. La présence d'une force de cohésion entre les grains, capillaire dans ce cas, induit des modifications importantes du comportement statique de l'assemblée [138]. A l'autre extrême, dans le régime *collisionnel* le comportement des grains cohésifs peut être décrit par une adaptation de la théorie cinétique développée pour les grains sans cohésion [103].

En revanche, les études d'écoulements denses de grains cohésifs sont peu nombreuses et l'effet d'une force de cohésion entre grains sur le comportement rhéologique de l'assemblée demeure encore largement méconnu. Comme pour les grains sans cohésion, différentes géométries d'écoulements ont été étudiées expérimentalement ou numériquement : le cisaillement plan, le plan incliné rugueux, le socle meuble, le tambour tournant. Cette partie synthétise les principaux résultats issus de ces études concernant les écoulements denses de grains cohésifs.

Nombre	Expression	Valeur
Tabor [194]	$Ta = \frac{N^c}{k_n d}$	10^{-12} (VH) à $\sim 10^{-5}$ (P)
Bond granulaire [136]	$Bo_g = \frac{N^c}{mg}$	0 à 100 (VH)
Collision [136]	$Co = \frac{N^c}{md\dot{\gamma}^2}$	0 à 100 (VH)

TAB. 2.1 – Nombres sans dimension quantifiant la cohésion et valeurs typiques obtenues pour des poudres (P) ou des billes de verre humides (VH).

2.3.1 Intensité de la cohésion

La première étape pour identifier l'effet d'une force de cohésion sur le comportement de grains est de quantifier son intensité. Différents auteurs ont proposé des nombres sans dimension comparant la résistance maximale d'un contact à la traction N^c à une force caractéristique du système étudié.

Dans le cas d'écoulement gravitaire, S. Nase [136] a introduit deux nombres sans dimension appelés *nombre de Bond granulaire* Bo_g et *nombre de collision* Co qui comparent la résistance maximale à la traction respectivement au poids d'un grain mg et à la force liée à l'inertie $md\dot{\gamma}^2$. En variant la taille des billes de verre ($0.5 < d < 10$ mm, masse volumique $\rho \approx 2500 \text{ kg/m}^3$) et la tension de surface du liquide ($40 < \gamma_l < 72$ mN/m), la gamme de nombre de Bond granulaire atteinte est $10^{-2} < Bo_g < 100$, et correspond à une gamme de nombre de collision $10^{-2} < Co < 100$ pour les écoulements considérés. Un troisième nombre, appelé *nombre de Tabor* Ta , compare la résistance maximale à la traction N^c à la répulsion élastique : $Ta = N^c/k_n d$ [194]. Dans le cas de poudres, le nombre de Tabor est de l'ordre de 10^{-5} [91, 1]. Pour les billes de verre humides de diamètre 0.5 mm , et de nombre de Bond $Bo_g = 100$, le nombre de Tabor est beaucoup plus faible : $Ta = Bo_g * m/k_n d \approx 10^{-12}$.

2.3.2 Propriétés statiques

La microstructure d'une assemblée de grains cohésifs est très sensible à son mode de préparation. En fonction de l'agitation lors de la phase d'assemblage, l'échantillon est plus ou moins poreux à cause de la formation d'agrégats. Cette structure lâche se manifeste lors de déformations plastiques, ou lors de la compaction des poudres [217, 108, 215, 73, 214, 72, 216]. Un effet spectaculaire et bien connu de la cohésion est l'augmentation du seuil de rupture du matériau. La résistance tangentielle maximale τ_c de l'assemblée de grain soumise à une pression P est souvent décrite par le critère de Coulomb :

$$\tau_c = \mu_c P + c \quad (2.12)$$

où μ_c est le coefficient de frottement de l'assemblée et c représente le niveau de l'assemblée. c peut être relié aux propriétés microstructurales (nombre de coordinance Z , compacité ν) et micromécaniques (résistance d'un contact à la traction N^c), comme l'a proposé H. Rumpf [172] :

	Capillaire	van der Waals
Tambour tournant	[67, 198, 66, 136, 14] (Exp)	[28, 29] (exp)
Socle meuble	[121, 175] (Exp)	
Cratère	[88, 198, 136] (Exp) [198, 122] (DM)	
Bac inclinable		[207] (Exp)

TAB. 2.2 – Etudes de la transition solide \leftrightarrow écoulement en présence de cohésion : simulation de type dynamique moléculaire (DM) et expérimentations (Exp).

$$c = \mu_c \frac{\nu Z N^c}{d^2}. \quad (2.13)$$

Ce critère de rupture a été vérifié dans [166, 1, 193].

2.3.3 Départ et arrêt d'un écoulement

L'effet de la cohésion sur l'initiation d'un écoulement et sur son arrêt ont été étudiés par de nombreuses équipes (Tableau 2.2) dans différentes géométries : le tambour tournant, le socle meuble mais aussi la géométrie du cratère qui consiste à remplir un réservoir de grains puis à le vider en partie en pratiquant une petite ouverture au fond. Ces géométries permettent d'identifier deux angles : l'angle d'avalanche θ_{max} au delà duquel une assemblée de grains statique s'écoule et l'angle de repos θ_r en dessous duquel un écoulement s'arrête. Comme pour les grains sans cohésion, les grains humides et les poudres montrent un angle de repos supérieur à l'angle d'avalanche. L'effet de la cohésion est d'augmenter significativement ces deux angles.

2.3.4 Ecoulements denses de grains cohésifs

Les forces cohésives sont d'autant plus significatives que les grains sont petits, tout particulièrement dans les cas de forces électrostatiques de faible intensité. L'étude d'écoulements de poudres en tambour tournant montre que les grains trop petits ($d \lesssim 10^{-4}m$) sont fluidisés dès l'initiation de l'écoulement [28, 29]. Par conséquent, le régime d'écoulement dense observé pour des grains sans cohésion n'existe pas pour ces petits grains cohésifs. Des écoulements denses de grains cohésifs peuvent être obtenus avec des grains plus gros, comme par exemple des billes de verre humides [136, 199, 200]. Le tableau 2.3 précise les modes de cohésion et les géométries d'écoulement des différentes études concernant les écoulements denses de grains cohésifs.

Les géométries d'écoulement sont celles déjà utilisées pour les grains sans cohésion : le cisaillement plan, le plan incliné et le tambour tournant. Les études sont aussi bien expérimentales que numériques. Les trois modes de cohésion (van der Waals, capillaire et pont solide) ont été étudiés, et certains travaux numériques utilisent des modèles, nommés ici "théoriques", qui ne représentent pas directement l'un de ces modes de cohésion réels.

	Capillaire	van der Waals	Pont solide	Théorique
Tambour tournant	[136, 199, 200, 3] (Exp)	[158, 3] (Exp)		
Cisaillement plan		[190, 124, 197, 144] (DM)	[64, 63, 62, 89] (DM)	[211, 1] (DM)
Cisaillement annulaire		[104] (Exp)		
Plan incliné				[19] (DM)

TAB. 2.3 – Etudes des écoulements denses de grains cohésifs : simulation de type dynamique moléculaire (DM) et expérimentations (Exp).

Mouvements corrélés

Les écoulements expérimentaux de poudres ou de billes de verre en tambour tournant révèlent l'existence de mouvement corrélés sur des distances d'autant plus importantes que le niveau de cohésion est grand. Ces mouvements corrélés se manifestent par une surface libre irrégulière [175, 199, 200, 3] et par des tailles d'avalanches croissantes lorsque la cohésion augmente [3]. Les simulations numériques discrètes ont permis d'observer l'agrégation des grains cohésifs, à l'origine de ces mouvements corrélés, dans différentes géométries d'écoulement [55, 197, 211]. Ces agrégats qui peuvent se former, se déformer et se casser lors de l'écoulement, se manifestent par des fluctuations spatiales de compacité : le milieu s'organise en zone sans grains et en zones denses [124] ainsi que par une augmentation du temps de contact entre grains [19].

Comportement rhéologique

Le cisaillement de poudres entre deux anneaux révèle que plus le matériau est cohésif, plus sa résistance au cisaillement augmente. Ainsi, à taux de cisaillement égaux, le coefficient de frottement effectif est de 0.2 pour une poudre peu cohésive et de 0.8 pour une poudre cohésive [104]. Cette augmentation du coefficient de frottement induite par la cohésion a aussi été mesurée lors de simulations numériques d'écoulement en cisaillement plan [89, 1]. Par ailleurs, plusieurs études numériques montrent que, au-delà d'un certain niveau de cohésion, les écoulements en cisaillement plan ne sont plus homogènes : le taux de cisaillement se localise près des parois et le reste du matériau n'est plus cisailé : il forme un bloc rigide [190, 89]. Une seconde observation est que, plus le matériau est cohésif, plus il a tendance à se dilater lorsqu'il s'écoule [89, 3]. Sur plan incliné, le profil de vitesse des grains cohésifs n'est plus de type Bagnold : il se forme à la surface une zone non cisailée dont l'épaisseur est d'autant plus grande que la cohésion est forte [19].

2.4 Conclusion

Pour la neige comme pour de nombreux matériaux granulaires réels, les forces de cohésion entre grains sont significatives et il faut s'attendre à ce qu'elles jouent un rôle

crucial lors des écoulements. En effet, les rares études concernant les écoulements de grains cohésifs révèlent une phénoménologie très riche, comme par exemple la formation d'agrégats, l'augmentation du frottement et la dilatation. Mais jusqu'à présent, la loi de comportement de grains cohésifs demeure largement méconnue.

C'est dans ce contexte que se situe notre étude dont le but est de mesurer et de comprendre l'effet d'une force de cohésion sur le comportement rhéologique d'une assemblée de grains. Pour ce faire, l'approche adoptée est la simulation numérique discrète de type dynamique moléculaire. Elle permet de contrôler et de varier les propriétés mécaniques des grains et donne un accès facile aux différentes grandeurs au sein des écoulements, généralement difficiles d'accès voire inaccessibles expérimentalement.

Le choix du modèle d'interaction entre grains, et plus particulièrement celui de la force d'adhésion est bien sûr capital dans ce travail. Le parti pris est de considérer un modèle de cohésion qui ne décrit pas spécifiquement l'une des causes physique de l'adhésion, et encore moins l'adhésion entre deux grains de glace qui demeure de fait largement méconnue, mais qui rend compte du caractère le plus commun et le plus important de toutes les forces d'adhésion : la résistance d'un contact à la traction. Deux géométries d'écoulements seront étudiées : le cisaillement plan homogène qui aura pour but de donner un accès direct au comportement rhéologique de ces grains cohésifs et la géométrie du plan incliné qui permettra une comparaison qualitative avec les expériences d'écoulement de neige en canal.

Deuxième partie

Expérimentation

Chapitre 3

Méthode expérimentale

La neige est un matériau difficilement transportable car il évolue rapidement au gré des conditions thermodynamiques. Il est possible de créer artificiellement de la neige dans une chambre froide en pulvérisant de l'eau, mais le matériau obtenu (petites sphères de glace sans cohésion) est très différent de la neige naturelle. La meilleure manière d'étudier la neige est donc de se rendre là où elle se trouve : en montagne. Pour ce faire, le CEMAGREF s'est doté d'un site expérimental situé col du Lac Blanc (station de l'Alpe d'Huez, 2830m) constitué d'un chalet où quatre personnes peuvent passer la nuit, et d'un dispositif expérimental qui permet de créer et d'étudier des écoulements de neige dense. La figure 3.1 montre une vue d'ensemble du site du col du Lac Blanc. Le dispositif expérimental ainsi que les moyens de mesure ont été développés et réalisés lors de la thèse d'A. Bouchet [16].

Ce chapitre présente en détail les caractéristiques du dispositif expérimental et les techniques de mesure utilisées. Il décrit ensuite le déroulement d'une campagne de mesure, les modes opératoires adoptés, puis fait le bilan de l'ensemble des écoulements réalisés.

3.1 Dispositif expérimental et mode opératoire

Cette section décrit les caractéristiques de la géométrie d'écoulement, un canal d'inclinaison réglable, celles du système d'alimentation dont le but est d'assurer un débit de neige constant dans le temps à l'entrée du canal, et enfin les différentes étapes de préparation de la neige avant l'écoulement.

3.1.1 Le canal

La géométrie d'écoulement est un canal d'une longueur totale de 10 mètres, de largeur et de hauteur de 20 centimètres (Figure 3.2). Il est supporté par une poutre en bois lamellé-collé fixée à son sommet sur un axe de rotation. Un palan manuel permet alors un réglage facile de l'inclinaison du canal dans une gamme allant de 29° à 45° . Le fond du canal est recouvert d'une toile abrasive étanche dont la granularité est de l'ordre de celle des grains de neige ($\sim 0.5mm$). Une des parois latérales est transparente et permet de

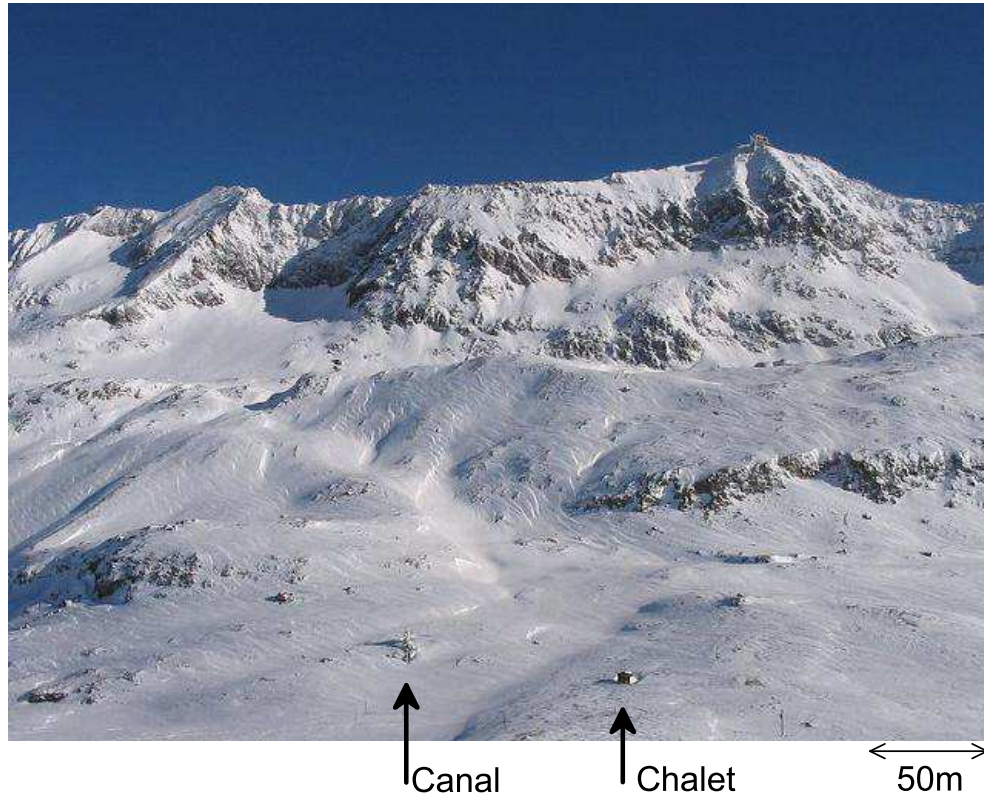


FIG. 3.1 – *Site expérimental du col du Lac Blanc (Alpe d'Huez, 2830m), vue du Dôme des Petites Rousses.*

visualiser l'écoulement. Un double fond permet d'installer une partie de l'instrumentation et des câblages nécessaires à l'acquisition des données.

3.1.2 Le système d'alimentation

Transport et stockage de la neige

Le principe du système d'alimentation est celui d'un ensemble "trémie+vis extractrice" (Figure 3.3). Une cuve de remplissage peut être déplacée le long d'une poutre et descendue au niveau du sol à l'aide d'un palan électrique. Une fois remplie de neige, elle est remontée puis vidée dans la trémie dont la capacité est de $5m^3$. La neige y est alors stockée avant d'être injectée dans le canal au moyen d'une vis d'Archimède. Le pas de cette dernière augmente progressivement au fur et à mesure que l'on se rapproche de la



FIG. 3.2 – *Canal d'écoulement : (1) système d'alimentation, (2) palan de levage et (3) axe de rotation.*

sortie pour limiter le compactage de la neige au cours du transport. Une jupe métallique assure la liaison jusqu'au canal sans lui transmettre les vibrations du système d'alimentation. Si l'écoulement est stoppé dans le canal, cette jonction évite la propagation du blocage dans le système d'alimentation, qu'il faudrait alors purger (une heure de travail à deux). En cas de blocage de l'écoulement dans le canal, la neige continue donc à être déversée et déborde.

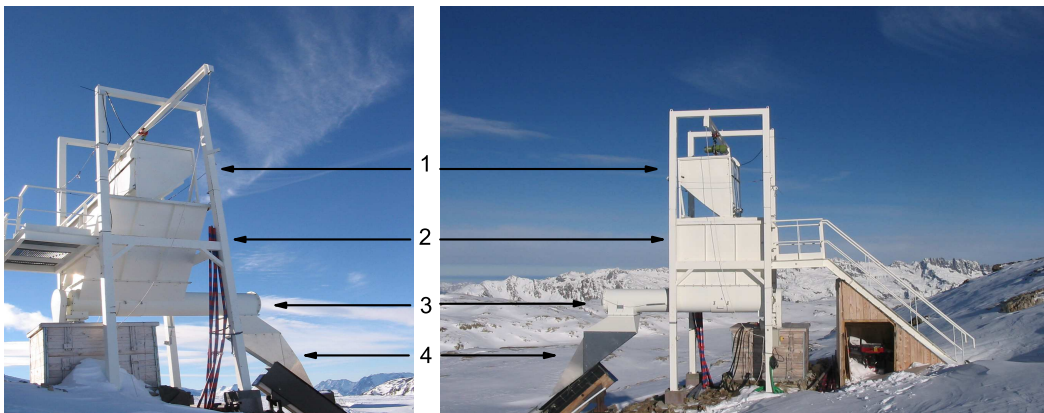


FIG. 3.3 – *Système d'alimentation : (1) cuve amovible, (2) trémie, (3) tube d'injection contenant la vis d'Archimède et (4) jonction alimentation-canal.*

Obtention d'un débit constant

La vis est entraînée par une chaîne thermo-hydraulique qui est censée maintenir une fréquence de rotation constante, indépendante de la charge et ajustable entre 0.3 Hz et 1.3 Hz. Cette fréquence de rotation fixe le débit de l'écoulement. Pour s'assurer que la fréquence est bien constante, elle est mesurée en temps réel par un tachymètre composé d'une roue dentée (dix dents) fixée à l'axe de la vis et qui passe entre une diode émettrice et une diode réceptrice. Le signal mesuré est de 0V lorsqu'une dent passe devant le récepteur et de 5V sinon. En détectant l'intervalle de temps dt qui sépare deux pics (Figure 3.4 (a)), il est facile d'en déduire la fréquence de rotation $f_{vis} = 36/dt$. La figure 3.4 (b) trace l'évolution de cette fréquence pendant un écoulement : elle est constante à quelques fluctuations près.

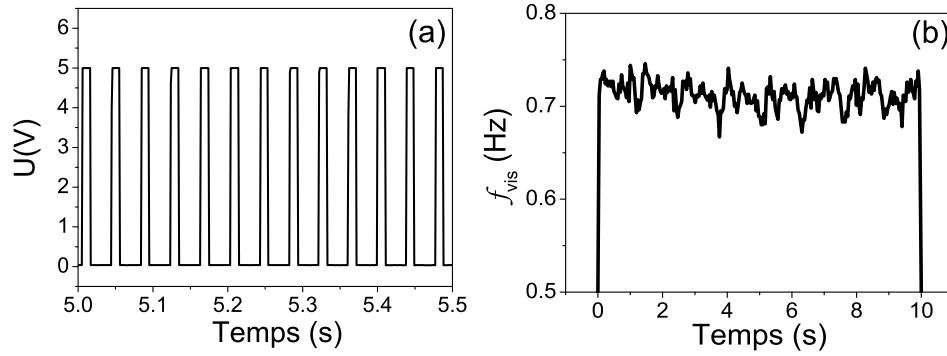


FIG. 3.4 – Vitesse de rotation de la vis : (a) signal brut du tachymètre et (b) fréquence de rotation de la vis pendant un écoulement.

Bien que la vis tourne à vitesse constante, les mesures de hauteur de l'écoulement (la méthode de mesure sera détaillée dans la section 3.2.2) montrent des fluctuations périodiques importantes autour d'une valeur moyenne \bar{H} . La figure 3.5 (a) montre l'évolution de la hauteur lors d'un écoulement sur une durée de 8 secondes, ainsi que la fonction $\bar{H} + A \sin(2\pi f_{vis} t + \varphi)$ ou $\bar{H} = 11,6cm$ est la valeur moyenne dans le temps de la hauteur, φ un déphasage (paramètre ajusté), A une amplitude (paramètre ajusté), et f_{vis} la fréquence de rotation de la vis mesurée par le tachymètre. La fréquence des fluctuations de hauteur correspond à celle de la vis qui semble donc donner des débits différents selon sa position angulaire.

Pour réduire les fluctuations de hauteur engendrées par la vis, un système baptisé "écrêteur" a été installé au cours de cette thèse. Il s'agit d'une gouttière de déviation situé en haut du canal (au début de l'écoulement) qui évacue la partie supérieure de

l'écoulement (Figures 3.5 (a,b)). En ajustant la position de l'écrêteur, il est possible de régler l'épaisseur de l'écoulement. Les figures 3.5 (c,d) tracent l'évolution de la hauteur pour deux écoulements réalisés avec et sans écrêteur. Sans l'écrêteur, les fluctuations de hauteur sont de l'ordre de 2cm . La présence de l'écrêteur les réduit à environ 5mm .

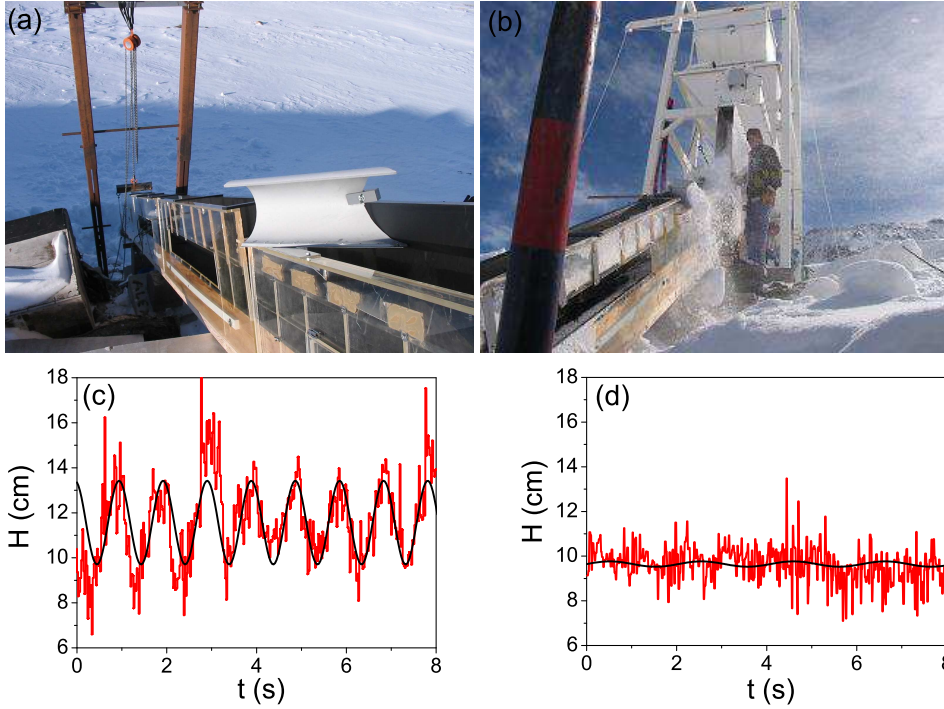


FIG. 3.5 – *Fluctuations de hauteur : photos de l'écrêteur (c) avant et (d) pendant un écoulement test réalisé en journée ; évolution de hauteur lors d'écoulements (a) sans écrêteur et (b) avec écrêteur (mesure en rouge, $H = \bar{H} + A \sin(2\pi f_{vis}t + \varphi)$ en noir).*

3.1.3 Mode opératoire

Les expériences se déroulent de nuit pour éviter que le soleil ne fasse fondre une partie de la neige pendant les manipulations de remplissage et pendant le stockage dans la trémie. Chaque écoulement nécessite de une demi-heure à une heure de pelletage pour remplir la trémie d'environ $1,5\text{ m}^3$ de neige (environ 500kg).

La neige est prélevée manuellement dans le manteau neigeux à proximité du dispositif. Elle est grossièrement sélectionnée en évitant les croûtes de regel (croûtes de glace) souvent présentes à la surface du manteau ou en profondeur à 20cm du sol, ainsi que les

zones où les grains sont d'un type particulier, c'est à dire proche du sol ou des rochers. Compte tenu des volumes mobilisés, il est impossible de trier parfaitement les grains. Par ailleurs, le type de neige est imposé par les conditions météorologiques passées et présentes :

- le plus souvent, il s'agit de grains fins plus ou moins frittés ;
- si les expériences ont lieu juste après une forte chute de neige, les grains peuvent être de type particules reconnaissables ;
- s'il fait trop chaud, la neige peut être légèrement humide.

Pour la quasi totalité des expériences, la neige est de type grains fins sans eau liquide. Le manteau neigeux se présente alors sous la forme d'un solide poreux plus ou moins facilement friable. Il est brisé à la pelle et les gros blocs sont broyés par une fraise à neige qui propulse le résultat (blocs plus petits et grains isolés) dans la cuve de remplissage (Figure 3.6). Cette opération est longue, environ une demi-heure, et laisse le temps à la neige dans la cuve de fritter et de former de nouveaux agrégats.

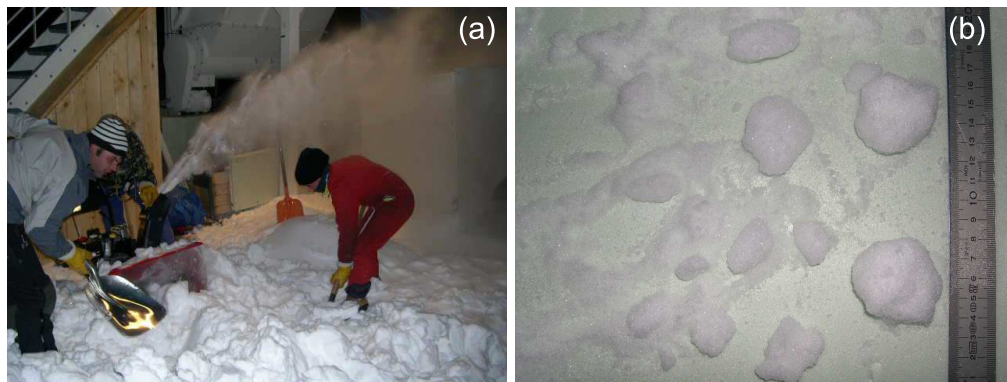


FIG. 3.6 – Remplissage de la cuve : (a) fraise à neige, (b) blocs en sortie de fraise.

Une fois la cuve remplie, elle est remontée puis vidée dans la trémie à travers une grille dont le pas est d'environ trois centimètres et qui a pour fonction de briser les agrégats qui se sont formés dans la cuve. Cette opération prend dix minutes. Ensuite, il ne reste plus qu'à lancer l'enregistrement des données venant des différents capteurs, puis la vis d'Archimède est activée et l'écoulement commence. Il dure environ dix secondes.

3.2 Outils de mesures

Dans le but de caractériser les écoulements de neige, trois types de grandeurs physiques sont mesurées :

- l'épaisseur de l'écoulement en trois points,

- les contraintes normale et tangentielle au fond du canal,
- le profil de vitesse à la paroi.

L'emplacement des capteurs, décrit par la figure 3.7, est choisi environ à mi-parcours de l'écoulement de sorte que la zone de mesure ne soit perturbée ni par le système d'alimentation, ni par la chute en bout de canal.

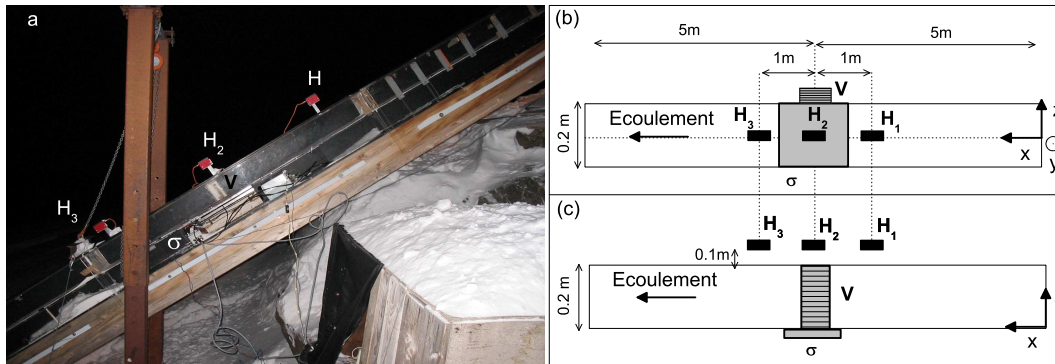


FIG. 3.7 – Position des capteurs de vitesse (V) de contraintes (σ) et de hauteur ($H_{1,2,3}$) : (a) photo de la zone de mesure et schéma indicatif (b) vue de haut et (c) de côté.

3.2.1 Chaîne d'acquisition

Les différents capteurs émettent en tout trente deux signaux analogiques qui sont réceptionnés en parallèle par un multiplexeur. Son rôle est d'envoyer tous ces signaux sur une même voie qui sera ensuite numérisée à l'aide d'un convertisseur analogique-numérique (carte PCMCIA), puis enregistrée en temps réel sur un ordinateur portable. La fréquence d'acquisition est aussi élevée que le permet le multiplexeur : 10 kHz , de sorte que les fichiers de sauvegarde sont assez gros (environ 100 Mo pour une minute d'enregistrement). Toute cette chaîne d'acquisition a été élaborée pour pouvoir travailler dans des conditions climatiques délicates. Alors que les systèmes électroniques sont en général conçus pour fonctionner à des températures positives, ceux utilisés au col du Lac Blanc doivent être opérationnels jusqu'à -30°C , être étanches et résistants car ils sont parfois pris dans la glace. Les éléments les plus sensibles (multiplexeur et ordinateur portable) sont protégés dans un petit abris chauffé par une lampe à gaz (Figure 3.7 (a)).

3.2.2 Capteurs de hauteur

Ce sont des capteurs optiques de distance (LEUZE ODS M/V-5010-600-421) situés à une distance $D = 30\text{ cm}$ au dessus du fond du canal (Figure 3.8 (a)). Ils émettent un rayon infrarouge avec une faible incidence α . Le rayon est réfléchi par la surface de

l'écoulement vers un récepteur CCD qui génère un signal électrique d'une tension U proportionnelle à la position x du signal réfléchi. La relation entre l'épaisseur de l'écoulement $H = D - x/(2 \tan \alpha)$ et la tension mesurée est donc linéaire, comme le montre la courbe de calibration obtenue en mettant des cales de hauteurs connues sous les capteurs (Figure 3.8 (b)). Cette courbe de calibration est stable vis à vis des conditions extérieures (température, luminosité...) et a donc été établie une fois pour toute. Trois capteurs espacés d'un mètre (Figure 3.8 (b)) mesurent l'épaisseur de neige le long de l'écoulement dans une gamme allant de 0 cm à 20 cm avec une précision inférieure au millimètre.

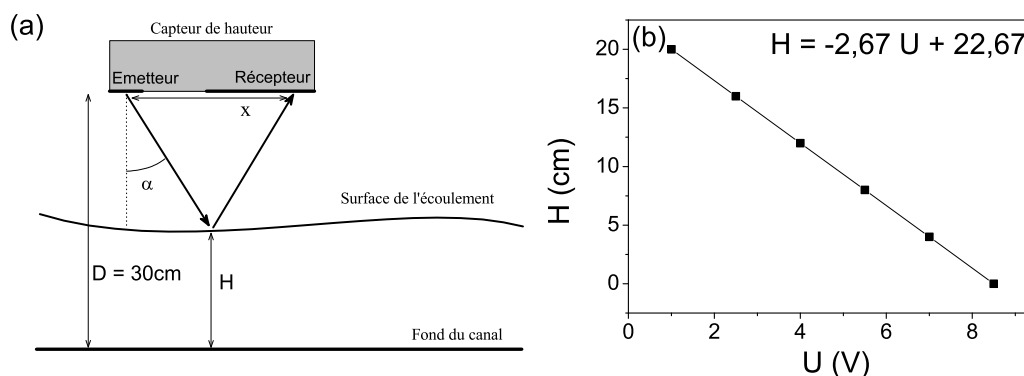


FIG. 3.8 – Capteur de hauteur : (a) principe de fonctionnement et (b) calibration.

3.2.3 Capteurs de contrainte

Les contraintes normale (σ_{yy}) et tangentielle (σ_{xy}) au fond de l'écoulement sont mesurées par deux capteurs piézo-électriques bi-directionnels insérés entre deux plaques d'acier de dimension $S = 0.5 \times 0.2\text{ m}^2$ (Figure 3.9 (a,b)). La plaque inférieure est solidaire du canal alors que la plaque supérieure est reliée uniquement aux cellules piézo-électriques sans aucun autre contact avec la structure : une petite zone vide d'environ un centimètre sépare la structure du canal et cette plaque. Le capteur de contrainte est recouvert de la même rugosité que le reste du fond du canal. Le recouvrement des bandes de rugosité permet d'assurer une relative étanchéité tout en minimisant les contacts mécaniques entre le capteur et le canal.

Les signaux émis par les deux cellules piézo-électriques sont de faible intensité et doivent être amplifiés avant d'être transférés à la centrale d'acquisition. Cette amplification a un effet indésirable qui est de provoquer une dérive temporelle du signal. La dérive commence dès que les amplificateurs sont alimentés et est approximativement linéaire dans le temps : elle peut s'écrire $D(t) \approx \alpha t$. Le coefficient α varie d'un écoulement à un autre en fonction de différents paramètres incontrôlés. Par ailleurs, la réponse des

capteurs à un chargement dépend de la température. Il est donc obligatoire d'estimer la dérive et de calibrer les capteurs lors de chaque écoulement.

La méthode de calibration consiste à poser successivement quatre masselottes de $1kg$ sur le capteur. Le canal étant incliné (pente θ), les masses sont retenues par une potence ($173g$). Elles sont posées puis retirées les unes après les autres à des intervalles d'environ dix secondes. Pour chaque palier, la condition d'équilibre donne les contraintes :

$$\begin{cases} \sigma_{yy} &= \frac{Mg}{S} \cos \theta, \\ \sigma_{xy} &= \frac{Mg}{S} \sin \theta, \end{cases} \quad (3.1)$$

où M est la masse totale supportée par le capteur (potence et masselottes). La différence de tension ΔU entre deux paliers correspondants à une même contrainte et espacés dans le temps de Δt donne accès au coefficient de la dérive : $\alpha = \Delta U / \Delta t$. Une fois la dérive retranchée, il est possible d'effectuer un calibrage classique en relevant la tension moyenne de chaque palier correspondant à une contrainte connue.

La Figure 3.9 (c) montre un signal de la contrainte normale lors d'un écoulement avant et après compensation de la dérive. L'écoulement de neige (partie 1) dure environ dix secondes. L'installation de la potence (partie 2) et la pose des masselottes (partie 3) prennent deux minutes. Une fois la dérive retranchée, la calibration révèle une dépendance linéaire entre la contrainte et la tension (Figure 3.9 (d)).

3.2.4 Profil de vitesse

Principe de mesure

Les capteurs utilisés se composent d'un émetteur (diode électroluminescente) et d'un récepteur (phototransistor). La diode émet un rayon infra-rouge dont une partie est rétrodiffusée par la neige vers le phototransistor (Figure 3.10 (a)). L'intensité lumineuse reçue est caractéristique de la structure de la zone de neige qui passe devant le capteur. Le principe de la mesure des vitesses consiste à placer deux de ces capteurs le long de l'écoulement séparés par une distance $\Delta x = 7,62mm$ (Figure 3.10 (b)) et de mesurer le décalage dans le temps Δt entre les deux signaux. La vitesse v est alors donnée par $v = \Delta x / \Delta t$. Cette méthode a été utilisée pour la première fois sur la neige par [49].

Corrélation

La figure 3.10 (c) représente un exemple typique d'enregistrement des signaux (U_1 et U_2) émis par une paire de capteurs sur une courte plage de temps lors d'un écoulement. Visiblement, les deux signaux se ressemblent et sont décalés dans le temps. Ces signaux étant discrets (fréquence $F_{acq} = 10kHz$) le décalage δt est mesuré en maximisant la fonction de corrélation discrète $C(j)$:

$$C(j) = \frac{\sum_{i=1}^N (U_1^i - \bar{U}_1)(U_2^{i+j} - \bar{U}_2)}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (U_1^i - \bar{U}_1)^2 \sum_{i=1}^N (U_2^{i+j} - \bar{U}_2)^2}} \quad (3.2)$$

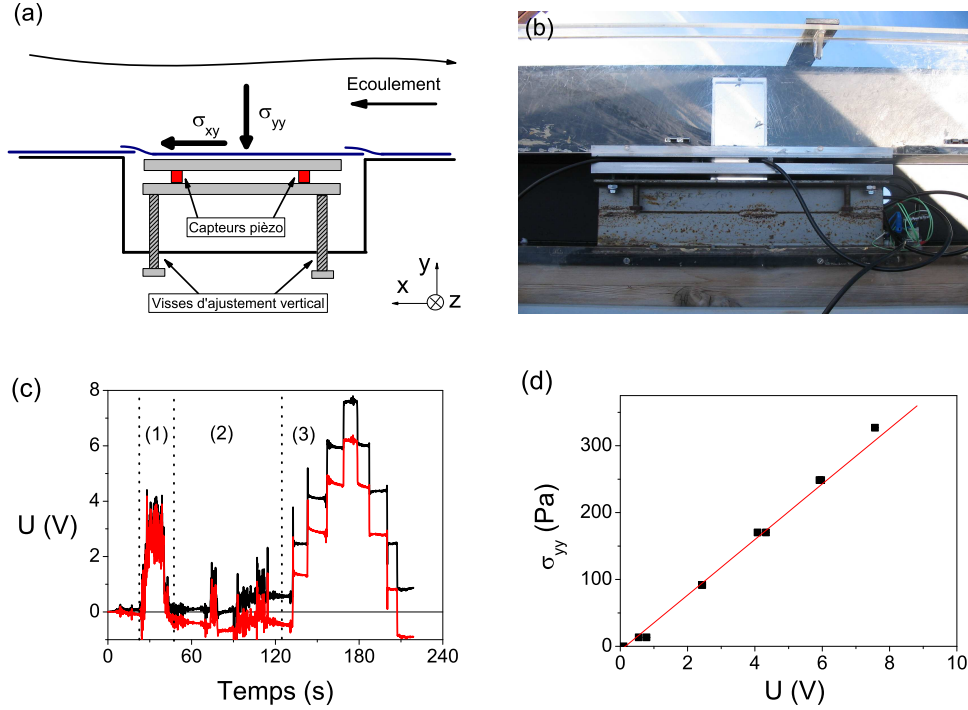


FIG. 3.9 – Capteur de contrainte : (a) principe, (b) photographie, (c) signal σ_{yy} brut (rouge) et après traitement de la dérive (noir) et (d) calibration.

Dans cette expression, U_1 et U_2 sont considérés sur une fenêtre de taille N échantillons. U_1^i correspond au signal U_1 au temps $t = i/F_{acq}$. \bar{U}_1 et \bar{U}_2 sont les valeurs moyennes de ces signaux sur cette fenêtre. La fonction de corrélation est normalisée entre $C = 1$ (ressemblance parfaite) et $C = -1$ (opposition parfaite). $C = 0$ correspond à une absence totale de corrélation. Un exemple typique d'une fonction de corrélation $C(\delta t)$ est représentée sur la figure 3.10 (d) et laisse clairement apparaître son maximum pour $\Delta t \approx 0.002$.

La taille de la fenêtre est choisie le plus souvent à $N = 1000$, ce qui correspond à une durée de 0.1s. Cette taille peut être diminuée jusqu'à $N = 100$ pour observer des phénomènes plus court, mais la contrepartie est que la corrélation est moins bonne et il apparaît des points de mesure aberrants qu'il faut filtrer.

Profil

Les treize couples de capteurs sont disposés les uns au dessus des autres et forment une colonne de mesure du profil de vitesse. Cette colonne est insérée sur le bord du canal. Le plus haut des capteurs est à dix centimètres du fond du canal. L'espacement vertical

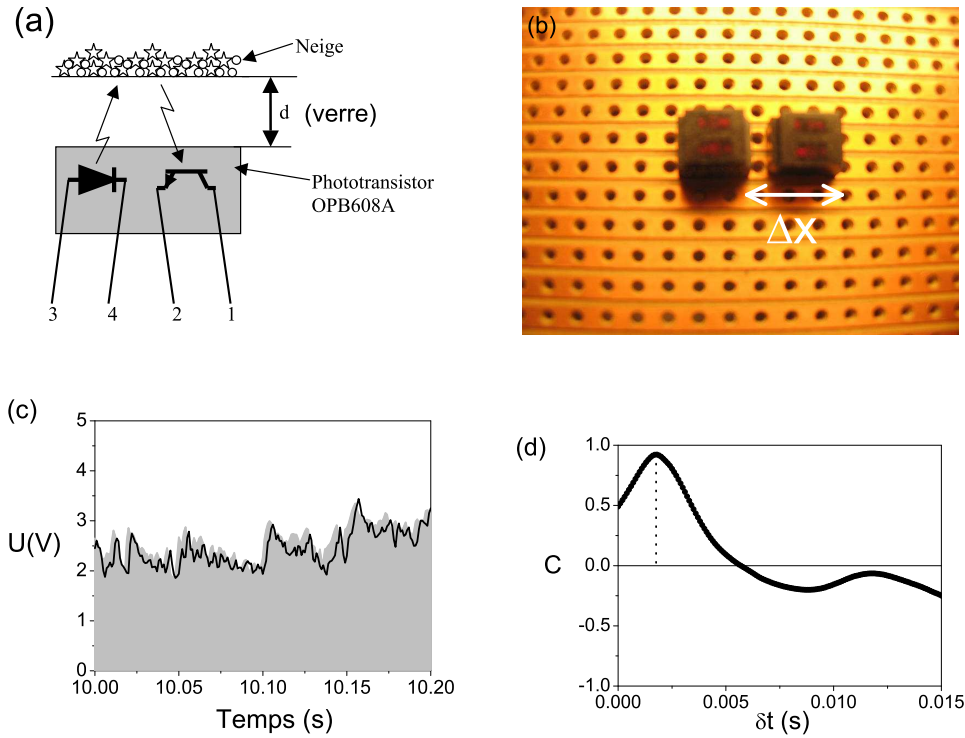


FIG. 3.10 – *Mesure de vitesse : (a) principe d'un capteur, (b) photographie d'une paire de capteurs, (c) exemple de signaux émis par ces deux capteurs (U_1 surface grise et U_2 en noir), (d) corrélation de ces signaux (Equation 3.2).*

entre les capteurs est d'environ un centimètre, sauf dans la partie proche du socle où les capteurs sont plus rapprochés (trois à cinq millimètres). Compte tenu de l'encombrement des composants, la colonne y est dédoublée (Figure 3.11).

3.2.5 Vitesse à la surface : corrélation de hauteur

La hauteur d'un écoulement fluctue légèrement dans le temps autour de sa valeur moyenne. Grâce aux trois mesures de hauteur le long de l'écoulement, il est possible de corréler les signaux deux à deux et d'en déduire le temps de passage des fluctuations, donc la vitesse de la surface de l'écoulement. La figure 3.12 montre l'évolution de la hauteur dans une courte plage de temps lors d'un écoulement et pour deux capteurs consécutifs (espacés d'un mètre). Les signaux semblent bien être décalés dans le temps. La méthode de corrélation utilisée pour mesurer ce décalage est la même que celle présentée pour les capteurs optiques (Section 3.2.4) mais la taille de la fenêtre est adaptée à l'échelle de temps des fluctuations : de l'ordre d'une seconde ($N = 10000$ points).

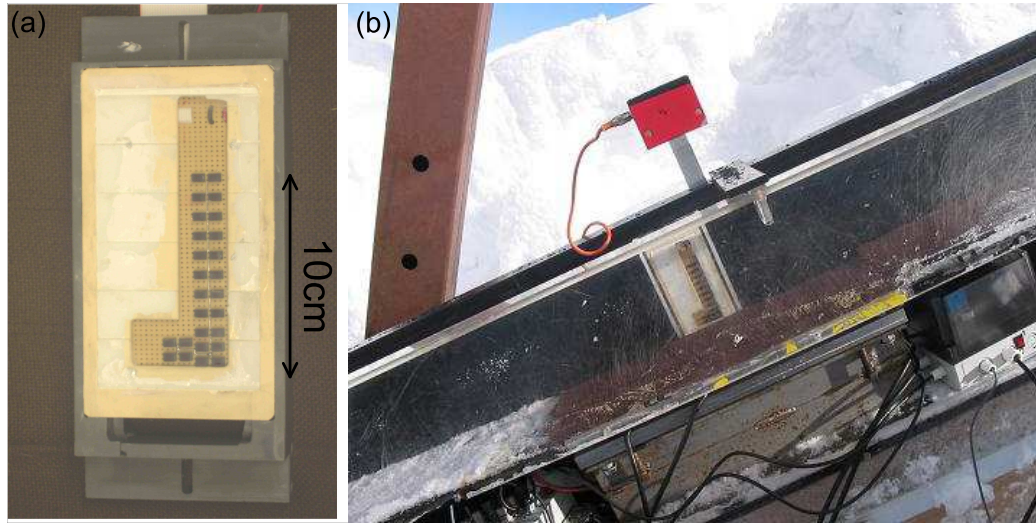


FIG. 3.11 – *Profil de vitesse à la paroi : (a) colonne de capteurs, (b) colonne insérée dans le canal.*

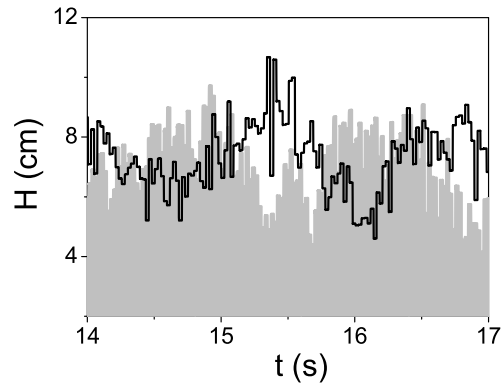


FIG. 3.12 – *Corrélation de hauteur : exemple de deux mesures de hauteur consécutives lors d'un écoulement (H_1 surface grise, H_2 noir).*

3.3 Les campagnes d'expérimentation

Les campagnes de mesure ont lieu une fois par semaine lorsque le site est enneigé (de décembre à avril) si les conditions météorologiques sont favorables. Elles mobilisent quatre personnes qui restent deux ou trois jours en autonomie sur le site du col du Lac

Blanc. Un petit chalet chauffé ($16m^2$) permet à l'équipe de dormir sur place. Cette partie décrit les difficultés spécifiques et les principales étapes des campagnes de mesures sur le terrain. Ensuite, elle détaille la chronologie et le nombre des expériences réalisées. Enfin elle présente les différentes personnes qui ont participé à ces travaux et les ont rendus possibles.

3.3.1 Difficultés spécifiques

Une fois sur le site, l'équipe doit réaliser différents travaux pour mener à bien les expérimentations. Ces travaux sont souvent rendus difficiles par les conditions climatiques : le froid impose le port de vêtements chauds et épais (bottes fourrées, veste en duvet et surtout gants) qui n'accroissent pas la dextérité. Une attention particulière est nécessaire pour éviter les gelures et les glissades à proximité du canal (pente d'environ 45° , parfois gelée). Le froid empêche la prise des colles ou adhésifs, gèle le carburant dans les moteurs et endommage les équipements électroniques. Le vent transporte généralement des grains de neige arrachés au manteau neigeux qui s'introduisent dans les équipements mécaniques et électroniques et les endommagent. Le vent empêche souvent la réalisation des expériences. L'altitude du site ($2830m$) rend la respiration difficile ce qui peut donner lieu à des troubles du sommeil voire à des maux de tête. Les efforts sont limités par l'essoufflement.

L'accès au site est facilité par les remontées mécaniques de la station de l'Alpe d'Huez, mais le trajet depuis Grenoble est assez long (environ deux heures). Une partie du trajet se fait en ski ce qui limite le poids et le volume du matériel à monter. Cet isolement impose une bonne organisation préalable qui n'omet ni vivres, ni matériels ni clefs. Il impose aussi de nombreux portages à ski lorsque du matériel spécifique doit être monté (poste à souder, carburant, éléments de structure, capteurs...). Les problèmes rencontrés, mécaniques ou électroniques, doivent être résolus avec les moyens du bord.

3.3.2 Organisation d'une campagne

Généralement, deux personnes montent une journée en avance pour effectuer les portages et être présent aux premières heures le lendemain pour accueillir et guider un engin de déneigement. Le reste de l'équipe monte dans la matinée le jour des expériences qui ont lieu dans la soirée. Toute l'équipe redescend le lendemain dans l'après-midi. La préparation des expériences comprend différentes étapes.

La première étape consiste à dégager le canal qui peut être recouvert par plusieurs mètres de neige (Figure 3.13). Un engin de dammage, mis à notre disposition par la station de l'Alpe d'Huez, nivelle une plate-forme au pied du canal (Figure 3.14 (a)). Cette opération dure environ une demi-heure. Ensuite, il s'agit de creuser à la pelle une tranchée de deux mètres de large autour du canal (Figure 3.14 (b)). Les couches inférieures du manteau neigeux sont compactées et peuvent nécessiter l'emploi d'une pioche voire d'une scie. Certaines parties de la structure prises dans la glace sont libérées à l'aide d'un décapeur thermique. Ces opérations peuvent occuper quatre personnes pendant toute une matinée.

Une fois le canal dégagé, l'après-midi est consacré à l'installation de l'instrumentation (une heure), à la vérification des moteurs thermiques et électriques (une demi-heure) et à la réparation d'éventuelles dégradations de la structure provoquées par l'enfouissement ou les conditions météorologiques. Le dispositif est alors opérationnel. Les expériences commencent vers vingt heure et finissent vers une heure du matin.

Le lendemain matin l'instrumentation est démontée (une heure) puis la tranchée creusée la veille est protégée en la recouvrant de panneaux de bois (une heure). Sans cette protection, une petite chute de neige avec un peu de vent suffit à reboucher la tranchée en quelques jours. Cette méthode évite d'avoir à recreuser toute la tranchée avant chaque campagne de mesure.



FIG. 3.13 – Photos du canal : (a) dégagé en automne, (b) et (c) sous plusieurs mètres de neige en hiver .

3.3.3 Nombre d'écoulements réalisées

Environ quatre-vingt écoulements ont été réalisés au cours de quinze campagnes d'expérimentation réparties sur trois hivers. La capacité à multiplier les écoulements permet

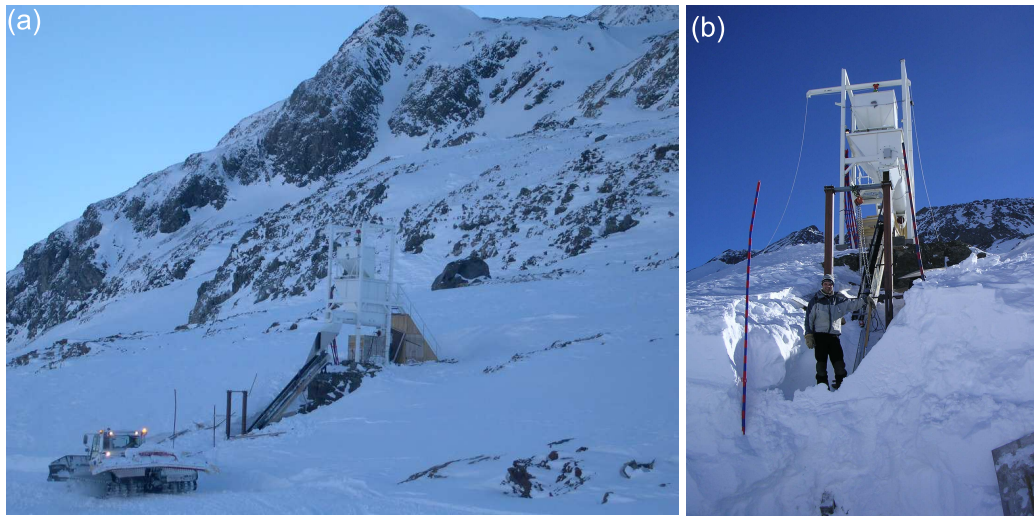


FIG. 3.14 – *Déneigement du dispositif : (a) intervention d'une dameuse et (b) tranchée creusée à la pelle.*

d'explorer différents paramètres tels que la pente et le débit. La figure 3.15 (a) précise le nombre d'écoulements réalisés ainsi que la date de chaque campagne. Pendant l'hiver 2004, le nombre moyen d'écoulements par soirée est de trois. En 2005, ce nombre passe à cinq grâce à l'acquisition d'une fraise à neige qui facilite les opérations de manutention. L'optimisation de l'organisation permet d'augmenter encore le nombre d'écoulements par soirée en 2006 (huit en moyenne).

Les campagnes de mesures sont séparées au minimum par une semaine, ce qui laisse le temps à la neige de se transformer. Par ailleurs les propriétés de la neige peuvent dépendre de la température ambiante [27, 139] qui change d'une campagne à l'autre, mais reste approximativement constante (à quelques degrés près) lors d'une même soirée. La figure 3.15 (b) relève la température de l'air pour chaque campagne de mesure. Ces températures sont réparties entre 0°C et -19°C . Il faut donc s'attendre à ce que les propriétés de la neige varient d'une soirée à l'autre. La capacité à effectuer de nombreux écoulements lors d'une même soirée est donc cruciale pour pouvoir explorer différentes gammes d'épaisseur et de pente pour une qualité de neige donnée.

3.3.4 L'équipe

Les opérations de déneigement et de préparation du dispositif ainsi que la réalisation des expérimentations nécessitent la présence de quatre personnes. En plus de leur compétences professionnelles, les membres de l'équipe doivent en permanence porter une attention particulière à leur sécurité personnelle (froid, fatigue, travaux en hauteur, broyeurse

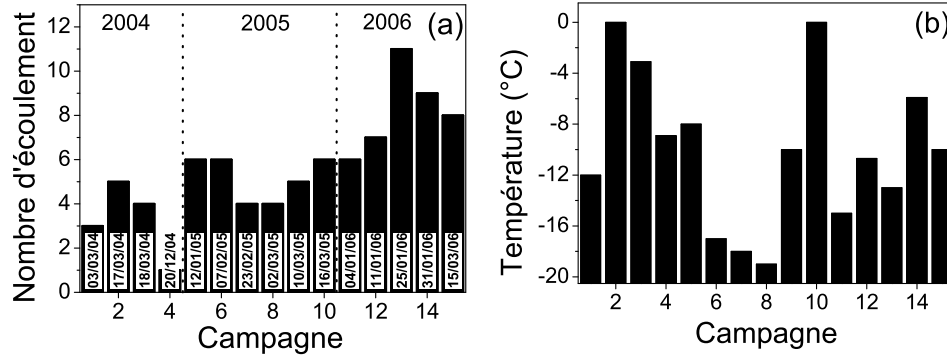


FIG. 3.15 – Descriptif des écoulements réalisés pour chaque campagne : (a) nombre d'écoulements et (b) température.

mécanique) ainsi qu'à celle des autres. Les conditions de travail difficiles ainsi que les conditions de vie spartiates et intimistes rendent indispensable une parfaite entente dans l'équipe.

Voici une liste des personnes ayant participé aux expériences au col du Lac Blanc, ainsi que leur principale fonction. Cette fonction est indicative puisque les problèmes de chacun sont généralement solutionnés par l'ensemble de l'équipe. Mohamed Naaïm, Directeur de Recherche au CEMAGREF, a dirigé la conception, la réalisation et les évolutions du dispositif. Hervé Bellot, Assistant Ingénieur au CEMAGREF, a développé et entretenu l'instrumentation de ce site. Frédéric Ousset, Technicien au CEMAGREF, a réalisé et entretenu la structure mécanique du dispositif. Xavier Ravanat, Technicien au CEMAGREF, a participé à l'optimisation des opérations de manutention. Thierry Faug, Chargé de Recherche au CEMAGREF, a participé aux expériences en ajoutant en sortie du canal une digue déviatrice dédiée à l'étude de l'interaction écoulement-obstacle. Antoine Fourrière a réalisé son stage de D.E.A sur ce thème. Gérémi Robert, Sarah Xuereb et Chloé Bois ont effectué des stages de type *ouvrier* d'une durée d'un mois et ont apporté un soutien indispensable au bon déroulement des opérations. Enfin, Michael Bacher et François-Xavier Cierco, doctorants du CEMAGREF, ont ponctuellement complété l'équipe.

3.4 Conclusion

Les expériences réalisées lors de cette thèse ont grandement bénéficié des travaux réalisés lors de la thèse d'Alexis Bouchet [16] : sous la direction de Mohamed Naaïm,

Alexis Bouchet, Hervé Bellot et Frédéric Ousset ont conçu, réalisé et testé le dispositif expérimental du col du Lac Blanc. Ce dispositif est unique puisqu'il est le seul capable de générer des écoulements de neige à débit constant. Par ailleurs, l'instrumentation en place permet de caractériser les écoulements par leur épaisseur, leur profil de vitesse et les contraintes développées au socle.

A quelques modifications près, telles que la mise place de l'écretteur qui limite les fluctuations de hauteur, l'optimisation des mesures de vitesse et les opérations de maintenance, les travaux réalisés pendant ma thèse ont consisté à utiliser ce dispositif tel qu'il était et à réaliser un maximum d'expériences. Les campagnes d'expérimentation sur le terrain présentent de nombreuses difficultés et sont très consommatrices de temps et d'énergie. Une parfaite entente entre les différents membres de l'équipe a rendu possible la réalisation d'un grand nombre d'écoulements à pente, débit et type de neige varié. Ces écoulements constituent une base de données à partir de laquelle différentes informations sur la rhéologie particulière de la neige vont pouvoir être déduites.

Chapitre 4

Rhéologie de la neige

Le dispositif expérimental du col du Lac Blanc a permis la réalisation d'environ 80 écoulements de neige naturelle à pente et débit variés. Les techniques de mesures donnent accès à l'épaisseur de l'écoulement le long du canal, aux contraintes exercées sur le socle, et au profil de vitesse à la paroi. A partir de ces données, l'objet de ce chapitre est d'extraire le comportement rhéologique de la neige.

Le type de neige considéré, les grains fins, est constitué de petits grains de glace ($\sim 0.2mm$) reliés entre eux par des ponts de glace, en l'absence d'eau liquide. La taille et la forme des grains, ainsi que celles des ponts de glace peuvent varier en quelques jours au gré conditions thermodynamiques. Une question cruciale est de déterminer si le comportement rhéologique des grains fins dépend de leur état de transformation.

La première partie montre l'existence d'écoulements permanents et uniformes dans une large gamme d'inclinaison. La seconde partie détaille les caractéristiques d'un de ces écoulements, puis la troisième partie met en évidence les trois paramètres qui les contrôlent : la pente, l'épaisseur mais aussi le l'état de transformation des grains fins. La quatrième partie montre les spécificités des profils de vitesse mesurés pour la neige en les comparant à ceux de fluides usuels. A partir des mesures de profils de vitesse, la cinquième partie déduit la loi de comportement locale de la neige, puis la sixième partie compare la loi de frottement globale mesurée à celles couramment utilisées.

4.1 Caractéristiques générales des écoulements

Cette partie regroupe des informations d'ordre général sur la typologie des écoulements. Dans un premier temps elle décrit les différents régimes d'écoulement observés en fonction de l'inclinaison, puis elle montre la présence d'agrégats de grande taille qui persistent tout le long du canal.

4.1.1 Trois régimes d'écoulement

En fonction de l'inclinaison θ , trois régimes d'écoulement de neige peuvent être distingués grâce aux trois mesures d'épaisseur réparties le long du canal. Le système d'ali-

mentation impose un débit massique Q de neige à l'entrée du canal. Ce débit est constant dans le temps. Moyennant l'hypothèse que la masse volumique est elle aussi constante, le débit massique est relié à l'épaisseur $H(x)$ de l'écoulement et à la vitesse moyenne sur la section $V_S(x)$ (Figure 4.1) : $Q \propto H(x)V_S(x)$. En considérant deux sections S^1 et S^2 le long du canal, la conservation du débit conduit à la relation :

$$H^1 V_S^1 = H^2 V_S^2 \quad (4.1)$$

Écoulements ralentis

Si l'inclinaison n'est pas suffisante ($\theta \lesssim 33^\circ$), l'épaisseur de l'écoulement augmente le long du canal (Figure 4.1 (a)) : $\frac{dH}{dx} > 0$. Par conséquent, la vitesse moyenne de l'écoulement diminue le long du canal : $\frac{dV_S}{dx} < 0$. Ce premier régime est appelé *régime ralenti*. Si l'écoulement ralentit suffisamment vite, il peut s'arrêter avant la fin du canal. La neige bloquée forme alors un bouchon et la neige qui continue d'être injectée par le dispositif d'alimentation s'accumule et déborde du canal. Une fois arrêtée, la neige forme dans le canal un bloc rigide qui ne s'écoule pas même pour la pente la plus élevée accessible (45°). Il est remarquable que, pour un débit imposé plus faible, les écoulements sont ralentis même pour des pentes plus élevées (jusqu'à 37°).

Écoulements accélérés

Lorsque la pente est supérieure à environ 42° , l'épaisseur diminue le long de l'écoulement (Figure 4.1 (b)) : $\frac{dH}{dx} < 0$. Par conséquent, la vitesse moyenne de l'écoulement augmente le long du canal : $\frac{dV_S}{dx} > 0$. Ce second régime est appelé *régime accéléré*. Dans les derniers mètres du canal, là où l'écoulement est le plus rapide, apparaît parfois une zone de saltation de quelques centimètres d'épaisseur au dessus de la partie dense de l'écoulement. Il s'agit de quelques grains de neige qui se font arracher à l'écoulement dense à cause de la grande vitesse relative de l'air (environ $7ms^{-1}$).

Écoulements permanents et uniformes

Entre environ 33° et 42° , l'épaisseur H des écoulements est constante le long du canal (Figure 4.2 (a)). La vitesse V_s est donc constante le long du canal et l'écoulement n'est ni accéléré ni ralenti. Ce régime est appelé régime *uniforme* et sera décrit plus en détails dans la section suivante (Section 4.2). La figure 4.2 (b) trace la pente en fonction de l'épaisseur pour chaque écoulement uniforme effectué lors de cette thèse. Les gammes explorées sont $4cm < H < 12.5cm$ et $33^\circ < \theta < 41^\circ$.

Lorsque la trémie est presque vide, les pas de la vis sont partiellement remplis et l'épaisseur de ces écoulements diminue progressivement pendant quelques secondes. Une fois l'écoulement terminé, quels que soient l'inclinaison et le débit imposés, une dizaine de couches de grains de neige isolés restent bloquées sur la rugosité.

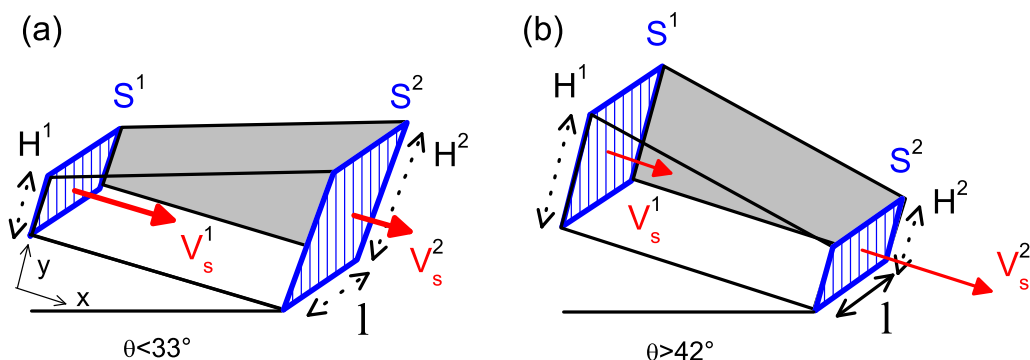


FIG. 4.1 – Régimes d'écoulements : (a) ralenti et (c) accéléré.

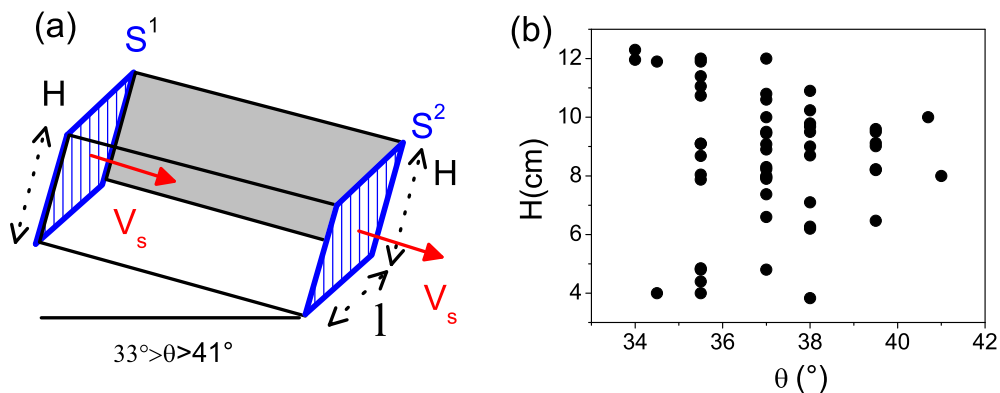


FIG. 4.2 – Régimes d'écoulement uniforme : (a) schéma et (b) pente et épaisseur des écoulements uniformes réalisés.

4.1.2 Présence d'agrégats

Les vidéos à la surface des écoulements permettent d'observer la présence d'agrégats et de mesurer leur taille émergée (Figure 4.3 (a)). La technique de mesure est assez grossière puisqu'elle consiste, pour chaque image, à repérer visuellement les bosses que forment les agrégats à la surface, puis d'en mesurer la plus grande taille. La taille réelle des agrégats peut naturellement être plus élevée que la taille émergée et la faible qualité des images ne permet pas de distinguer les agrégats de moins de trois centimètres. Ces

agrégats perdurent tout le long de l'écoulement et sont présents à la sortie du canal (Figure 4.3 (b)). La figure 4.3 (c) montre la distribution du nombre N d'agrégats de taille D ainsi mesurée lors d'un écoulement.

A. Bouchet a mis au point une méthode plus satisfaisante pour mesurer la taille des agrégats [16]. Elle se base sur la corrélation des mesures de vitesse entre deux capteurs situés l'un au dessus de l'autre. Cette méthode donne accès à la taille immergée des agrégats, ainsi qu'à leur répartition dans l'épaisseur de l'écoulement. Les mesures effectuées pour divers écoulements (pente et épaisseur variés) montrent l'existence d'une loi de puissance reliant la taille D des agrégats et leur nombre N : $\frac{dN}{dD} \propto D^{-2}$. Cette loi est en accord qualitatif avec les mesures faites par vidéo à la surface (Figure 4.3 (c)). Par ailleurs, A. Bouchet a montré que les agrégats étaient répartis de manière homogène dans l'épaisseur de l'écoulement, ce qui indique que la ségrégation des gros agrégats vers la surface n'a pas lieu, ou n'en a pas eu le temps.

4.2 Etude détaillée d'un écoulement permanent et uniforme

Cette partie détaille l'évolution temporelle des mesures de hauteur, de contraintes et de vitesses lors d'un écoulement typique du régime uniforme, réalisé à une inclinaison de 37° .

4.2.1 Hauteurs

Trois mesures de hauteur sont réalisées le long du canal. La figure 4.4 (a) rappelle la position des capteurs. La figure 4.4 (b) présente l'évolution dans le temps des trois mesures de hauteur. Dans une première phase, l'épaisseur de l'écoulement augmente progressivement. Cette partie transitoire de l'écoulement qui est relativement longue (quelques secondes) est due au remplissage partiel des premiers pas de la vis d'alimentation. Les pics brusques correspondent au passage d'agrégats isolés.

Après ce régime transitoire, l'épaisseur atteint une valeur constante dans le temps à quelques fluctuations près ($\pm 5mm$) liées à la présence d'agrégats à la surface de l'écoulement. Dans ce régime permanent, les trois mesures de hauteur le long du canal sont égales. L'écoulement est donc permanent et uniforme. De plus, il ne semble pas y avoir de variation d'épaisseur dans la direction z transverse à l'écoulement. L'épaisseur d'un écoulement permanent et uniforme est donc représentée par un seul nombre, noté H , qui vérifie :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\partial H}{\partial z} = 0. \quad (4.2)$$

4.2.2 Contraintes au socle

La figure 4.4 (c) trace l'évolution de la contrainte normale au socle dans la partie permanente et uniforme de l'écoulement. Elle fluctue légèrement autour d'une valeur

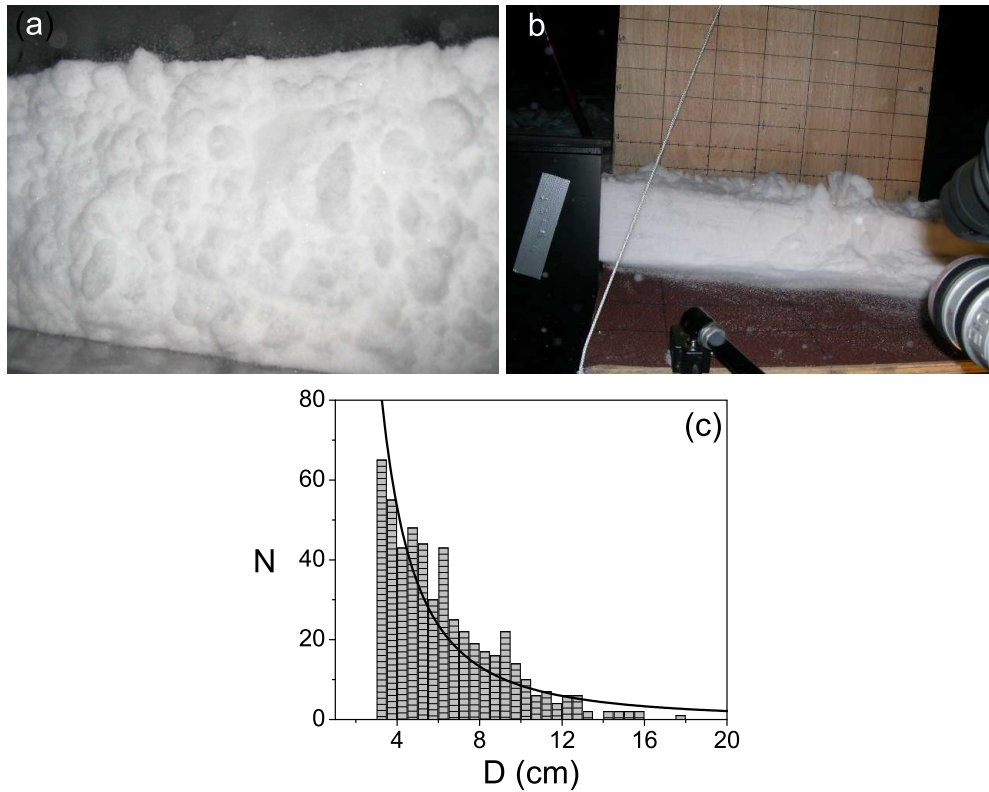


FIG. 4.3 – *Présence d'agrégats : (a) photo de la surface de l'écoulement au niveau de la zone de mesure, (b) photo latérale de l'écoulement à la sortie du canal ; (c) distribution du nombre N d'agrégats de taille D mesurée par vidéo à la surface d'un écoulement (barres) et loi de puissance $\frac{dN}{dD} \propto D^{-2}$ mesurée par A.Bouchet [16] dans divers écoulements (—).*

moyenne ($\sigma_{yy} \approx 170 \pm 10 Pa$). La contrainte normale est liée au poids de la couche et peut s'écrire :

$$\sigma_{yy} = \bar{\rho} g H \cos \theta \quad (4.3)$$

où $\bar{\rho}$ est la masse volumique moyennée dans l'épaisseur de l'écoulement. Comme g et θ sont connus, il est facile de déduire $\bar{\rho}$ à partir de la mesure de la contrainte normale σ_{yy} et de l'épaisseur H . La figure 4.4 (c) trace l'évolution de cette masse volumique au cours du temps et montre qu'elle fluctue légèrement autour d'une valeur moyenne ($\bar{\rho} \approx 180 kg/m^3$) avec un écart-type typique de $\pm 10 kg/m^3$.

Connaissant la masse volumique moyenne de l'écoulement, il est possible de déduire

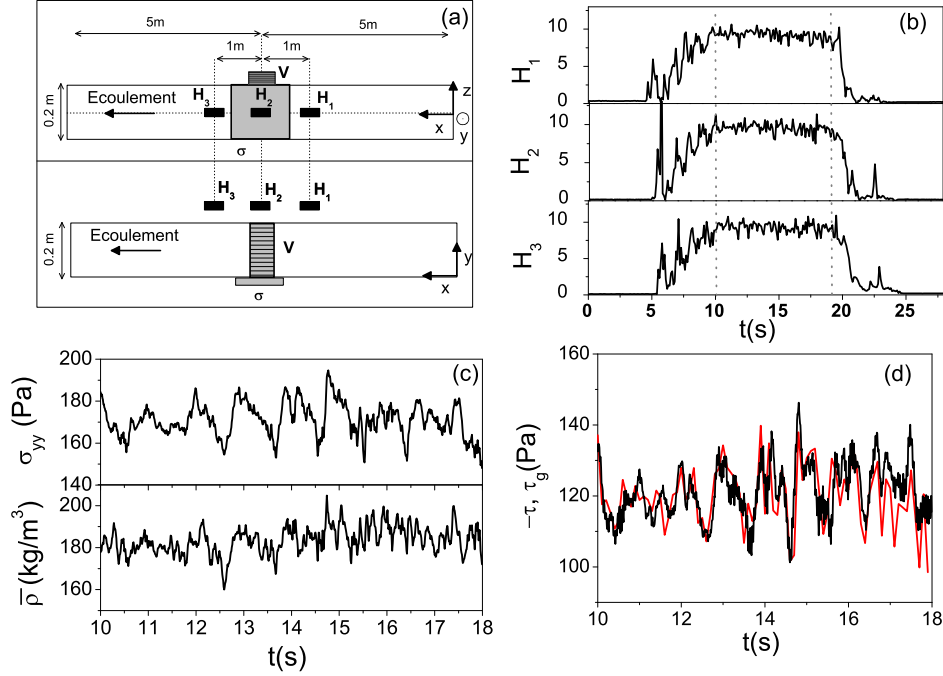


FIG. 4.4 – Mesures lors d'un écoulement permanent et uniforme ($\theta = 37^\circ$) : (a) rappel de la disposition des capteurs ; (b) les trois mesures de hauteur (en cm) en fonction du temps (les pointillés délimitent la zone où l'écoulement est permanent et uniforme) ; (c) mesure de la contrainte normale σ_{yy} et déduction de la masse volumique moyenne $\bar{\rho}$; (d) mesure de la contrainte τ au socle de l'écoulement (noir) et déduction de la contrainte tangentielle liée à la gravité τ_g (rouge).

la contrainte tangentielle liée à la gravité : $\tau_g = \bar{\rho}gH \sin \theta$. La figure 4.4 (d) trace la valeur de τ_g ainsi déduite et la compare à la mesure de la contrainte normale au socle τ . Il apparaît que la contrainte de frottement τ mesurée au socle de l'écoulement s'oppose exactement à celle de la gravité ($|\tau| = \tau_g$), ce qui confirme que l'écoulement n'est ni accéléré ($|\tau| < \tau_g$), ni ralenti ($|\tau| > \tau_g$), mais bien uniforme. La contrainte de frottement au socle s'écrit donc :

$$\tau = -\bar{\rho}gH \sin \theta. \quad (4.4)$$

4.2.3 Profil de vitesse

Fluctuations de vitesse

La figure 4.5 trace la vitesse à différentes hauteurs dans la partie permanente et uniforme de l'écoulement. Ces vitesses sont mesurées par méthode optique sauf V_H qui est mesurée par corrélation des hauteurs (entre les capteurs $H_1 - H_2$ et $H_2 - H_3$) (cf. Chapitre 3). Il apparaît que les vitesses sont essentiellement indépendantes du temps, mis à part quelques fluctuations. Il est donc possible de décrire la vitesse mesurée par chaque capteur par une valeur moyenne et un écart-type associé.

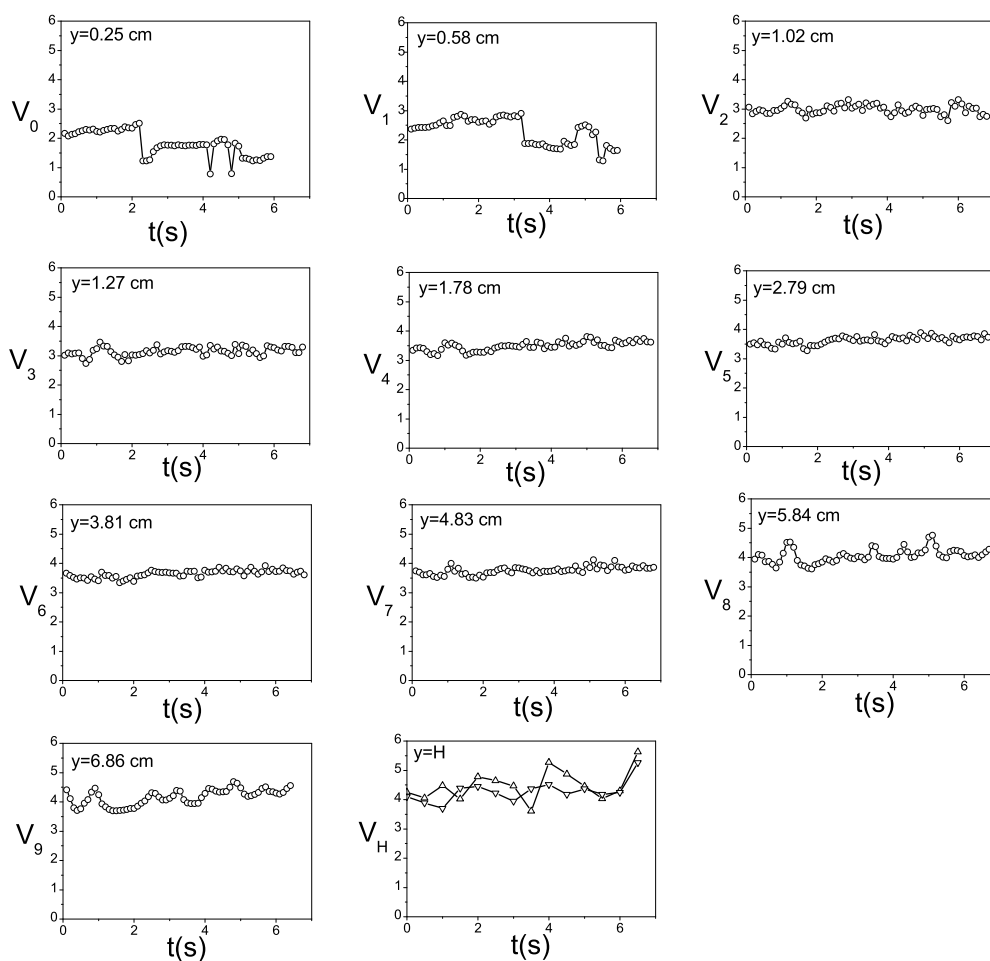


FIG. 4.5 – Vitesse (en ms^{-1}) à la paroi selon la hauteur lors d'un écoulement permanent et uniforme.

Profil de vitesse

La figure 4.6 (a) trace pour chaque capteur la vitesse moyenne dans le temps en fonction de sa hauteur. Les barres d'erreur horizontales représentent les fluctuations temporelles de vitesse (écart type typique de 0.5 ms^{-1}). Les barres d'erreur verticales représentent la taille des capteurs optiques (2.5 mm) sauf pour le dernier point où elle représente les fluctuations temporelles de hauteur (écart type typique de $\sim 1 \text{ cm}$).

Ce profil de vitesse ainsi obtenu a une forme typique : il est composé d'une couche inférieure peu épaisse et fortement cisailée et d'une couche supérieure faiblement cisailée. Cette forme de profil est comparable à celle mesurée par les rares équipes qui ont réalisé des écoulements de neige le long d'une pente [50, 140, 17, 16, 102]. Plus de détail sur ces travaux sont donnés dans le chapitre 1.

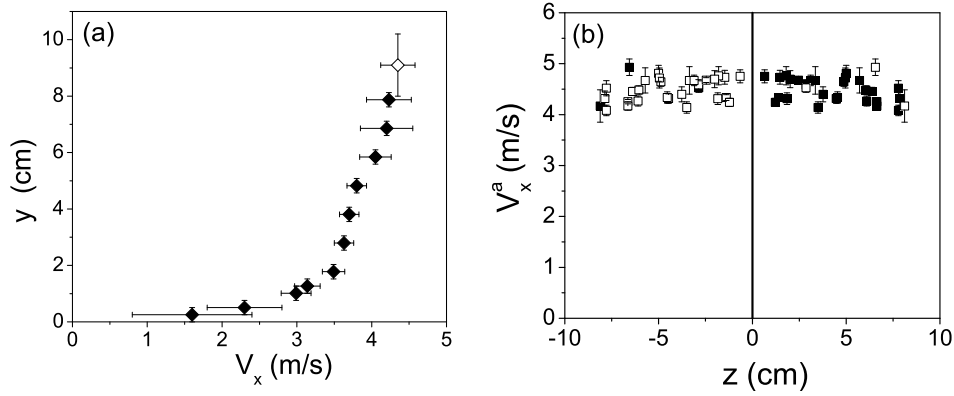


FIG. 4.6 – *Profils de vitesse : (a) profil de vitesse à la paroi en fonction de la hauteur, mesure par capteurs optiques (\blacklozenge) et par corrélation des hauteurs (\blacklozenge) ; (b) profil latéral de vitesse mesuré par vidéo à la surface de l'écoulement : mesures (\blacksquare) et symétrie des points de mesure par rapport à l'axe $z = 0$ (\square).*

Effet des parois latérales

Les films de la surface des écoulements qui ont permis de mettre en évidence la présence d'agrégats permettent aussi de les suivre sur une distance d'un mètre (environ cinq images successives) donc d'en déduire leur vitesse. La figure 4.6 (b) trace, pour un écoulement, la vitesse V_x^a de chaque agrégat repéré en fonction de sa position z par rapport aux parois. La vitesse V_z^a transverse à l'écoulement est négligeable. Les barres d'erreur représentent la dispersion des mesures de vitesse entre les différentes images.

Compte tenu de la faible qualité des films, les mesures n'ont pu être réalisées que sur une demi-largeur du canal (carrés plein). Les carrés vides sont la symétrie des points de mesure par rapport à l'axe $z = 0$ et permettent une meilleure visualisation du profil latéral de vitesse.

Ces mesures sommaires indiquent qu'il n'y a pas (ou peu) de cisaillement de la neige près des parois latérales du canal. De plus, les mesures de vitesse par corrélation de hauteur (mesures réalisées en $z = 0$) sont tout à fait cohérentes avec la mesure du profil de vitesse à la paroi (Figure 4.6 (a)). Ces deux observations indiquent que si les parois latérales exercent un frottement sur la neige, l'écoulement est freiné en bloc sur toute sa largeur. Par conséquent, la mesure du profil de vitesse à la paroi est une mesure représentative de l'ensemble de l'écoulement.

4.3 Facteurs influant les profils de vitesse

L'étude du cas d'un écoulement uniforme a montré que les grandeurs telles que les vitesses, les hauteurs et les contraintes étaient essentiellement constantes dans le temps. Il s'agit donc d'un régime d'écoulement uniforme et permanent. L'écoulement étudié a aussi révélé une forme de profil de vitesse particulière : le matériau est fortement cisailé dans une fine couche basale et faiblement cisailé au dessus. Mais il faut s'attendre à ce que des paramètres tels que la pente, l'épaisseur de l'écoulement ou le type de neige puissent modifier la forme de ce profil.

4.3.1 Répétabilité des expériences

Avant de tester l'influence de paramètres contrôlés, il faut s'assurer de la répétabilité des expériences. Si la neige dans le manteau n'évolue pas significativement au cours d'une soirée, elle est transformée lors des différentes étapes de préparation des écoulements :

- broyage mécanique (pelle, fraise à neige),
- stockage de 20 minutes dans la cuve amovible,
- transfert de la neige de la cuve amovible à la trémie à travers une grille (pas de 3cm),
- stockage dans la trémie pendant quelques minutes avant écoulement,
- injection dans le canal par la vis sans fin.

Il est possible qu'une de ces étapes, mal maîtrisées et jamais reproduites à l'identique, joue un rôle important lors de l'écoulement. La figure 4.7 (a) compare les profils de vitesse de deux écoulements de même pente et de même épaisseur réalisés lors de la même soirée. Les deux profils sont très proches, ce qui signifie que le mode de préparation adopté est répétable. Néanmoins, il faut craindre que le temps d'attente de la neige dans la trémie puisse modifier son état de frittage. La figure 4.7 (b) compare les profils de vitesse de trois écoulements réalisés au cours d'une même soirée à pente et débit constants. Ces écoulements diffèrent par le temps d'attente de la neige dans la trémie qui varie entre 1 et 16 minutes. Les trois profils sont très proches ce qui montre que le temps d'attente dans la trémie n'est pas critique.

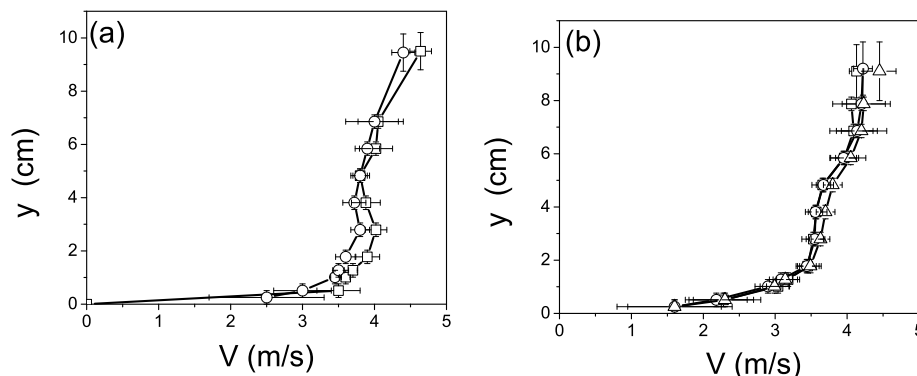


FIG. 4.7 – Répétabilité des expériences : (a) deux écoulements de même pente ($\theta = 37^\circ$), d'épaisseur similaire ($H \approx 9.5$ cm) et réalisés dans la même soirée (campagne 9) ; (b) trois écoulements de même pente ($\theta = 35.5^\circ$), d'épaisseur similaire ($H \approx 9$ cm) et réalisés dans la même soirée (campagne 6) avec différents temps d'attente de la neige dans la trémie : une minute (\square), dix minutes (\circ), 16 minutes (\triangle).

4.3.2 La pente

Les figure 4.8 (a) et (b) tracent les profils de vitesse d'écoulements d'épaisseur similaire et réalisés lors d'une même soirée. Seule la pente varie. Sans surprise, les écoulements accélèrent lorsque la pente augmente. Par contre, la forme des profils de vitesse reste qualitativement inchangée. Lors de la campagne 10, dont les profils de vitesses sont tracés dans la Figure 4.8 (a), un écoulement a été tenté à une pente de 33° , mais il s'est arrêté. Un autre réalisé à une pente de 42° était accéléré.

4.3.3 L'épaisseur

La figure 4.8 (c) trace les profils de vitesse de trois écoulements réalisés lors d'une même campagne pour une même pente. Cette fois, les écoulements diffèrent par leur épaisseur qui varie entre 4.5 cm et 12 cm. Les écoulements accélèrent lorsque l'épaisseur augmente mais la forme des profils de vitesse reste qualitativement inchangée.

4.3.4 Le type de neige

La figure 4.8 (d) trace les profils de vitesse de quatre écoulements de même pente, d'épaisseur similaire mais qui ont été réalisés lors de différentes campagnes. Il apparaît

que le type de neige, qui peut varier entre les campagnes, peut modifier les profils de vitesse. Cependant leur forme reste qualitativement inchangée.

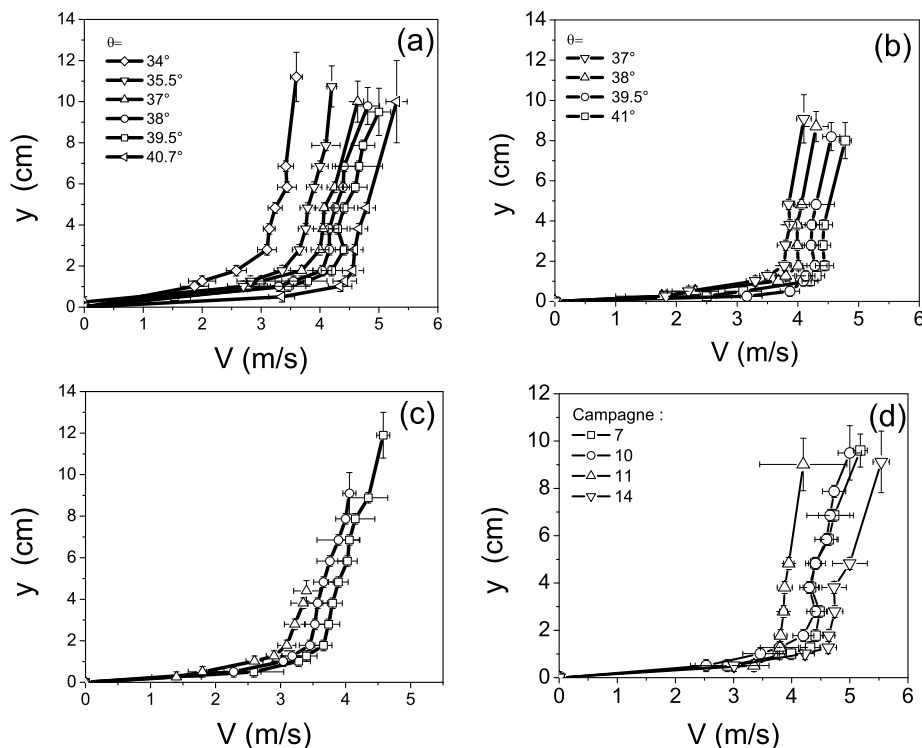


FIG. 4.8 – *Facteurs influant les profils de vitesse : (a) différentes inclinaisons, épaisseurs similaires ($H \approx 10.5\text{cm}$) et même neige (campagne 10); (b) différentes inclinaisons, épaisseurs similaires ($H \approx 8.5\text{cm}$) et même neige (campagne 8); (c) différentes épaisseurs, inclinaison constante ($\theta = 35.5^\circ$) et même neige (campagne 6); (d) différentes neiges, même inclinaison ($\theta = 39.5^\circ$) et épaisseurs similaires ($H \approx 9.5\text{cm}$).*

4.4 Comparaison avec les fluides usuels

Les écoulements de neige en canal sur fond rugueux sont caractérisés par un profil de vitesse d'une forme typique : le matériau est fortement cisailé dans une fine couche basale et faiblement cisailé au dessus. Si ce profil peut varier quantitativement en fonction de la pente, la hauteur et le type de neige, sa forme reste qualitativement inchangée. Elle

semble révélatrice d'une rhéologie particulière de la neige. Pour mettre en évidence les spécificités de ce comportement, une première étape consiste à comparer les écoulements de neige en canal à ceux de fluides usuels, en commençant par les plus simples.

4.4.1 Procédure

La loi de comportement des fluides usuels est généralement exprimée à travers la relation entre la contrainte tangentielle τ et le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$: $\tau = f(\dot{\gamma})$. Moyennant l'hypothèse d'un fluide incompressible de masse volumique ρ , le profil de contrainte tangentielle dans une couche d'épaisseur H en écoulement permanent et uniforme sur plan incliné s'écrit : $\tau(y) = \rho g(H - y) \sin \theta$. Le profil de vitesse dans la couche $V(y) = \int_{y_1=0}^y \dot{\gamma} dy_1$ est alors donnée par :

$$V(y) - V_0 = \int_{y_1=0}^y f^{-1}(\tau(y_1)) dy_1, \quad (4.5)$$

ce qui permet d'introduire une vitesse de glissement à la paroi : $V_0 = V(y = 0)$ qui peut être choisie positive ou nulle. Pour comparer facilement la forme des profils ainsi obtenus, les vitesses seront adimensionnées par la vitesse à la surface V_H : $V^* = V/V_H$ et la profondeur y par l'épaisseur H : $y^* = y/H$. La figure 4.9 compare le profil $V^*(y^*)$ mesuré sur la neige avec ceux de fluides usuels, en autorisant ou non une vitesse de glissement au socle.

4.4.2 Rhéologie homogène

Les premiers candidats à la description des écoulements de neige sont des fluides dont la rhéologie est homogène, c'est à dire qui peuvent être décrits sur toute leur épaisseur par une seule et même loi de comportement.

Comportement en loi de puissance

Le premier et le plus simple de ces candidats est un fluide qui suit une loi de puissance. Les expressions de la loi de comportement de tels fluides, du profil de vitesse et de la vitesse à la surface sont :

$$\begin{aligned} \tau &= \eta \dot{\gamma}^\alpha \\ V^* &= 1 - (1 - V_0^*)(1 - y^*)^{1+1/\alpha} \\ \text{avec } V_H &= V_0 + \left(\frac{\rho g \sin \theta}{\eta} \right)^{1/\alpha} \frac{H^{1+1/\alpha}}{1 + 1/\alpha}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Le cas $\alpha = 1$ correspond à un fluide *Newtonien* de viscosité η . Le profil de vitesse d'un fluide Newtonien (Figure 4.9 (a)) ne représente pas la zone basale fortement cisailée des écoulements de neige, même en permettant une vitesse de glissement importante (le meilleur ajustement est donné par $V_0^* = 0.52$).

Pour mieux représenter le fort taux de cisaillement de la couche basale, il est tentant de considérer un fluide qui s'écoule d'autant mieux que la contrainte de cisaillement est élevée. Un candidat qui peut répondre à ce critère est un fluide *rhéofluidifiant* qui suit une loi de puissance avec $\alpha < 1$ (Figure 4.9 (b)). Sans vitesse de glissement, le meilleur ajustement est donné par une valeur de puissance très faible : $\alpha = 0.11$. En autorisant une vitesse de glissement, le meilleur ajustement est obtenu pour une valeur légèrement plus grande de la puissance : $\alpha = 0.31$ et une vitesse de glissement $V_0^* = 0.38$. Dans les deux cas, la couche basale des écoulements de neige est assez bien représentée, mais la couche supérieure l'est beaucoup moins bien : les faibles valeurs de la puissance α , nécessaires à la bonne description de la zone basale fortement cisailée, induisent un taux de cisaillement presque constant dans le haut de l'écoulement.

Fluides à seuil

L'argument principal qui écarte un comportement en loi de puissance est qu'un tel fluide ne s'arrête qu'à pente nulle ($\tau = 0$) et diffère donc de la neige qui s'arrête dès que la pente est inférieure à une pente seuil $\theta_{stop} \approx 33^\circ$. Pour rendre compte de cet effet, il est tentant de chercher un candidat qui ne s'écoule qu'au dessus d'une contrainte seuil $\tau_c = \rho g H \sin \theta_{stop}$. Les fluides à seuil répondent à ce critère. Les expressions de la loi de comportement de tels fluides, du profil de vitesse et de la vitesse à la surface sont :

$$\begin{aligned}
 & \begin{cases} \tau - \tau_c = \eta \dot{\gamma}^\alpha, & \text{pour } \tau > \tau_c; \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{pour } \tau \leq \tau_c \end{cases} \\
 V^* &= \begin{cases} 1 - (1 - V_0^*)(1 - y^*/y_c^*)^{1+1/\alpha}, & \text{pour } 0 \leq y < y_c; \\ 1 & \text{pour } y_c \leq y < H; \end{cases} \quad (4.7) \\
 \text{avec } V_H &= V_0 + \left(\frac{\rho g \sin \theta}{\eta} \right)^{1/\alpha} \frac{y_c^{1+1/\alpha}}{1 + 1/\alpha}.
 \end{aligned}$$

où l'épaisseur de la couche cisailée y_c^* est reliée à la pente de l'écoulement et à sa pente d'arrêt : $y_c^* = 1 - \sin \theta_{stop} / \sin \theta$. Le cas $\alpha = 1$ correspond à un fluide de type Bingham (figure 4.9 (c)). Le meilleur ajustement est donné pour une valeur de $y_c^* = 0.25$ avec une vitesse de glissement nulle, et $y_c^* = 0.73$ avec une vitesse de glissement $V_0^* = 0.46$. Le cas $\alpha \neq 1$ correspond à un fluide de type Herschel-Bulkley (figure 4.9 (d)). Les meilleurs ajustements sont donnés pour $V_0 = 0$ et $y_c^* = 0.25$ par $\alpha = 0.81$ et pour $V_0 = 0.46$ et $y_c^* = 0.73$ par $\alpha = 0.48$. Dans les deux cas, les écoulements de fluides à seuil sont caractérisés par un profil de vitesse non cisailé dans la couche supérieure ($y > y_c$). Ce type de profil de vitesse, parfois appelé profil *bouchon*, ne correspond pas à celui des écoulements de neige dont la couche supérieure est cisailée. Pour l'écoulement de neige considéré ($\theta = 37^\circ, \theta_{stop} \approx 33^\circ$), l'épaisseur de la zone cisailée devrait être très faible : $y_c^* \approx 0.1$.

Fluides type granulaire

Jusqu'à présent, aucun des candidats testés ne décrit correctement les écoulements de neige. Comme la neige est composée de grains de glace, il est naturel de se tourner vers un fluide de type granulaire. La rhéologie de grains quasi-monodisperses, sans cohésion et sans effet du fluide interstitiel a récemment fait l'objet de nombreuses études résumées dans le chapitre 2. Une expression de la loi de comportement d'un tel fluide [44, 43, 71], du profil de vitesse et de la vitesse à la surface sont :

$$\begin{aligned}
 \dot{\gamma}(y) &= \frac{\sqrt{\rho_p \nu g \cos \theta} (\theta - \phi)}{bd} \sqrt{H - y} \\
 \Rightarrow \frac{V_x(y) - V_0}{V_H} &= \int_{y_1=0}^y \dot{\gamma}(y_1) dy_1 = 1 - \left(1 - \frac{y}{H}\right)^{\frac{3}{2}} \\
 \text{avec } V_H &= V_0 + \frac{2}{3} H^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\theta - \phi}{bd}\right) \sqrt{\rho_p \nu g \cos \theta}
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

où m est la masse d'un grain, ϕ et b sont des paramètres propres au matériau. Dans le cas d'un écoulement permanent et uniforme sur plan incliné, le rapport τ/σ est égale à $\tan \theta \approx \theta$, et le profil de vitesse est de type Bagnold. La figure 4.9 (e) trace ce type de profil et montre que, même en permettant une vitesse de glissement ($V_0^* = 0.61$), il diffère de celui de la neige. Néanmoins, il est remarquable que le comportement granulaire décrit par l'équation 4.8 prédit à la fois une pente d'arrêt non nulle et un écoulement cisailé sur toute son épaisseur, ce qui correspond qualitativement au comportement de la neige.

4.4.3 Rhéologie bi-couche

Aucune loi de comportement classique ne permet de décrire à la fois les couches basale et supérieure du profil de vitesse de la neige. Il faut donc chercher des fluides qui se comportent différemment dans chacune des couches. C'est ce qu'ont proposé Dent. et al. [50] dans un modèle bi-visqueux, où chacune des couches se comporte comme un fluide Newtonien, mais où la viscosité est beaucoup plus faible dans la couche basale que dans la couche supérieure. Les expressions de la loi de comportement d'un tel fluide, du profil de vitesse et de la vitesse à la surface sont :

$$\begin{aligned}
 \tau &= \begin{cases} \eta_1 \dot{\gamma}, & \text{pour } \tau > \tau_c; \\ \eta_2 \dot{\gamma} & \text{sinon.} \end{cases} \\
 V^* &= \begin{cases} \frac{1 - (1 - y^*)^2}{1 + (1 - y_c^*)^2 (\frac{\eta_1}{\eta_2} - 1)}, & \text{pour } 0 \leq y < y_c; \\ 1 - \frac{\frac{\eta_1}{\eta_2} (1 - y^*)^2}{1 + (1 - y_c^*)^2 (\frac{\eta_1}{\eta_2} - 1)} & y_c \leq y \leq H. \end{cases} \\
 \text{avec } V_H &= H^2 (A_1 + (1 - y_c^*)(A_2 - A_1)) \text{ et } A_{1,2} = \frac{\rho g \sin \theta}{\eta_{1,2}}.
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

Le modèle bi-visqueux représente bien la forme du profil de vitesse d'un écoulement de neige dans les deux couches, même sans introduire de vitesse de glissement (Figure 4.9

(f)). Le meilleur ajustement est donné par le rapport de viscosité : $\frac{\eta_2}{\eta_1} = 18$. Mais si ce comportement décrit bien le profil de vitesse de la neige, il ne prédit pas l'arrêt de l'écoulement à pente non nulle.

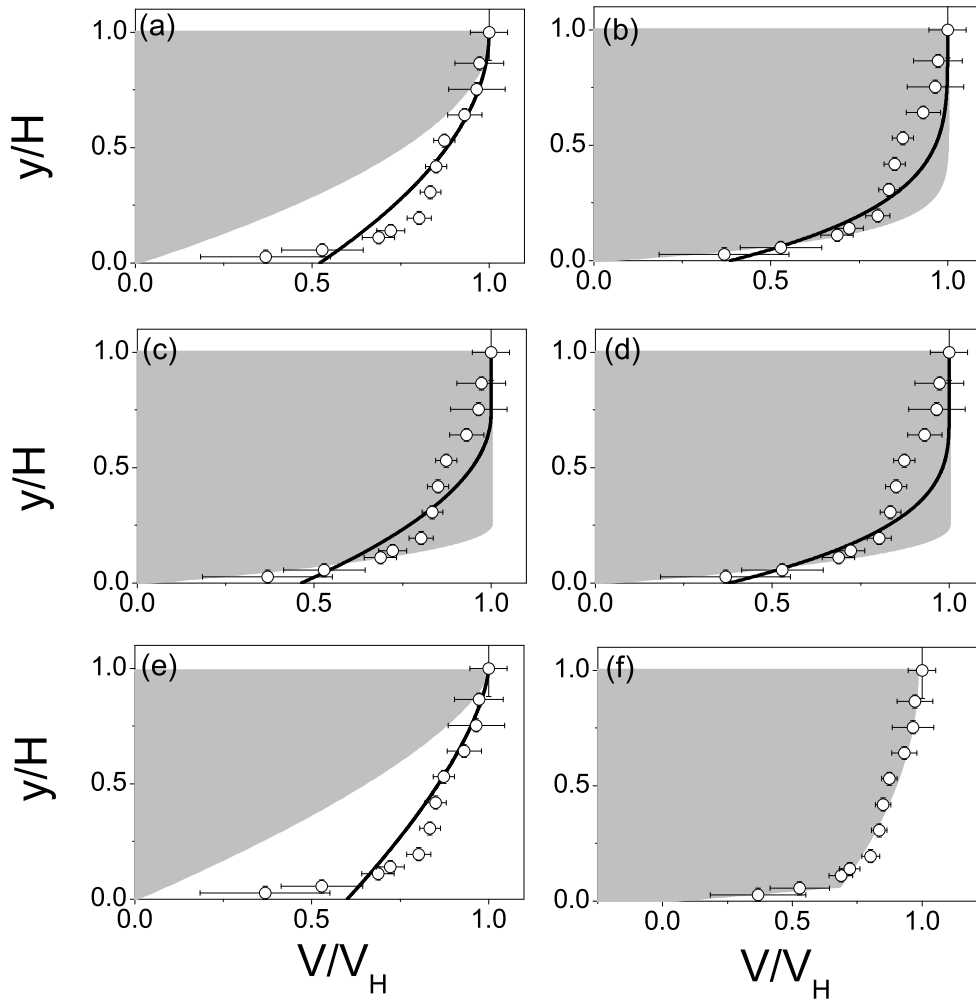


FIG. 4.9 – Comparaison des formes des profils de vitesse de la neige (\circ) et des fluides usuels en fixant une vitesse de glissement nulle (surfaces grises) ou en considérant le meilleur ajustement de V_0^* (—) : (a) Newtonien, (b) rhéofluidifiant, (c) Bingham, (d) Herschel-Bulkley, (e) granulaire, (f) bivisqueux.

4.5 Mesure de la loi comportement locale de la neige

Aucune des lois de comportements usuelles testées dans la section précédente ne décrit correctement à la fois le profil de vitesse typique de la neige et l'arrêt des écoulements à pente non nulle. Il apparaît néanmoins que :

- le profil de vitesse de la neige peut être assez bien décrit en distinguant la rhéologie de la couche basale de celle de la couche supérieure,
- une rhéologie de type frictionnelle telle que celle des matériaux granulaires, peut rendre compte à la fois d'un arrêt à pente non nulle et d'un profil de vitesse cisailé sur toute l'épaisseur.

Cette section propose de mesurer directement la loi de comportement de la neige à partir de l'analyse des profils de vitesse de l'ensemble des écoulements réalisés à épaisseur, pente et type de neige variés.

4.5.1 Profil de vitesse bi-linéaire

La première étape consiste à donner une forme analytique aux profils de vitesse pour pouvoir en déduire les profils de taux de cisaillement correspondants. Dans une première approximation, les profils de vitesse peuvent être décrits comme linéaires dans chacune des couches (Figure 4.10) :

$$v(y) = \begin{cases} \dot{\gamma}_p y, & \text{pour } 0 < y < y_p; \\ \dot{\gamma}_n y + (\dot{\gamma}_p - \dot{\gamma}_n) y_p, & \text{pour } y_p < y < H. \end{cases} \quad (4.10)$$

Cette formulation introduit trois paramètres :

- y_p : l'épaisseur de la couche basale,
- $\dot{\gamma}_p$: le taux de cisaillement moyen dans la couche basale,
- $\dot{\gamma}_n$: le taux de cisaillement moyen dans la couche supérieure.

Le tableau 4.1 donne la valeur moyenne ainsi que l'écart type de chacun de ces paramètres pour tous les écoulements réalisés. Les trois paramètres sont largement distribués ce qui indique qu'ils peuvent varier significativement en fonction des caractéristiques des écoulements ou du type de neige. De manière générale, la couche inférieure est peu épaisse mais le taux de cisaillement y est beaucoup plus élevé que dans la couche supérieure (deux ordres de grandeur), de sorte que la vitesse à l'interface entre les deux couches $V_p = y_p \dot{\gamma}_p$, de l'ordre de 3.5 ms^{-1} , est proche de la vitesse à la surface.

Le tableau 4.1 donne aussi une valeur typique de l'erreur associée à l'estimation des trois paramètres $\dot{\gamma}_n$, $\dot{\gamma}_p$ et y_p . L'erreur sur les mesures de vitesse est de l'ordre de $\Delta V \sim 0.5 \text{ ms}^{-1}$. L'erreur $\Delta \dot{\gamma}_n$ sur la détermination du taux de cisaillement dans la couche supérieure peut être déduite en connaissant son épaisseur qui est proche de celle de l'écoulement : $\Delta \dot{\gamma}_n \sim \Delta V / H \sim 0.5 / 0.1 = 5 \text{ s}^{-1}$. De la même manière, il est possible d'estimer l'erreur $\Delta \dot{\gamma}_p$ sur la détermination du taux de cisaillement dans la couche basale, dont l'épaisseur plus fine - de l'ordre de 0.7 cm - conduit à une plus grande incertitude : $\Delta \dot{\gamma}_p \sim \Delta V / 0.007 \sim 70 \text{ s}^{-1}$. Enfin, en estimant l'erreur sur la détermination de la vitesse à l'interface V_p par ΔV , il est possible de déduire l'erreur faite sur la détermination de $y_p = \frac{V_p}{\dot{\gamma}_p}$: $\Delta y_p \sim \frac{\Delta V_p}{\dot{\gamma}_p} + \frac{V_p \Delta \dot{\gamma}_p}{\dot{\gamma}_p^2} = \frac{0.5}{500} + \frac{3.5 * 70}{(500)^2} \sim 2 \text{ mm}$.

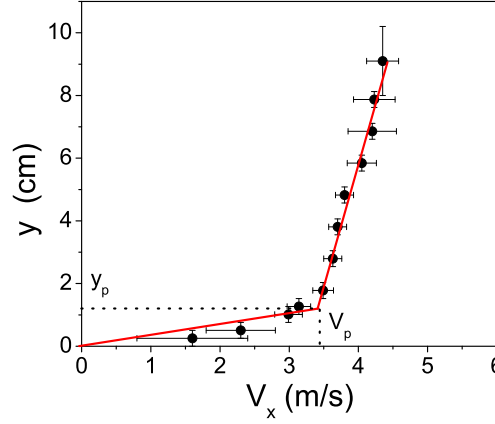


FIG. 4.10 – Ajustement bi-linéaire du profil de vitesse : mesures (●) et meilleurs ajustement (—), donné par $\dot{\gamma}_n = 16s^{-1}$, $\dot{\gamma}_p = 320s^{-1}$ et $y_p = 11mm$.

	Moyenne	Ecart type	Erreur
$\dot{\gamma}_p(s^{-1})$	477	341	70
$y_p(cm)$	0.7	0.5	0.2
$\dot{\gamma}_n(s^{-1})$	9.5	6	5

TAB. 4.1 – Valeurs typiques des paramètres de l’ajustement bi-linéaire : valeurs moyennes et écart-types pour tous les écoulements et estimation de l’erreur pour chaque mesure.

Avantages

L’avantage du profil bi-linéaire est d’ajuster correctement l’ensemble des données expérimentales moyennant une formulation simple et en faisant intervenir un nombre limité de paramètres. De plus, la formulation bi-linéaire sépare explicitement la forme du profil dans la couche basale de celle de la couche supérieure.

Limites

Bien évidemment, une forme aussi simple ne décrit pas parfaitement la réalité. Le désaccord le plus flagrant se situe à l’interface entre les deux couches où le profil bi-linéaire prévoit une discontinuité du taux de cisaillement qui ne semble pas correspondre à la situation physique réelle : les mesures auraient plutôt tendance à montrer une variation continue du taux de cisaillement entre les deux couches. D’autres types d’ajustement permettent d’obtenir un profil de taux de cisaillement continu dans tout l’écoulement, comme par exemple un profil logarithmique ($v(y) = V_1 \ln(\frac{y+y_1}{y_2})$) avec $V_1 = 0.82ms^{-1}$, $y_1 = 3.8mm$ et $y_2 = 0.43mm$ pour l’exemple de la figure 4.10) où encore un profil parabolique avec vitesse de glissement dans la couche basale comme celui proposé par

M. Kern et al. [102].

Choix

Quelle que soit la fonction d'ajustement choisie, elle devra refléter une couche basale fortement cisailée et une couche supérieure faiblement cisailée. Dans la couche supérieure, il y a assez de points de mesures pour être convaincu de la validité d'un profil linéaire. Par contre, les mesures moins nombreuses et moins précises dans la couche basale ne permettent pas de distinguer clairement une forme de profil de vitesse ni de quantifier une éventuelle vitesse de glissement. Le choix d'un profil linéaire sans vitesse de glissement dans la couche basale constitue donc une première approximation aussi simple que possible d'une réalité sans doute plus complexe, mais impossible à déterminer plus précisément à l'aide des mesures existantes.

Déductions rhéologiques

La forme bi-linéaire du profil de vitesse oriente d'ores et déjà la formulation de la loi de comportement locale. En premier lieu, compte tenu de la différence de taux de cisaillement entre les deux couches, il semble nécessaire de différencier leur comportement, au moins quantitativement. En second lieu, dans chacune des couches, le taux de cisaillement est constant, alors que les contraintes normale et tangentielle varient en fonction de la profondeur. En l'absence d'information quant à la compressibilité de la neige en écoulement, l'évolution des contraintes dans l'épaisseur s'écrit :

$$\begin{aligned} P(y) &= g \cos \theta \int_0^y \rho(y_1) dy_1 \\ \tau(y) &= g \sin \theta \int_0^y \rho(y_1) dy_1. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Par conséquent, aucune loi de comportement f ne peut relier directement la contrainte tangentielle τ et le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ sous la forme $\tau = f(\dot{\gamma})$. Par contre, dans le cas d'écoulements permanents et uniformes, et quelle que soit l'hypothèse faite quant à la compressibilité de la neige, le coefficient de frottement effectif est constant dans toute l'épaisseur et directement relié à la pente :

$$\mu^*(y) = \frac{\tau(y)}{\sigma(y)} = \tan \theta \approx \theta. \quad (4.12)$$

Ceci oriente vers une écriture des lois de comportement sous une forme frictionnelle, c'est à dire une relation entre le taux de cisaillement et le rapport des contraintes μ^* :

$$\begin{aligned} \mu^* &= f_p(\dot{\gamma}_p) && \text{dans la couche inférieure,} \\ \mu^* &= f_n(\dot{\gamma}_n) && \text{dans la couche supérieure.} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Dans ce cas, le comportement dans chacune des couches peut être mesuré facilement en réalisant des écoulements permanents et uniformes à pentes variées et en relevant les taux de cisaillement $\dot{\gamma}_p$ et $\dot{\gamma}_n$. L'épaisseur de la couche en écoulement n'est alors supposée jouer aucun rôle sur $\dot{\gamma}_p$ et $\dot{\gamma}_n$. Par contre, il faut s'attendre à ce que les lois de comportement f_p et f_n varient en fonction du type de neige considéré.

4.5.2 Effet de la pente

Pour distinguer l'effet de la pente sur les profils de vitesse, il s'agit de trouver, parmi l'ensemble des écoulements, ceux réalisés avec une même qualité de neige (c'est à dire lors d'une même soirée), d'épaisseur similaire et de pente différente. Si la pente est fixée à priori, ce n'est pas le cas de l'épaisseur qui dépend du débit imposé et de la rhéologie du matériau : à débit constant, l'épaisseur augmente lorsque la pente diminue et que l'écoulement ralentit. Par conséquent, le critère "même épaisseur" n'est jamais rigoureusement respecté. Pour pouvoir extraire l'effet de la pente, les écoulements d'une épaisseur proche seront comparés : une marge de différence de hauteur de $\pm 0.5\text{cm}$ est tolérée. La figure 4.11 (a), montre pour les cinq campagnes répondant à ces critères, les couples pente-épaisseur de chaque écoulement. Les figures 4.11 (b-f) tracent les profils de vitesse de ces écoulements. Chaque graphique correspond à une campagne.

Couche basale

La figure 4.12 (a) trace le taux de cisaillement moyen de la couche basale $\dot{\gamma}_p$ en fonction de la pente. Pour un type de neige donné et une épaisseur donnée, $\dot{\gamma}_p$ augmente avec la pente. L'arrêt de l'écoulement, observé pour une pente d'environ 33° , se manifeste par une chute brutale du taux de cisaillement $\dot{\gamma}_p$ entre 34° et 33° . La figure 4.12 (b) trace l'épaisseur de la couche basale y_p de ces écoulements. Pour un type de neige donné et une épaisseur d'écoulement donnée, l'épaisseur de la couche basale semble diminuer lorsque la pente augmente. Il apparaît que deux écoulements de même pente et d'épaisseur similaire peuvent donner des taux de cisaillement $\dot{\gamma}_p$ différents et des épaisseurs y_p différentes selon le type de neige considéré. La comparaison est possible entre les campagnes 7 et 10 d'une part et 5 et 13 d'autre part.

Les mesures de vitesse dans la couche basale sont peu nombreuses et peu précises. Par conséquent, les valeurs de $\dot{\gamma}_p$ et de y_p sont assez bruitées. En revanche, la vitesse interfaciale $V_p = \dot{\gamma}_p y_p$ est déterminée de manière plus précise puisqu'elle dépend aussi des points de mesure dans la couche supérieure. La figure 4.12 (c) trace la vitesse V_p en fonction de la pente. Pour $34^\circ \leq \theta \leq 41^\circ$, V_p augmente linéairement avec la pente. L'arrêt de l'écoulement, observé pour une pente d'environ 33° , se manifeste par une chute brutale de la vitesse interfaciale entre 34° et 33° . Quel que soit le type de neige, les points se regroupent sur une courbe maîtresse qui peut s'écrire (avec $\mu^* = \tan \theta \approx \theta$) :

$$\mu^* = \mu_s^* + \alpha_1(V_p - V_p^c) \quad (4.14)$$

où $\mu_s^* \approx \tan 33^\circ$ représente la pente d'arrêt du matériau et $V_p^c \approx 3.5\text{ms}^{-1}$ une vitesse interfaciale critique en dessous de laquelle l'écoulement s'arrête. Le point surprenant est

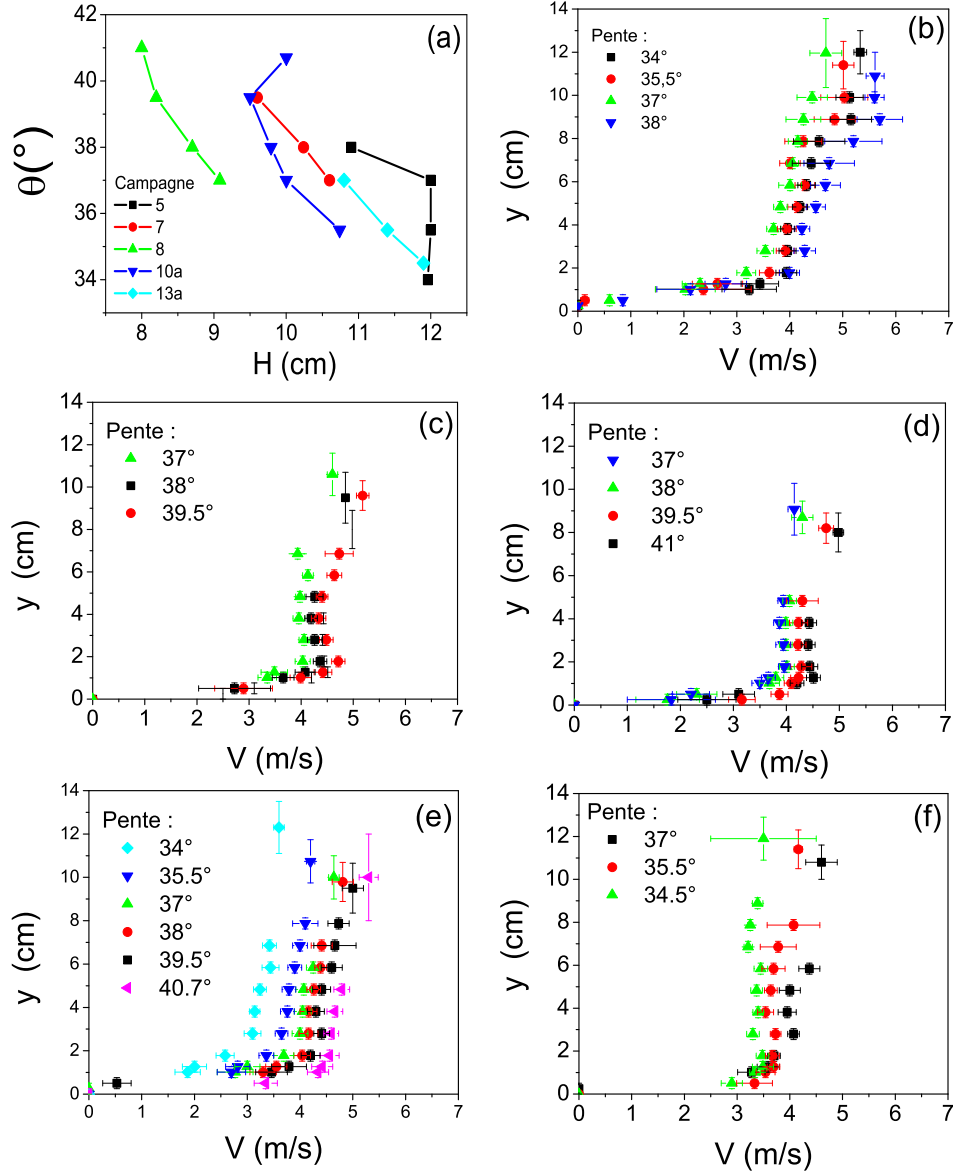


FIG. 4.11 – *Effet de la pente sur les profils de vitesse : (a) couples pente-épaisseur des écoulements d'épaisseur proche et de même type de neige ; profil de vitesse de ces écoulements : campagnes (b) 5, (c) 7, (d) 8, (e) 10, (f) 13.*

que cette relation ne semble pas être affectée par le type de neige.

Couche supérieure

La figure 4.12 (d) trace le taux de cisaillement dans la couche supérieure $\dot{\gamma}_n$ en fonction de la pente. Il apparaît que, pour un type de neige donné et une épaisseur donnée, $\dot{\gamma}_n$ augmente avec la pente pour $34^\circ \leq \theta \leq 41^\circ$. L'arrêt de l'écoulement se manifeste là encore par une chute brutale du taux de cisaillement $\dot{\gamma}_n$ entre 34° et 33° . En première approximation, la relation entre $\dot{\gamma}_n$ et $\theta \sim \mu^*$ peut être décrite comme linéaire :

$$\mu^* = \mu_s^* + \alpha_2(\dot{\gamma}_n - \dot{\gamma}_n^c) \quad (4.15)$$

où $\dot{\gamma}_n^c$ représente un taux de cisaillement critique de l'ordre de $5s^{-1}$ en dessous duquel l'écoulement se bloque. Les valeurs de α_2 et de $\dot{\gamma}_n^c$ dépendent significativement du type de neige considéré mais les données ne permettent pas de les déterminer avec précision.

4.5.3 Effet de l'épaisseur

Dans le même esprit que la section précédente, il s'agit maintenant, pour déterminer une éventuelle influence de l'épaisseur sur les profils de vitesse, de trouver parmi les écoulements réalisés avec une même qualité de neige ceux qui ont une même pente, mais qui diffèrent par leur épaisseur. Cinq campagnes correspondent à ces critères. La figure 4.13 (a) trace les couples épaisseur-pente des écoulements de chacune de ces campagnes. Les figures 4.13 (b-f) tracent les profils de vitesse de chacun de ces écoulements. Chaque graphe correspond à une campagne.

Couche basale

Les figures 4.14 (a) et (b) tracent respectivement le taux de cisaillement moyen $\dot{\gamma}_p$ et l'épaisseur y_p de la couche basale en fonction de l'épaisseur. Pour un type de neige donné et une pente constante, $\dot{\gamma}_p$ augmente lorsque l'épaisseur augmente alors que y_p semble diminuer légèrement. La figure 4.14 (c) trace la vitesse interfaciale V_p en fonction de l'épaisseur. Pour une pente donnée, V_p augmente avec l'épaisseur. A pente égale, le type de neige n'influence pas significativement la dépendance des grandeurs $\dot{\gamma}_p$, y_p et V_p avec l'épaisseur. La comparaison est possible entre les campagnes 9 et 13a d'une part et 6 et 13b d'autre part.

Couche supérieure

La figure 4.14 (d) trace le taux de cisaillement dans la couche supérieure $\dot{\gamma}_n$ en fonction de l'épaisseur. Pour un type de neige donné et une épaisseur donnée, $\dot{\gamma}_n$ diminue lorsque l'épaisseur augmente. A pente constante, le type de neige peut affecter significativement cette dépendance. La comparaison est possible entre les campagnes 9 et 13a d'une part et 6 et 13b d'autre part.

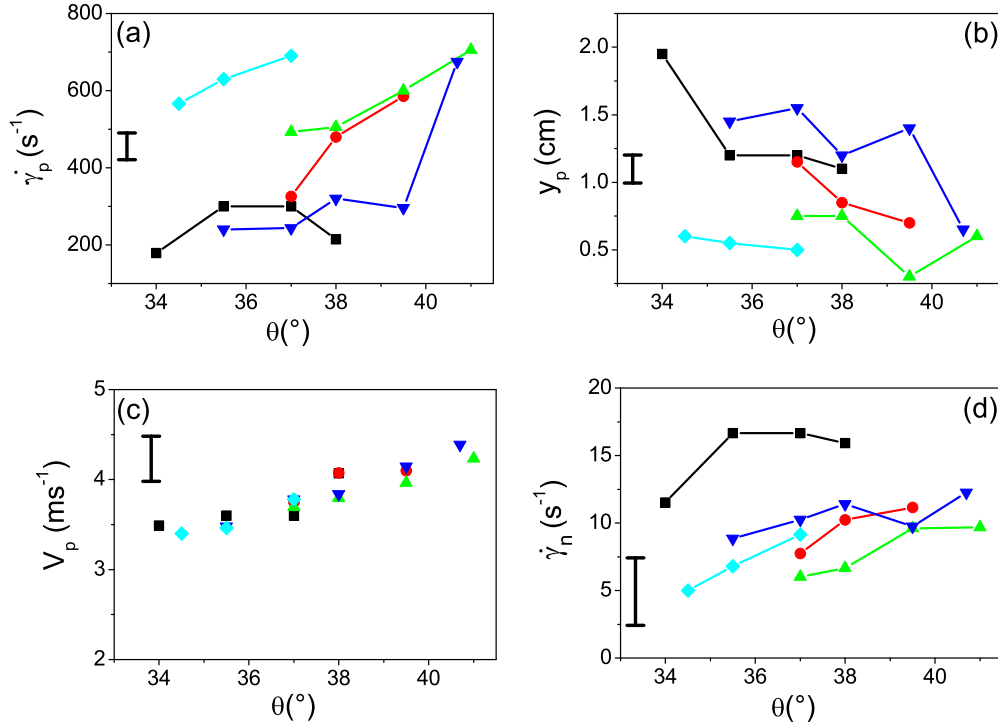


FIG. 4.12 – *Effet de la pente : couche inférieure : (a) taux de cisaillement $\dot{\gamma}_p$, (b) épaisseur y_p (c) vitesse à l'interface V_p ; couche supérieure : (d) taux de cisaillement $\dot{\gamma}_n$. $H \approx 8.5\text{cm}$: campagne 8 (▲), $H \approx 10\text{cm}$ campagnes 7 (●) et 10 (▼), $H \approx 11.5\text{cm}$: campagnes 5 (■) et 13 (◆). L'estimation des barres d'erreur représentées est détaillée dans la section 4.5.1.*

4.6 Loi de frottement globale

Dans le formalisme de Saint-Venant, souvent utilisé pour simuler les avalanches à l'échelle 1 (ce point est détaillé dans le chapitre 1), toute la rhéologie du matériau en écoulement, ainsi que son interaction avec le socle sont représentées par la loi de frottement globale qui relie le coefficient de frottement μ^* entre le matériau et le socle à la vitesse moyenne \bar{V} et l'épaisseur H de l'écoulement. Jusqu'à présent, il n'existe aucune mesure de la loi de frottement de la neige et les modèles utilisés sont construits pour représenter au mieux des avalanches de référence. Cette section propose une mesure de la loi de frottement de la neige à partir des écoulements permanents et uniformes à pente et épaisseur variées.

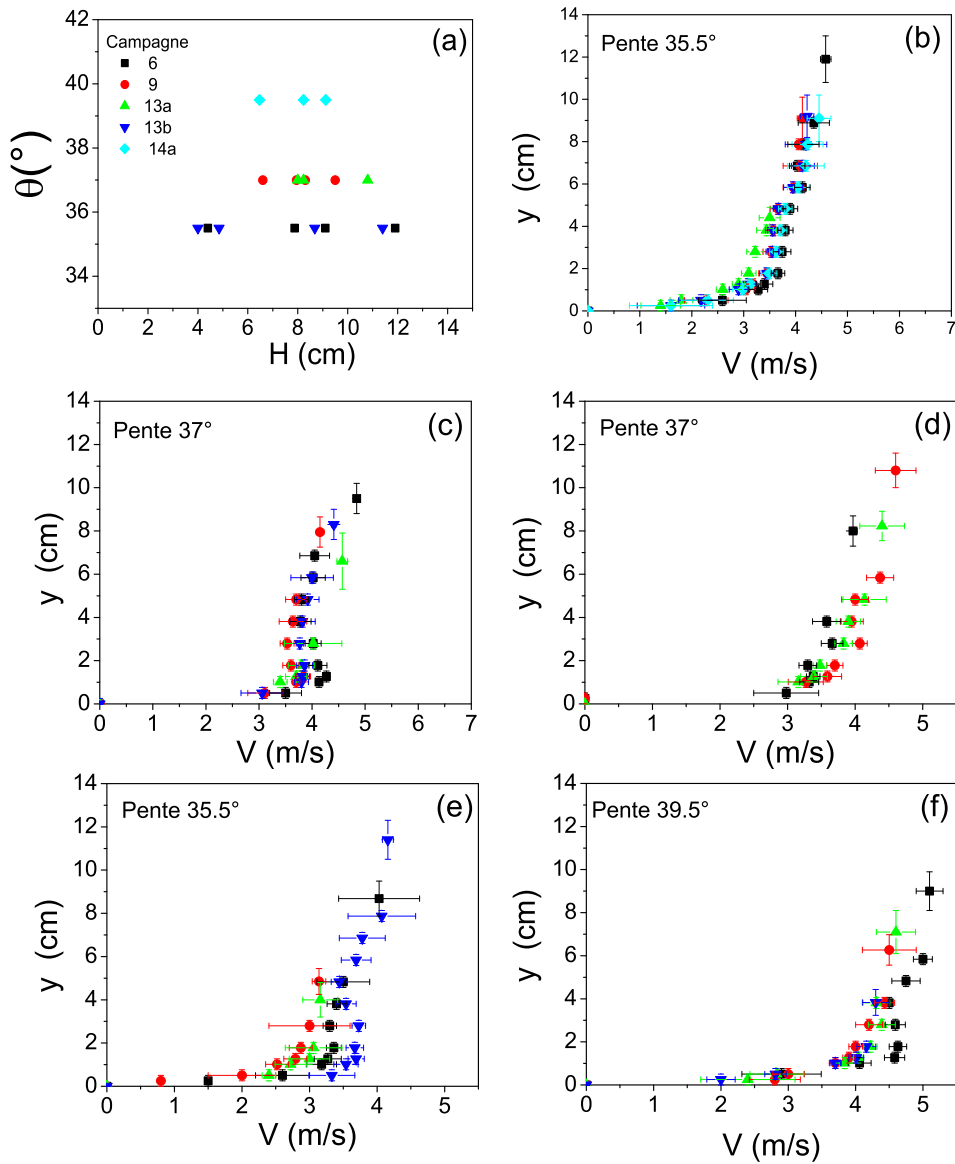


FIG. 4.13 – *Effet de l'épaisseur sur les profils de vitesse : (a) couples pente-épaisseur des écoulements de même pente et de même type de neige ; profil de vitesse de ces écoulements : campagnes 6 (b), 9 (c), 13a (d), 13b (e), 14 (f).*

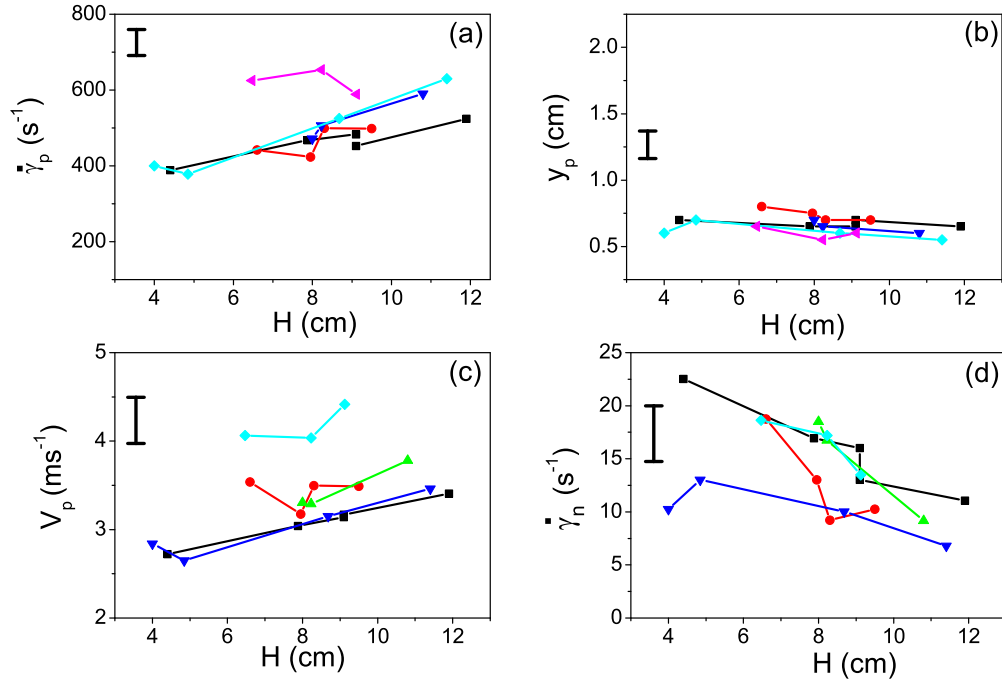


FIG. 4.14 – *Effet de l'épaisseur. Couche inférieure : (a) taux de cisaillement $\dot{\gamma}_p$, (b) épaisseur y_p , (c) vitesse à l'interface V_p ; couche supérieure : (d) taux de cisaillement $\dot{\gamma}_n$. $\theta = 37^\circ$: campagne 9 (●) et 13a (▲), $\theta = 35.5^\circ$: campagnes 6 (■) et 13b (▼), $\theta = 38^\circ$: campagne 14 (◆).*

4.6.1 Mesure de la vitesse moyenne

La vitesse moyenne \bar{V} de chaque écoulement est déduite de l'ajustement bilinéaire de la mesure du profil de vitesse (Equation 7.1) :

$$\begin{aligned}
 \bar{V} &= \frac{1}{H} \int_0^H v(y) dy \\
 \bar{V} &= \frac{1}{H} \int_0^{y_p} \dot{\gamma}_p y dy + \frac{1}{H} \int_{y_p}^H \dot{\gamma}_n y + y_p (\dot{\gamma}_p - \dot{\gamma}_n) dy \\
 \bar{V} &= \frac{\dot{\gamma}_n H}{2} + (\dot{\gamma}_p - \dot{\gamma}_n) \left(y_p - \frac{y_p^2}{2H} \right)
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

Comme le taux de cisaillement $\dot{\gamma}_n$ dans la couche supérieure est faible et que la couche basale est peu épaisse, la vitesse moyenne de l'écoulement est assez proche de la vitesse

interfaciale $V_p = \dot{\gamma}_p y_p$. Il faut donc s'attendre à ce que la vitesse moyenne des écoulements suive essentiellement le comportement de V_p qui augmente linéairement avec la pente, augmente avec l'épaisseur et ne dépend pas du type de neige.

4.6.2 Mesure de la loi de frottement

Généralement, la loi de frottement est exprimée à travers la relation entre le coefficient de frottement μ^* et le nombre de Froude F_r qui compare la vitesse moyenne de l'écoulement à la vitesse caractéristique liée à la gravité :

$$F_r = \frac{\bar{V}}{\sqrt{gH}}. \quad (4.17)$$

La figure 4.15 (a) trace le nombre de Froude pour chaque écoulement en fonction de la pente. La première observation est que les écoulements ont des nombres de Froude compris entre 3 et 6. Il n'est pas possible d'obtenir un écoulement avec un nombre de Froude inférieur à 3 : le matériau s'arrête brutalement. La seconde observation est que, comme prévu, le nombre de Froude a tendance à augmenter avec la pente. Enfin, pour une pente donnée, F_r peut varier sur une certaine plage selon les écoulements.

Les figures 4.15 (b,c) représentent pour quatre inclinaisons les dépendances de F_r avec l'épaisseur H . Pour chaque angle, le nombre de Froude augmente légèrement lorsque H diminue. Cette dépendance semble d'autant plus significative que l'inclinaison est élevée. Le fait que, à pente fixée, le nombre de Froude dépende de l'épaisseur montre que ce nombre sans dimension ne suffit pas à décrire la dépendance en H de la loi de frottement.

Néanmoins, les variations de F_r avec H sont limitées (F_r varie d'environ 20 % pour H passant de 4 à 12 cm). La figure 4.15 (d) trace pour chaque angle la valeur moyenne du nombre de Froude de tous les écoulements. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type associé.

4.6.3 Comparaison avec les lois de frottement existantes

Puisque, pour les écoulements permanents et uniformes considérés, le coefficient de frottement est directement relié à la pente : $\mu^* = \tan \theta$, la relation entre la pente et le nombre de Froude de la figure 4.15 (d) constitue la loi de frottement globale de la neige : $\mu^*(F_r)$. Pour pouvoir l'intégrer dans un code de calcul de type Saint-Venant, il est nécessaire de lui donner une forme analytique.

Voellmy

La loi de frottement de type Voellmy [208], la plus utilisée actuellement pour la simulation d'avalanches à l'échelle 1, s'écrit sous la forme :

$$\mu^* = \mu_s^* + g \frac{F_r^2}{\xi} \quad (4.18)$$

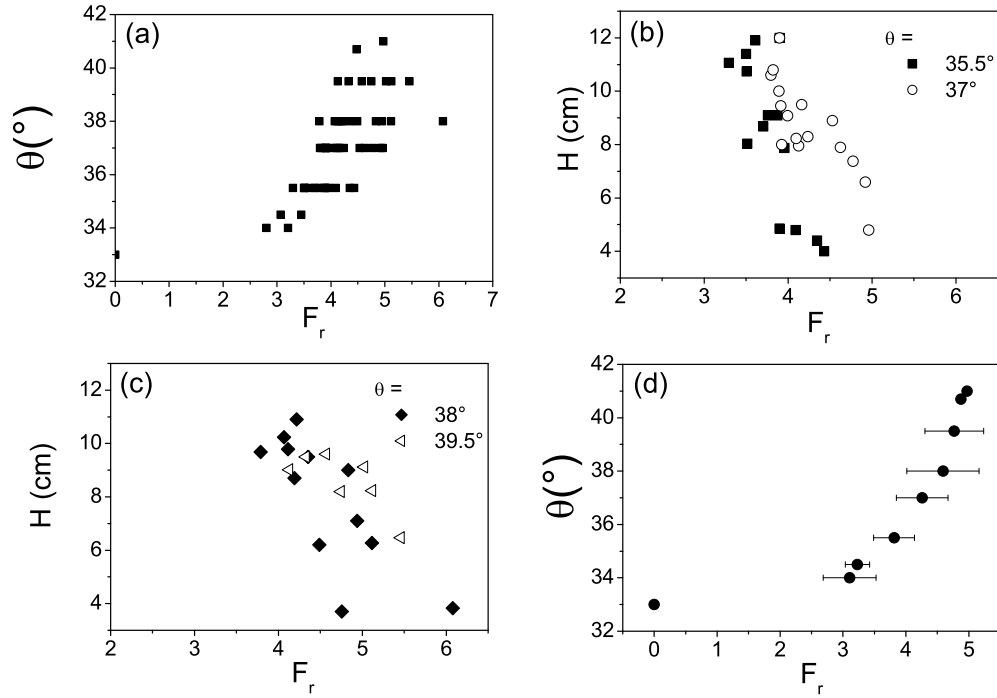


FIG. 4.15 – Mesure de la loi de frottement globale : (a) $\mu^*(F_r)$ pour chaque écoulement (b,c) $F_r(H)$ pour chaque écoulement selon l'inclinaison (d) Valeurs moyennes de F_r pour chaque inclinaison.

où μ_s^* est relié à la pente d'arrêt de l'écoulement θ_s : $\mu_s^* = \tan \theta_s$, g est la gravité et ξ un paramètre qui représente une dissipation d'énergie de type turbulente. Ce modèle est détaillé dans le chapitre 1. La figure 4.16 (a) compare les données expérimentales au meilleur ajustement par une loi de type Voellmy. Les valeurs des paramètres d'ajustement sont :

$$\begin{aligned}\theta_s &= 31.2^{\circ} \Leftrightarrow \mu_s^* = 0.61 \\ \xi &= 1050 \text{ms}^{-2}\end{aligned}\tag{4.19}$$

Ces valeurs numériques sont tout à fait comparables à celles utilisées pour décrire des avalanches réelles [7, 133]. Mais si l'ajustement décrit relativement bien les écoulements au dessus de la pente d'arrêt mesurée (33°), il la sous-estime et ne prédit pas correctement l'arrêt brusque des écoulements ($0 \lesssim F_r \lesssim 3$). Plusieurs équipes ont déjà observé que le modèle de voellmy ne décrivait pas correctement la phase d'arrêt de l'avalanche [147,

179, 173, 174]. En fixant la pente d'arrêt à $\theta_s = 33^\circ$, le meilleur ajustement est donné par $\xi = 1400ms^{-2}$ mais ne décrit pas correctement les mesures dans une large gamme de F_r ($0 \lesssim F_r \lesssim 4$) (Figure 4.16 (a)).

Froude critique

Une manière de représenter l'arrêt brutal de l'écoulement est de considérer, en plus d'une pente d'arrêt, un nombre de Froude critique F_r^c en dessous duquel l'écoulement s'arrête. Une formulation simple de la loi de frottement devient alors :

$$\begin{cases} \mu^* = \mu_s^*, & \text{pour } F_r < F_r^c, \\ \mu^* = \mu_s^* + A(F_r - F_r^c) & \text{pour } F_r > F_r^c. \end{cases} \quad (4.20)$$

Les données expérimentales sont assez bien représentées en fixant la pente d'arrêt à 33° ($\mu_s^* = 0.65$) et en ajustant les paramètres A et F_r^c (figure 4.16 (b)) :

$$\begin{aligned} A &= 0.1 \\ F_r^c &= 3 \end{aligned} \quad (4.21)$$

Pour affiner cet ajustement et pour se rapprocher du modèle de Voellmy, il est possible de considérer une loi quadratique de type :

$$\begin{cases} \mu^* = \mu_s^*, & \text{pour } F_r < F_r^c ; \\ \mu^* = \mu_s^* + \frac{g}{\xi}(F_r - F_r^c)^2 & \text{pour } F_r > F_r^c ; \end{cases} \quad (4.22)$$

Les données expérimentales sont alors représentées correctement en fixant la pente d'arrêt à 33° ($\mu_s^* = 0.65$) et en ajustant les paramètres ξ et F_r^c (figure 4.16 (c)) :

$$\begin{aligned} \xi &= 320 \\ F_r^c &= 2.34 \end{aligned} \quad (4.23)$$

Loi de type exponentielle

La fonction qui représente le mieux les données expérimentales, y compris près de l'arrêt, est une loi exponentielle (Figure 4.16 (d)) :

$$\mu^* = \mu_s^* + \mu_1^* \left(\exp\left(\frac{F_r}{F_r^1}\right) - 1 \right) \quad (4.24)$$

Il apparaît de nouveau la pente d'arrêt à travers μ_s^* , mais aussi deux autres paramètres, μ_1^* et F_r^1 qui n'ont, à priori, pas de signification physique directe. Le meilleur ajustement est donné par les valeurs des paramètres :

$$\begin{aligned}\theta_s &= 33^\circ \Leftrightarrow \mu_s^* = 0.65 \\ \mu_1^* &= 8.10^{-4}\end{aligned}\tag{4.25}$$

$$F_r^1 = 0.9\tag{4.26}$$

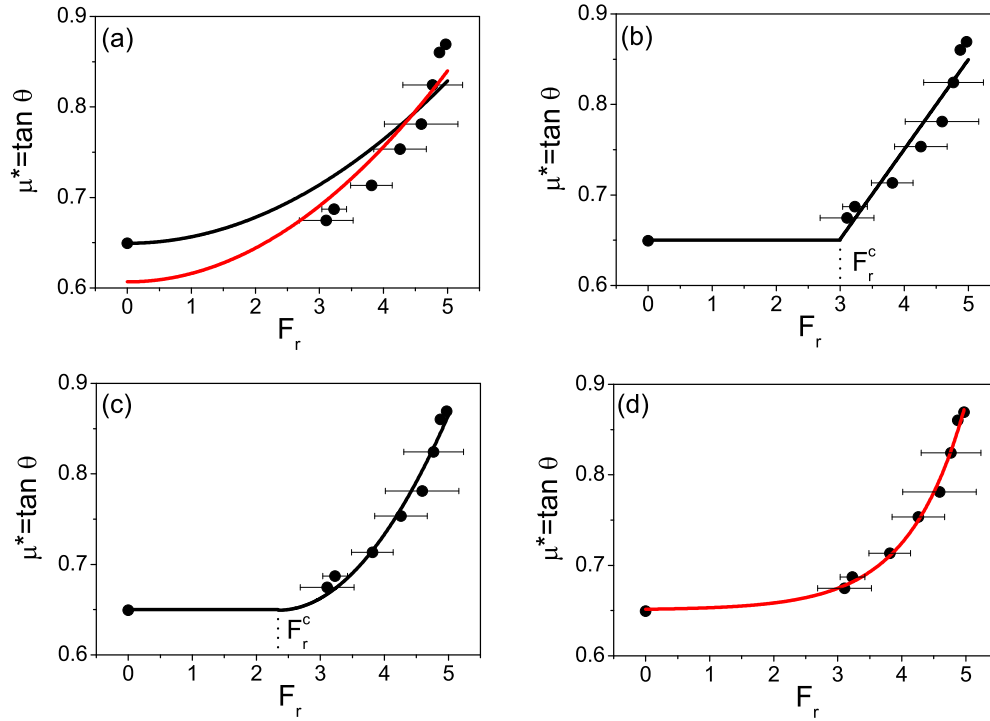


FIG. 4.16 – *Forme analytique de la loi de frottement globale, comparaison entre les mesures (●) et : (a) modèle de Voellmy pour une pente d'arrêt fixée à 33° (rouge), où libre (meilleur ajustement pour $\theta_s = 31.2^\circ$); (b) linéaire et Froude critique; (c) quadratique et Froude critique; (d) loi de type exponentielle;*

4.7 Conclusion

Bilan

Ce chapitre a présenté l'analyse rhéologique des nombreux écoulements de neige naturelle réalisés dans le canal du col du Lac Blanc. Les mesures révèlent un comportement

particulier de la neige qui se manifeste par l'existence d'écoulements permanents et uniformes dans une large gamme d'inclinaison (entre environ 33° et 42°), caractérisés par un profil de vitesse fortement cisailé dans une fine couche basale (épaisseur $y_p \sim 1\text{cm}$) et beaucoup plus faiblement cisailé dans la couche supérieure. Dans une première approximation, ce profil de vitesse est assez bien décrit par une fonction bilinéaire de type :

$$v(y) = \begin{cases} \dot{\gamma}_p y, & \text{pour } 0 < y < y_p; \\ \dot{\gamma}_n y + (\dot{\gamma}_p - \dot{\gamma}_n) y_p, & \text{pour } y_p < y < H; \end{cases} \quad (4.27)$$

qui introduit trois paramètres : l'épaisseur de la couche basale y_p , le taux de cisaillement moyen dans la couche basale $\dot{\gamma}_p$, le taux de cisaillement moyen dans la couche supérieure $\dot{\gamma}_n$.

Le fait que le taux de cisaillement soit essentiellement constant dans chacune des couches conduit à écrire la loi de comportement sous une forme frictionnelle, c'est à dire en reliant le taux de cisaillement non pas uniquement à la contrainte tangentielle τ , mais plutôt au coefficient de frottement effectif $\mu^* = \tau/P$. Ce fait est très commode puisque, pour les écoulements permanents et uniformes considérés, le coefficient de frottement est directement lié à la pente : $\mu^* = \tan \theta$ alors que l'évolution de la contrainte tangentielle dans l'épaisseur dépend d'une éventuelle compressibilité de la neige en écoulement, point qui n'est pas connu. La loi de comportement dans chacune des couches est donc directement donnée en mesurant $\dot{\gamma}_n$ et $\dot{\gamma}_p$ pour des écoulements à pente variés.

Pour la couche basale, il apparaît que $\dot{\gamma}_p$ a tendance à augmenter avec la pente, ainsi qu'avec l'épaisseur de l'écoulement. Au contraire, y_p a tendance à diminuer avec la pente et l'épaisseur de l'écoulement. Mais compte tenu du faible nombre de points de mesures dans cette couche, ces deux grandeurs ne sont pas déterminées avec précision. Par contre, la vitesse interfaciale $V_p = \dot{\gamma}_p y_p$, déterminée plus précisément, montre une dépendance très claire avec la pente qui peut s'écrire :

$$\mu^* = \mu_s^* + \alpha_1 (V_p - V_p^c) \quad (4.28)$$

en faisant intervenir une pente critique en dessous de laquelle l'écoulement s'arrête, mais aussi une vitesse critique V_p^c en dessous de laquelle l'écoulement s'arrête. V_p augmente aussi notablement avec l'épaisseur de l'écoulement. Il est remarquable que ces relations soient communes à tous les types de neige étudiés.

Le comportement de la couche supérieure, lui, dépend significativement du type de neige considéré. Pour chaque type de neige, le taux de cisaillement augmente avec la pente. Dans une première approximation, ce comportement peut s'écrire sous la forme :

$$\mu^* = \mu_s^* + \alpha_2 (\dot{\gamma}_n - \dot{\gamma}_n^c) \quad (4.29)$$

en introduisant un taux de cisaillement critique $\dot{\gamma}_n^c$ en dessous duquel l'écoulement se bloque. Par ailleurs le taux de cisaillement de la couche supérieure diminue significativement lorsque l'épaisseur augmente.

Questions

La première question concerne l'origine de la différence de comportement entre la couche basale et la couche supérieure. Une hypothèse est qu'elle est due à une différence de composition, c'est à dire de matériau, qui les composent : la couche supérieure serait composée d'un mélange d'agrégats de neige de taille varié et de grains isolés alors que la couche basale serait composé uniquement de grains isolés. Cette hypothèse est confortée par l'observation d'agrégats de grandes tailles à la surface des écoulements et par l'observation d'une couche de grains isolés qui restent piégés dans la rugosité à la fin des écoulements.

La seconde question concerne le paradoxe suivant : le taux de cisaillement est constant dans la couche supérieure de l'écoulement, ce qui signifie qu'il n'est pas directement dépendant de la pression ou du taux de cisaillement qui, eux, varient ; mais à pente et type de neige égaux, un écoulement plus épais verra le taux de cisaillement de sa couche supérieure diminuer. Puisqu'il ne s'agit pas d'un effet du changement des contraintes, quelle est l'origine de cette différence ? L'hypothèse avancée est que les agrégats limitent le cisaillement dans la couche supérieure d'autant mieux qu'ils sont grands. Un écoulement plus épais, qui peut contenir des agrégats plus hauts, devrait donc voir le taux de cisaillement de sa couche supérieure diminuer.

Troisième partie

Simulations numériques

Chapitre 5

Ecoulements de grains cohésifs

Pour la neige comme pour de nombreux matériaux granulaires (poudres, grains humides), les forces de cohésion entre grains sont significatives et il faut s'attendre à ce qu'elles jouent un rôle crucial lors des écoulements. En effet, les rares études concernant les écoulements de grains cohésifs révèlent une phénoménologie très riche, comme par exemple la formation d'agrégats, l'augmentation du frottement et la dilatation. Ces points sont détaillés dans le chapitre 2. Cependant, l'effet de la cohésion sur le comportement rhéologique d'une assemblée de grains demeure encore largement méconnu.

Ce chapitre présente les simulations numériques discrètes d'écoulements de grains cohésifs dans deux géométries : le cisaillement plan homogène et le plan incliné. L'objectif est de mesurer et de comprendre comment l'introduction d'une force de cohésion entre grains modifie leur comportement rhéologique.

5.1 Simulations numériques discrètes

L'approche adoptée pour mener cette étude est la simulation numérique discrète. Elle permet de contrôler et de varier les propriétés mécaniques des grains et donne un accès facile aux différentes grandeurs au sein des écoulements, grandeurs difficiles d'accès voir inaccessibles expérimentalement. Les deux techniques les plus utilisées pour simuler le comportement d'une assemblée de grains sont *la dynamique des contacts* développée par J. J. Moreau [131, 130] et *la dynamique moléculaire* adaptée aux assemblées de grains par P. A. Cundall [42]. Ces techniques sont détaillées et comparées dans [213, 180, 84, 170]. Des simulations d'écoulements de grains ont été réalisées par dynamique des contacts [155] mais le plus souvent par dynamique moléculaire [26, 52, 187, 192, 43, 44, 191]. Les simulations numériques de cette thèse ont été réalisées par la méthode de dynamique moléculaire décrite dans cette partie.

5.1.1 Dynamique moléculaire

Cette méthode consiste à définir une assemblée de grains qui interagissent deux à deux lorsqu'ils sont en contact. La géométrie d'écoulement est appliquée par le biais

de conditions aux limites (par exemple en introduisant des parois qui peuvent imposer contraintes, volume ou vitesse). L'écoulement est généré pas de temps après pas de temps en intégrant les équations de Newton pour chaque grain à partir de la somme des forces qui leur sont appliquées (forces liées aux contacts et force liée à la gravité). L'intégration se fait par un algorithme explicite, dit *prédicteur-correcteur* [4]. Le pas de temps d'intégration est choisi suffisamment petit pour décrire un contact dont le temps caractéristique est τ_c : il est fixé à $\tau_c/50$.

Il n'y a pas lieu de développer ici plus précisément cette technique de simulation classique et bien détaillée dans différentes références [42, 117, 182, 37, 43, 44]. Dans le cas des écoulements de grains sans cohésion, les résultats expérimentaux et numériques sont tout à fait cohérents [71], ce qui permet de qualifier les simulations numériques d'*expériences numériques*.

5.1.2 Temps de calcul

L'inconvénient de la méthode de dynamique moléculaire est qu'elle nécessite de connaître à chaque instant les paires de particules en contact, ce qui est coûteux en temps de calcul.

Différents algorithmes ont été développés pour optimiser cette recherche. Le plus simple consiste à tester toutes les paires possibles à chaque pas de temps. C'est aussi le plus coûteux en temps de calcul qui augmente alors en n^2 où n est le nombre de grain. D'autres méthodes plus évoluées consistent à définir pour chaque grain la liste des grains présents à proximité, par exemple à une distance D . À chaque pas de temps, la recherche des contacts se fait uniquement pour les grains de cette liste (dite liste de *Verlet*) qui doit être réactualisée à une fréquence plus faible. Le temps de calcul peut alors évoluer proportionnellement au nombre de grain. Cette dernière méthode est utilisée dans cette thèse. La figure 5.1 trace en fonction du nombre de grains n le temps de calcul nécessaire à 10^7 pas de temps, ce qui constitue un ordre de grandeur typique du temps nécessaire à la réalisation un écoulement. Ces résultats sont obtenus avec les moyens de calcul standards (PC 3GHz) utilisées dans cette thèse. Il apparaît que le nombre de grain est limité à environ 10000 pour conserver des temps de calcul raisonnables (de l'ordre de quelques jours). En utilisant un calculateur parallèle, ce nombre peut passer à 100000, ce qui correspond à un cube dont les côtés ont une taille d'environ 50 diamètres de grains. Pour des grains de neige de 0.5mm, la taille maximale de la cellule simulée serait donc de 2.5cm, ce qui est largement inférieur à la taille typique d'une avalanche.

Notre étude privilégie les petits systèmes (quelques milliers de grains) pour permettre de multiplier le nombre d'écoulement et ainsi explorer différents paramètres. Le moyen utilisé pour conserver des cellules simulées assez grandes est de considérer des systèmes bidimensionnels. S'il est probable que des systèmes bidimensionnels et tridimensionnels donnent des résultats quantitativement différents, il semble raisonnable de penser que les tendances qualitatives, c'est à dire les mécanismes en jeu, seront comparables. De fait, les études d'écoulements sur plan incliné de grains sans cohésion en deux dimensions [155] et en trois dimensions [187] sont qualitativement analogues.

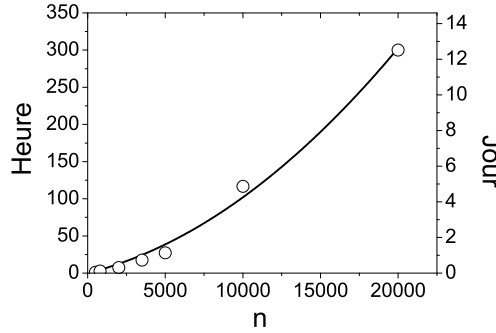


FIG. 5.1 – Temps de simulation effectif pour 10^7 itérations (environ un écoulement) en fonction du nombre de grains n : mesures (\circ) et ajustement quadratique $t(h) = 0.05n + 5.10^{-7}n^2$ (—).

5.2 Modèle de cohésion

Le choix du modèle d'interaction entre grains, et plus particulièrement celui de la force d'adhésion est bien sûr capital dans ce travail. Le parti pris est de considérer un modèle de cohésion qui ne décrit pas spécifiquement l'une des causes physiques de l'adhésion (forces électrostatiques, capillaires ou de type pont solide), et encore moins l'adhésion entre deux grains de glace, qui demeure de fait largement méconnue, mais qui rend compte du caractère le plus commun et le plus important de toutes les forces d'adhésion : la résistance normale d'un contact à la traction.

Le matériau considéré est une assemblée de n disques de diamètre moyen d et de masse moyenne m . Pour éviter les phénomènes de cristallisation, les grains sont légèrement polydisperses : leur diamètre est uniformément réparti dans l'intervalle $d \pm 20\%$. Les disques interagissent deux à deux uniquement à travers des contacts directs. Il n'y a pas d'interaction à distance, ni de fluide interstitiel. Les disques peuvent se déformer légèrement et la déflexion normale du contact est modélisée par un recouvrement, c'est à dire par une interpénétration normale notée h (Figure 5.2). La loi de contact consiste à exprimer les forces normale N et tangentielle T au contact en fonction de l'interpénétration h . La force normale au contact est la somme de trois contributions : une répulsion élastique N^e , une dissipation visqueuse N^v et une adhésion N^a :

$$N(h) = k_n h + \zeta \dot{h} - \sqrt{4k_n N^c h}. \quad (5.1)$$

5.2.1 Répulsion visco-élastique

La répulsion élastique est linéaire : $N^e = k_n h$ et introduit le coefficient de raideur normal des grains k_n . Cette répulsion limite l'interpénétration des grains. La dissipation d'énergie lors d'un contact est assurée par un amortissement visqueux : $N^v = \zeta \dot{h}$

qui introduit la viscosité ζ . Dans le cas d'une collision binaire entre deux grains i et j , le coefficient de restitution e est relié à k_n et ζ de la manière suivante : $\zeta = \sqrt{m_{ij}k_n}(-2\ln e)/\sqrt{\pi^2 + \ln^2 e}$ où $m_{ij} = m_i m_j / (m_i + m_j)$ est la masse réduite des deux grains. Ce modèle de force visco-élastique est souvent utilisé pour simuler le comportement de grains sans cohésion [43, 44, 170].

5.2.2 Cohésion

L'analyse des différents modèles de cohésion existants dans les matériaux granulaires faite dans le chapitre 2 montre que le paramètre le plus important et le plus commun est la résistance maximale du contact à la traction, notée N^c . Pour rendre compte de cette résistance N^c , le modèle de cohésion choisi consiste à opposer à la répulsion viscoélastique une force d'adhésion $N^a(h)$ dont la forme est aussi simple que possible :

$$N^a(h) = -\sqrt{4k_n N^c h}. \quad (5.2)$$

En plus d'induire la résistance maximale à la traction N^c , ce modèle conduit à une interpénétration d'équilibre h^c pour laquelle la répulsion élastique compense exactement la force d'adhésion : $N^a(h^c) + N^e(h^c) = 0$ (Figure 5.2). Ce modèle de cohésion, déjà utilisé par [122, 160, 154] ne prend en compte ni phénomène hystérétique, ni force à longue portée. Ponctuellement, un modèle de cohésion encore plus simple sera utilisé dans le but de vérifier l'influence de la forme précise de $N^a(h)$. Il s'agit d'une adhésion de type *DMT* (voir chapitre 2) qui oppose à la répulsion élastique une force constante : $N^a(h) = N^c$.

5.2.3 Friction

Comme souvent, la force de friction T entre deux grains est décrite par un frottement de type Coulomb implémenté en utilisant uniquement la composante élastique de la force normale [160, 72, 165, 214] :

$$|T| \leq \mu N^e, \quad (5.3)$$

où μ est le coefficient de frottement entre les grains. Le fait d'utiliser la composante élastique plutôt que la force normale totale (comme dans [154]) conduit à une force de frottement non nulle lorsque deux grains sont à leur pénétration d'équilibre h^c . Une déformation élastique tangentielle δ_t du contact est tolérée et la force tangentielle s'écrit :

$$T = k_t \delta_t, \quad (5.4)$$

où k_t est la raideur tangentielle du contact, du même ordre que la raideur normale k_n [94]. La déformation tangentielle s'exprime en fonction de la vitesse tangentielle au contact V_t :

$$\delta_t = \begin{cases} 0 & \text{si } |T| = \mu N^e \text{ et } \vec{T} \cdot \vec{V}_t > 0, \\ V_t & \text{sinon.} \end{cases} \quad (5.5)$$

Polydispersité	μ	e	k_t/k_n
$\pm 20\%$	0.4	0.1	0.5

TAB. 5.1 – Paramètres décrivant les grains.

Le contact est glissant dans le premier cas et non glissant dans le second. Un contact glissant induit une dissipation d'énergie. Ce modèle n'induit pas de résistance au roulement [193].

5.2.4 Valeur des paramètres décrivant les grains

Les simulations ont été menées en fixant $e = 0.1$ et $\mu = 0.4$ (sauf pour l'étude de grains non frottants $\mu = 0$) ainsi que le rapport $k_t/k_n = 1/2$ (Tableau 5.1). La faible valeur du coefficient d'amortissement rend compte d'un matériau très dissipatif qui favorise les écoulements denses et accélère la convergence vers un état stationnaire. L'étude de grains sans cohésion a montré que les écoulements denses ne sont que peu affectés par :

- la valeur de e , excepté pour les valeurs extrêmes $e = 0$ et $e = 1$ [43, 44],
- la valeur de μ , excepté pour le cas de grains non frottants $\mu = 0$ [43, 44],
- la valeur du rapport k_t/k_n tant que les deux raideurs sont du même ordre de grandeur [187, 25].

Les valeurs de la raideur normale k_n et de la résistance maximale à la traction N^c seront discutées dans la section 5.4.

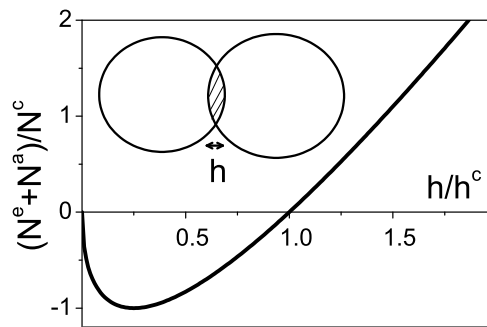


FIG. 5.2 – *Modèle de cohésion : force normale statique $(N^e + N^a)/N^c$ en fonction de l'interpénétration normale h/h^c .*

5.3 Géométrie d'écoulement

Deux géométries d'écoulement sont étudiées. La géométrie simple du cisaillement plan homogène a pour but de mesurer directement la loi de comportement des grains pour différents niveaux de cohésion et la géométrie du plan incliné rugueux permettra une comparaison qualitative avec les expériences d'écoulements de neige en canal.

5.3.1 Cisaillement plan

La première géométrie d'écoulement étudiée est celle du cisaillement plan en l'absence de gravité. La pression P et le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ sont imposés. Les écoulements sont simulés dans une cellule de hauteur H et de longueur L . Les conditions aux limites périodiques sont appliquées dans la direction de l'écoulement (x). Pour imposer la pression et le taux de cisaillement, deux types de conditions aux limites ont été utilisées dans la direction perpendiculaire à l'écoulement (y).

Conditions aux limites avec ou sans paroi

La première méthode consiste à placer le matériau entre deux parois rugueuses et parallèles (Figure 5.3 (a)). Les parois sont constituées de grains jointifs semblables à ceux de l'écoulement (même polydispersité, même propriétés mécaniques et en particulier même cohésion) mis à part leur rotation qui est bloquée. Pour imposer le cisaillement, l'une des parois est fixe et l'autre se déplace à la vitesse V .

La seconde méthode, appelée condition aux limites *de Lees-Edwards* ou *bi-périodiques* consiste à répéter périodiquement la cellule dans la direction y (Figure 5.3 (b)) [109, 161, 72]. Pour imposer le cisaillement, les cellules inférieure et supérieure sont animées d'une vitesse $\pm V$.

Imposer la pression et le taux de cisaillement

Le contrôle de la pression P est assuré en permettant la dilatation de la cellule selon y au cours du temps : la hauteur H n'est pas fixée. Pour les simulations avec parois, il s'agit de permettre un mouvement selon y de l'une des parois. Pour les simulations sans paroi, l'ensemble de la cellule est dilaté. L'évolution de H est donnée par $\dot{H} = (P - P_0)L/g_p$ où g_p est un amortissement visqueux limitant la vitesse de dilatation de milieu et P_0 la pression réelle dans la cellule. Un état stationnaire correspond à $P_0 = P$. La vitesse V de la paroi ou des cellules images s'adapte aux fluctuations de hauteur pour maintenir un taux de cisaillement constant $\dot{\gamma} = V(t)/H(t)$.

5.3.2 Plan incliné

La seconde géométrie d'écoulement est celle du plan incliné rugueux (Figure 5.3 (c)). Elle consiste à faire s'écouler, sous l'effet de la gravité \vec{g} , une couche de grains d'épaisseur H le long d'une pente θ . Le socle rugueux, composé de grains fixes (sans rotation), alignés et jointifs qui ont les mêmes propriétés mécaniques que les grains en écoulement (en

particulier la même cohésion) a pour but d'éviter un écoulement en bloc du matériau en favorisant son cisaillement. Les conditions aux limites périodiques dans la direction x simulent un écoulement infiniment long.

5.3.3 Dimensions des systèmes étudiées

Le tableau 5.2 résume les différentes dimensions des systèmes étudiés et, en anticipant sur la section 5.4, donne la valeur du nombre sans dimension $g_p/\sqrt{mk_n}$. Le choix de systèmes relativement petits permet de multiplier le nombre d'écoulement et ainsi d'explorer différents paramètres.

	N	L/d	H/d	$g_p/\sqrt{mk_n}$
CP avec parois	2000	50	40-60	1
CP sans paroi	800	40	20-30	1
PI	1500	50	~ 30	\emptyset

TAB. 5.2 – Dimension des systèmes étudiés : cisaillement plan (CP) et plan incliné (PI).

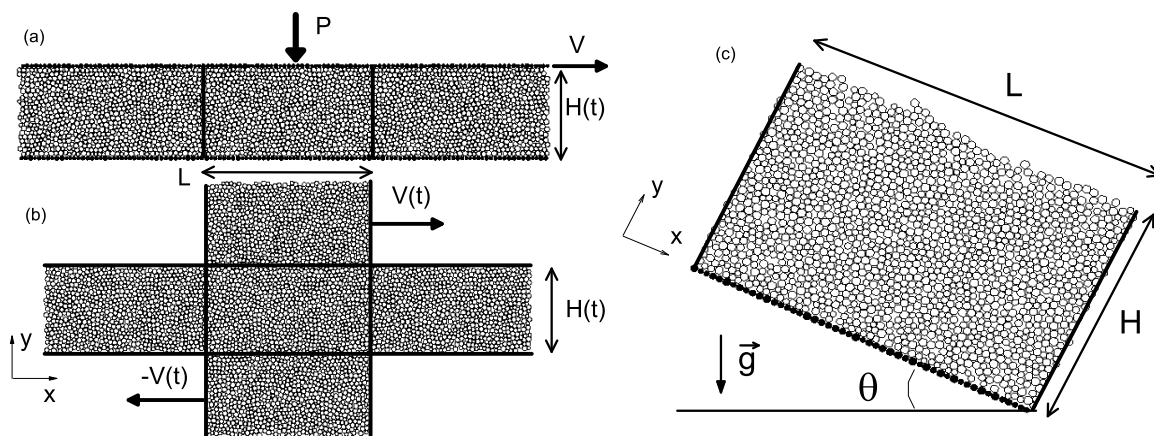


FIG. 5.3 – Géométries d'écoulement : cisaillement plan (a) entre deux parois rugueuses et (b) sans paroi; (c) plan incliné rugueux ($\theta = 25^\circ$, $H/d \approx 30$). Grains noirs : paroi et (—) : conditions aux limites périodiques.

5.4 Analyse dimensionnelle

Les grains et les géométries d'écoulement sont décrits par un grand nombre de paramètres dimensionnels qui représentent différentes échelles de force, de temps et de longueur. L'analyse dimensionnelle est une étape qui consiste à caractériser les systèmes étudiés par différents nombres sans dimension qui comparent ces différentes échelles.

Les grains sont décrits par leur masse m , leur diamètre d , leur coefficient de restitution e , leur coefficient de friction μ , leur raideurs normale k_n et tangentielle k_t et leur résistance à la traction N^c . d et m constituent les échelles naturelles de longueur et de masse. Puisque μ , e et k_t sont fixés (Tableau 5.1), il reste deux paramètres dimensionnels caractérisant les grains : k_n et N^c .

Les écoulements en cisaillement plan sont contrôlés par le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ et la pression P imposés ainsi que par l'amortissement visqueux g_p qui gère les fluctuations de taille de la cellule. Le nombre sans dimension $g_p/\sqrt{mk_n}$ est fixé à 1 de sorte que les fluctuations de H soient imposées par les grains, donc que les parois restent en contact avec le matériau. Les écoulements sur plan incliné sont, eux, contrôlés par l'inclinaison θ , la gravité g et l'épaisseur H de la couche en écoulement.

5.4.1 Nombre inertiel I

L'état de cisaillement de grains sans cohésion est contrôlé par le nombre sans dimension I , nommé *nombre inertiel*, combinaison du taux de cisaillement et de la pression imposés [43, 44, 71]. Dans un système à deux dimensions, l'expression de I est :

$$I = \dot{\gamma} \sqrt{\frac{m}{P}}. \quad (5.6)$$

I est le rapport entre deux temps : le temps inertiel $\sqrt{m/P}$ et le temps lié au taux de cisaillement : $1/\dot{\gamma}$. Il est appelé *nombre inertiel*. Les faibles valeurs de I ($I \lesssim 10^{-3}$) correspondent à un régime *quasi-statique* où l'inertie des grains est négligeable. Au contraire, les grandes valeurs de I ($I \gtrsim 0.3$) correspondent à un régime *collisionnel* où les grains interagissent par collisions binaires. Le régime étudié ici est intermédiaire ($10^{-2} \lesssim I \lesssim 0.3$) et correspond à un régime d'écoulement dense où le réseau de contact percole à travers la cellule.

5.4.2 Nombre de cohésion η

En présence de gravité, le *nombre de Bond granulaire* Bo_g compare la résistance à la traction d'un contact avec le poids d'un grain [136] :

$$Bo_g = \frac{N^c}{mg}. \quad (5.7)$$

Mais le nombre de Bond granulaire, utile dans la géométrie du plan incliné, n'a pas de sens dans celle du cisaillement plan sans gravité, où c'est la pression imposée qui fixe l'échelle de force Pd (en deux dimensions). Le nombre sans dimension η , rapport de la

résistance à la traction N^c et de la force liée à la pression imposée Pd mesure alors l'intensité de la cohésion :

$$\eta = \frac{N^c}{Pd}. \quad (5.8)$$

5.4.3 Nombre de rigidité h^*

Le troisième nombre sans dimension h^* mesure la déformation moyenne des grains dans le système. Sans cohésion, la déformation des grains h_0^* est uniquement due à la pression de confinement P et est limitée par la raideur k_n : $h_0^* = P/k_n$. Mais en présence de cohésion, la composante adhésive de la force normale tend à rapprocher les grains et la déformation moyenne h^* dépend donc de l'intensité de la cohésion :

$$h^*(\eta) = h_0^* \mathcal{H}(\eta) \quad (5.9)$$

avec $\mathcal{H}(\eta) = 1 + 2\eta + 2\sqrt{\eta + \eta^2}$ (Figure 5.4).

Il a été montré que le comportement de grains sans cohésion ne dépendent plus de h_0^* si ce nombre est assez petit ($h_0^* \lesssim 10^{-4}$), aussi bien dans le régime quasi-statique [171] qu'en écoulement dense [44]. Cette limite a été baptisée *limite des grains rigides*. L'effet de la déformation des grains a été discuté spécifiquement avec ou sans force cohésive [25, 1].

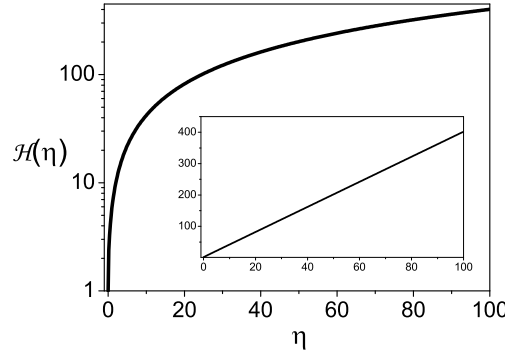


FIG. 5.4 – Déformation des grains en présence de cohésion : fonction $\mathcal{H}(\eta)$ en échelle linéaire et semi-logarithmique.

5.4.4 Gamme explorée des nombres sans dimension

L'analyse dimensionnelle est une étape particulièrement utile puisqu'elle limite le nombre de paramètres indépendants contrôlant les systèmes. Par exemple, l'état de cisaillement des grains, initialement contrôlé par deux nombres dimensionnels (pression P

Cisaillement plan			Plan incliné			
I	η	h_0^*	H/d	θ	Bo_g	h_0^*
$10^{-2} \rightarrow 0.3$	$0 \rightarrow 85$	10^{-5}	≈ 30	$14^\circ \rightarrow 39^\circ$	$0 \rightarrow 200$	10^{-6}

TAB. 5.3 – Gammes explorées des nombres sans dimension.

et taux de cisaillement $\dot{\gamma}$), n'est dépendant que d'un seul nombre sans dimension combinaison de P et $\dot{\gamma}$: le nombre inertiel. Ainsi, les systèmes simulés sont contrôlés par trois nombres sans dimension dont les gammes explorées sont résumées dans le tableau 5.3. Il faut remarquer que toute autre combinaison de ces nombres sans dimensions contrôle ces systèmes de manière équivalente.

Cisaillement plan

Six valeurs de I dans l'intervalle $10^{-2} \lesssim I \lesssim 0.3$ ont été imposées, décrivant ainsi le régime d'écoulement dense où le réseau de contact percole à travers la cellule. Les valeurs explorées de l'intensité de la cohésion η débutent à 0 pour des grains sans cohésion et augmentent jusqu'à 85 pour les grains les plus cohésifs. En tout 36 valeurs de η ont été appliquées dans cette intervalle.

Enfin, le nombre de rigidité est fixé à $h_0^* = 10^{-5}$ de sorte que les systèmes soient, autant que possible, dans la limite des grains rigides. La cohésion augmentant l'écrasement des grains, fixer $h_0^* = 10^{-5}$ ne permet d'être rigoureusement dans la limite des grains rigides ($h^*(\eta) \leq 10^{-4}$) que pour des niveaux de cohésion assez faibles ($\eta \leq 2.5$). Mais la solution qui consiste à augmenter h_0^* revient à augmenter significativement les temps de calcul.

Plan incliné

L'épaisseur H des écoulements sur plan incliné est d'environ 30 diamètres de grain. Le nombre de grain est constant ($n = 1500$) mais le milieu est libre de se dilater. Les pentes étudiées vont de 15° à 39° et huit niveaux de cohésion ont été appliqués dans l'intervalle $0 \leq Bo_g \leq 200$. Le nombre de rigidité est fixé à $h_0^* = 10^{-6}$ pour être, autant que possible là encore, dans la limite des grains rigides.

5.5 Identification de la loi de comportement en cisaillement plan

Cette partie présente les mesures du comportement rhéologique des grains cohésifs obtenus à partir d'écoulements dans la géométrie du cisaillement plan. Cette géométrie conduit à des états de cisaillement homogènes dans lesquels le nombre inertiel I et le nombre de cohésion η sont constants dans l'espace et le temps. La loi de comportement du matériau est donc directement accessible en mesurant la résistance tangentielle τ des

grains pour différentes valeurs de I . Pour faire apparaître l'effet de la cohésion sur ce comportement, il suffit de renouveler l'opération pour différentes valeurs de η .

5.5.1 Etat de cisaillement homogène

Préparation

Le mode de préparation le plus souvent utilisé consiste à placer les disques aléatoirement, sans contact et sans vitesse avec la compacité la plus grande possible (environ 0.5). Ensuite la pression P et le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ sont imposés. Après un certain temps, l'écoulement atteint un régime stationnaire caractérisé par des grandeurs constantes dans le temps telles que l'énergie cinétique, le tenseur des contraintes ou la compacité. Cet état stationnaire ne dépend ni de l'arrangement initial des grains, ni de leur vitesse initiale. L'utilisation des conditions aux limites bipériodiques permet d'atteindre un état stationnaire environ dix fois plus vite qu'avec des parois.

Profils

Une fois l'état stationnaire atteint, les simulations continuent pendant un laps de temps Δt tel que le déplacement entre deux couches de grains soit d'environ 10 grains : $\dot{\gamma}\Delta t \geq 10$. Les grandeurs d'intérêt (vitesses, contraintes, structures) sont moyennées dans le temps en considérant 100 pas de temps dans la période Δt , et dans l'espace selon la direction de l'écoulement. Les techniques de moyenne adoptées sont celles proposées dans [116, 155]. La figure 5.5 montre les profils de compacité $\nu(y)$, de taux de cisaillement $\dot{\gamma}(y)$, de pression $P(y)$ et de contrainte de cisaillement $\tau(y)$ pour un écoulement donné. Le tenseur des contraintes est dominé par les forces de contact entre grains [44] et est calculé de la manière suivante :

$$\underline{\underline{\Sigma}} = \frac{1}{LH} \text{Sym} \left(\sum_{i < j} \vec{F}_{ij} \otimes \vec{r}_{ij} \right) \quad (5.10)$$

Pour chaque écoulement stationnaire et homogène, il apparaît que les composantes normales du tenseur des contraintes sont égales : $\Sigma_{xx} \simeq \Sigma_{yy}$. La pression vérifie donc $P = (\Sigma_{xx} + \Sigma_{yy})/2 = \Sigma_{xx} = \Sigma_{yy}$.

La figure 5.5 compare les profils obtenus en utilisant des conditions aux limites avec et sans paroi. Les deux types de conditions aux limites donnent le même état de cisaillement au centre de l'écoulement mais les parois structurent le matériau sur une épaisseur d'environ cinq couches. L'état de cisaillement du matériau étant le même sur toute son épaisseur (sauf près des parois), il est possible de définir pour chaque écoulement les valeurs moyennes dans le temps et les deux directions de l'espace de la compacité ν , du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$, de la pression P et de la contrainte de cisaillement τ . Les écoulements en cisaillement plan présentés dans la suite du chapitre ont été réalisés sans paroi pour pouvoir moyenner les grandeurs dans tout le système.

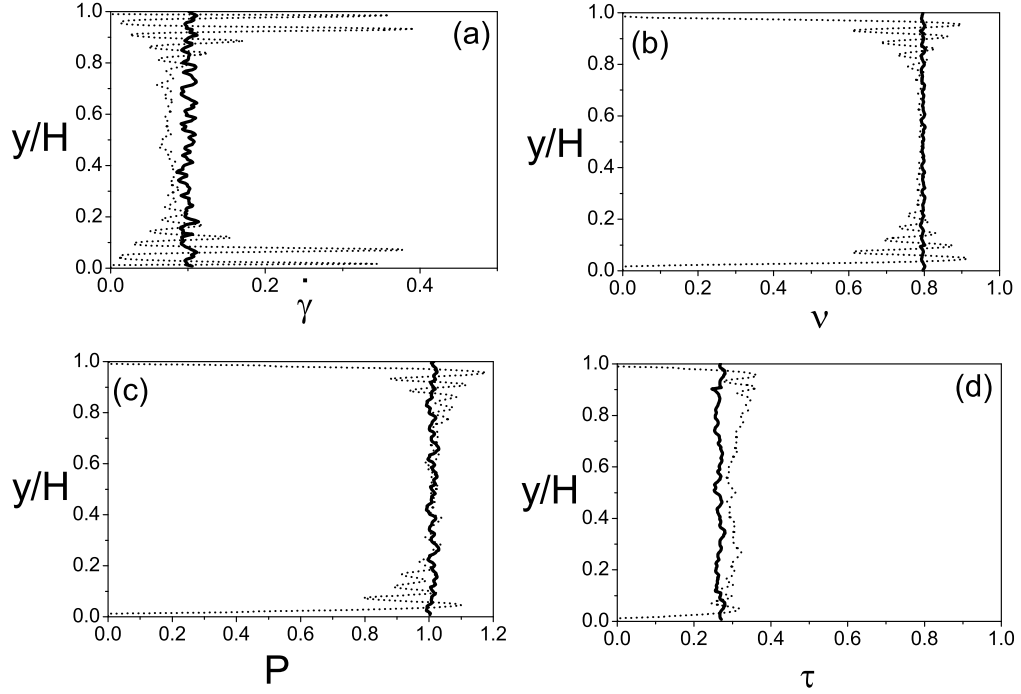


FIG. 5.5 – *Etat de cisaillement homogène ($P = 1$, $\dot{\gamma} = 0.1$, $N^c = 0$) : (a) taux de cisaillement $\dot{\gamma}(y)$, (b) compacité $\nu(y)$, (c) pression $P(y)$, (d) contrainte de cisaillement $\tau(y)$. Avec parois (...) et sans paroi (-)*

Écoulements intermittents

Dans la gamme de cohésion explorée ($0 \leq \eta \leq 85$), les écoulements sont cisailés de manière homogène, comme décrit dans la section précédente. La figure 5.6 montre des images de ces écoulements. Pour des intensités de cohésion plus forte ($\eta \gtrsim 100$), l'état de cisaillement devient hétérogène. Dans les simulations avec parois, les grains s'écoulent alors en un bloc rigide qui se colle alternativement à l'une ou l'autre des parois. Cette localisation du cisaillement a aussi été observée par [89]. En l'absence de paroi, le cisaillement se localise dans une fine bande parallèle à la direction de l'écoulement qui sépare deux blocs rigides. Les conditions précises de la localisation du cisaillement n'ont pas été abordées dans cette thèse car elles constituent une étude à part entière.

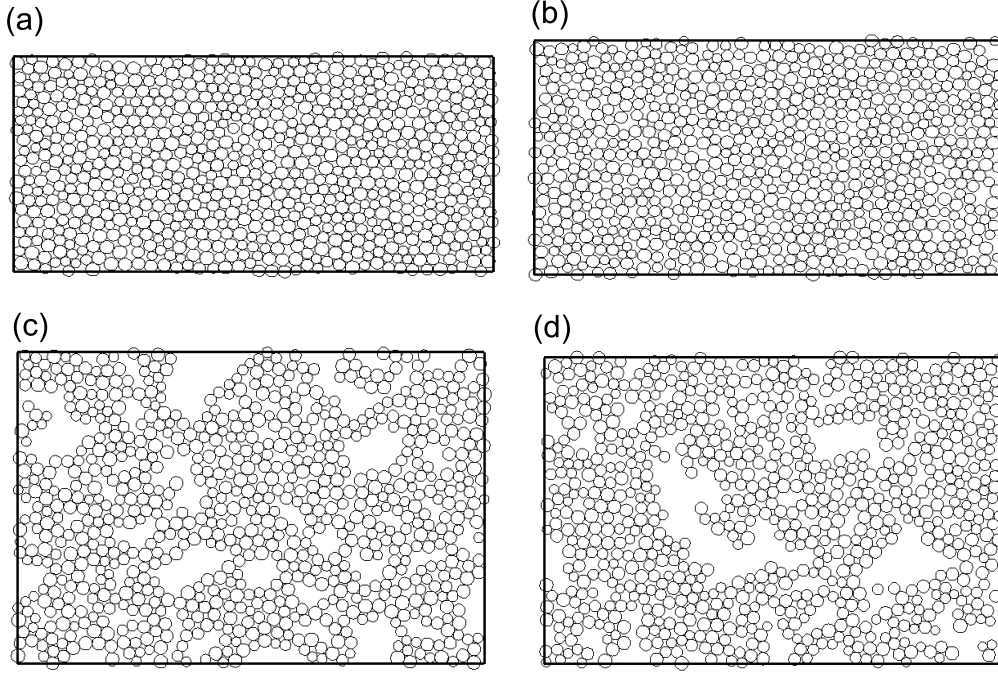


FIG. 5.6 – *Cisaillement plan homogène* : (a) $\eta = 0$, $I = 0.01$, (b) $\eta = 0$, $I = 0.3$, (c) $\eta = 80$, $I = 0.01$, (d) $\eta = 80$, $I = 0.3$.

5.5.2 Loi de frottement

La loi de comportement d'une assemblée de grain sans cohésion peut être exprimée simplement à travers sa *loi de frottement*, c'est à dire la relation entre le coefficient de frottement effectif $\mu^* = \tau/P$ et le nombre inertiel I [71, 43, 44] :

$$\mu^* \simeq \mu_{min}^* + bI. \quad (5.11)$$

où μ_{min}^* et b sont des paramètres caractéristiques du matériau. Les figures 5.7 (a,b,c) tracent la loi de frottement du matériau pour différentes intensités de cohésion. La première tendance générale confirme les observations expérimentales [104] et numériques [89, 1] existantes : la cohésion induit une augmentation notable du coefficient de frottement. Il apparaît aussi sur la figure 5.7 (a) que la loi de frottement des grains sans cohésion ($\eta = 0$) de l'équation 5.11 peut être étendue aux grains cohésifs :

$$\mu^*(I, \eta) \simeq \mu_{min}^*(\eta) + b(\eta)I. \quad (5.12)$$

La figure 5.7 (d) trace les fonctions $\mu_{min}^*(\eta)$ et $b(\eta)$ qui ont une forme similaire : en

dessous d'un certain seuil de cohésion ($\eta \lesssim 10$), μ_{min}^* et b restent constants : les grains se comportent comme des grains non cohésifs, puis, au dessus de ce seuil, $\mu_{min}^*(\eta)$ et $b(\eta)$ augmentent fortement.

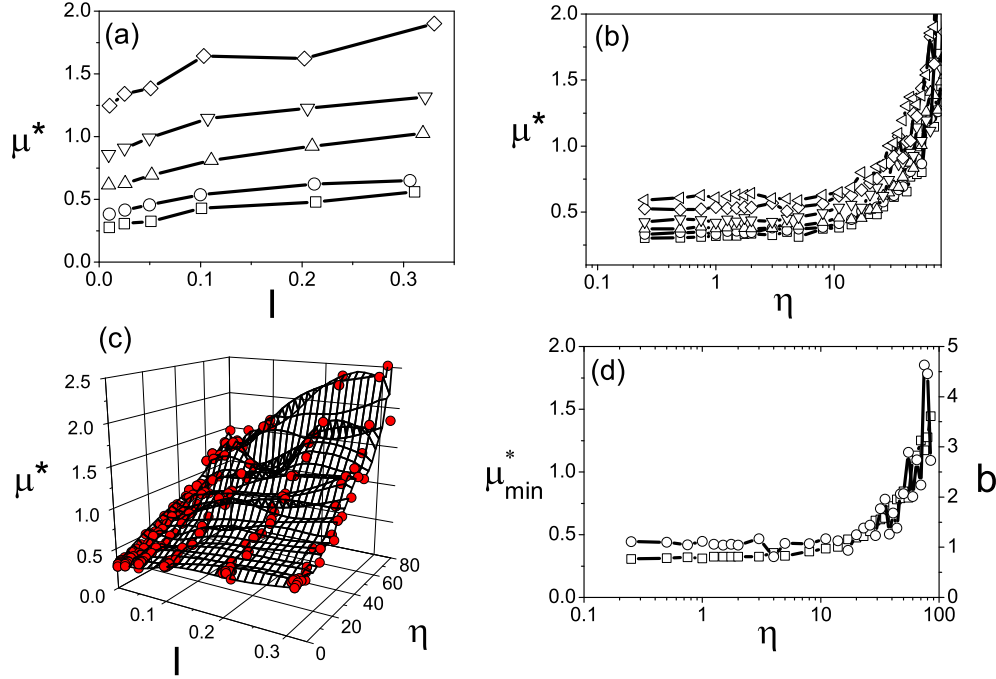


FIG. 5.7 – *Loi de frottement pour divers niveaux de cohésion : (a) $\mu^*(I)$ pour $\eta = 0$ (\square), 10 (\circ), 30 (\triangle), 50 (∇), 70 (\diamond); (b) $\mu^*(\eta)$ pour $I = 0.01$ (\square), 0.025 (\circ), 0.05 (\triangle), 0.1 (∇), 0.2 (\diamond), 0.3 (\triangleleft); (c) représentation en trois dimensions de $\mu^*(I, \eta)$; (d) paramètres de l'ajustement linéaire de $\mu^*(I)$ en fonction de l'intensité de la cohésion : $\mu_{min}^*(\eta)$ (\square) et $b(\eta)$ (\circ).*

5.5.3 Loi de dilatance

Un second aspect du comportement rhéologique des grains sans cohésion est leur dilatation sous l'effet du cisaillement. La *loi de dilatance*, relation entre la compacité ν et le nombre inertiel s'écrit [71, 43, 44] :

$$\nu(I) \simeq \nu_{max} - aI \quad (5.13)$$

où a et ν_{max} sont des coefficients propres au matériau. Les figures 5.8 (a,b,c) tracent la loi de dilatance pour différentes intensités de cohésion. La première tendance générale

confirme les observations expérimentales [3] et numériques [89] : la cohésion induit une expansion du milieu. La figure 5.8 (a) montre aussi que la loi de dilatance de grains sans cohésion (Equation 5.13) peut être généralisée au cas des grains cohésifs :

$$\nu(I, \eta) \simeq \nu_{max}(\eta) - a(\eta)I. \quad (5.14)$$

La figure 5.8 (d) trace les deux paramètres ν_{max} et a en fonction de l'intensité de la cohésion η . Les deux fonctions ont une forme similaire : une importante diminution dès les premiers niveaux de cohésion ($\eta \lesssim 2$) puis une diminution plus faible. La diminution de $\nu_{max}(\eta)$ signifie que la cohésion dilate le matériau. La diminution de $a(\eta)$ jusqu'à 0 correspond à des systèmes dont la fraction solide ne dépend plus de l'état de cisaillement I .

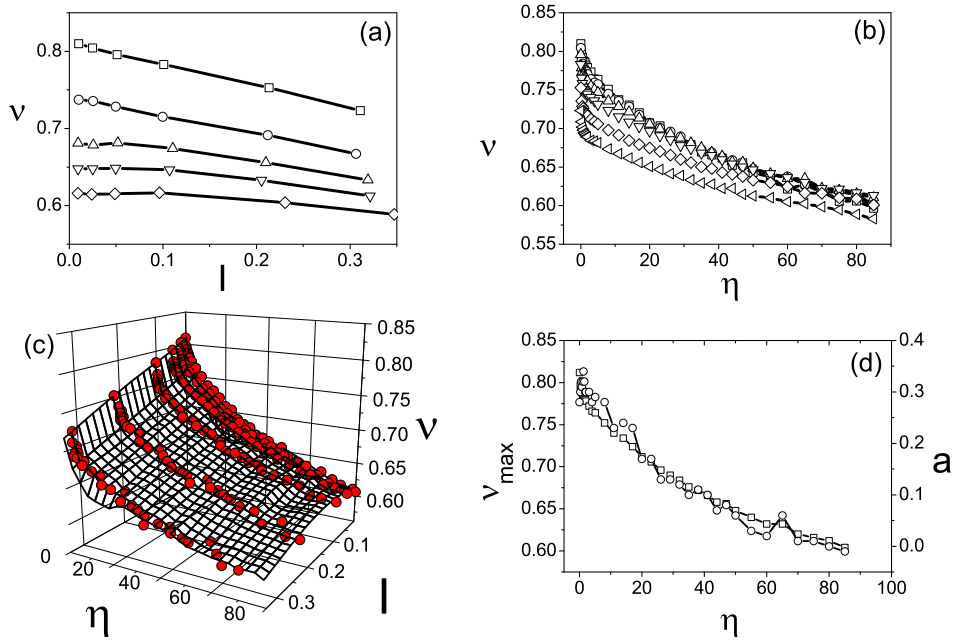


FIG. 5.8 – Loi de dilatance pour divers niveaux de cohésion : (a) $\nu(I)$ pour $\eta = 0$ (\square), 10 (\circ), 30 (\triangle), 50 (∇), 70 (\diamond), 100 (\triangleleft); (b) $\nu(\eta)$ pour $I = 0.01$ (\square), 0.025 (\circ), 0.05 (\triangle), 0.1 (∇), 0.2 (\diamond), 0.3 (\triangleleft); (c) représentation en trois dimensions de $\nu(I, \eta)$; (d) paramètres de l'ajustement linéaire de $\nu(I)$ en fonction de l'intensité de la cohésion : $\nu_{max}(\eta)$ (\square) et $a(\eta)$ (\circ).

5.5.4 Comparaison entre deux modèles de cohésion

Les résultats décrits jusqu'à présent ont été obtenus en utilisant le modèle de cohésion décrit dans la section 5.2 qui exprime la force normale en fonction de la pénétration de la manière suivante :

$$N(h) = k_n h - \sqrt{4k_n N^c h} \quad (5.15)$$

Dans le but de vérifier si le comportement mesuré n'est pas uniquement valable pour cette forme d'adhésion, un second modèle a été testé. Dans l'esprit du modèle DMT (détaillé au chapitre 2), il considère une force d'adhésion constante qui s'oppose à la répulsion élastique :

$$N(h) = k_n h - N^c \quad (5.16)$$

Pour ce modèle, les loi de frottement et de dilatance ont été mesurées pour trois niveaux de cohésion. La figure 5.9 compare les paramètres de ces lois entre les deux modèles et montre une assez bonne concordance. La conclusion est que la forme précise de la force d'adhésion n'a que peu d'importance sur le comportement rhéologique, et que le paramètre déterminant est la résistance à la traction des contacts. Il faut néanmoins nuancer ce propos, car les deux modèles testés sont relativement proches l'un de l'autre. D'autres modèles de cohésion (capillaire, plastique) sont susceptibles de donner des résultats quantitativement différents.

5.5.5 Relation frottement dilatance

A la vue des variations de la compacité et du frottement effectif en fonction de I et η , il est tentant de chercher une relation directe entre ν et μ^* . La figure 5.10 trace pour chaque écoulement le coefficient de frottement en fonction de la compacité. Quels que soient I et η , les points se regroupent sur une courbe maîtresse composée de zones de grande compacité (faible cohésion) et de zones de faible compacité (forte cohésion). Le coefficient de friction diminue lorsque la compacité augmente. Cette relation frottement-compacité, déjà observée dans le cas de grains sans cohésion [41, 44] semble être assez robuste.

5.6 Ecoulement sur plan incliné

La géométrie du cisaillement plan homogène a permis de déterminer le comportement rhéologique d'une assemblée de grains en fonction de l'intensité des forces cohésives. Fort de ces connaissances, il est maintenant possible d'aborder la géométrie du plan incliné, plus proche des écoulements expérimentaux en canal, mais plus complexe que celle du cisaillement plan puisque l'état de contrainte n'est plus homogène : la pression comme la contrainte de cisaillement varient dans l'épaisseur. Cette partie décrit les caractéristiques des écoulements cohésifs sur plan incliné en s'attachant particulièrement à tester la validité des prédictions du comportement mesuré en cisaillement plan.

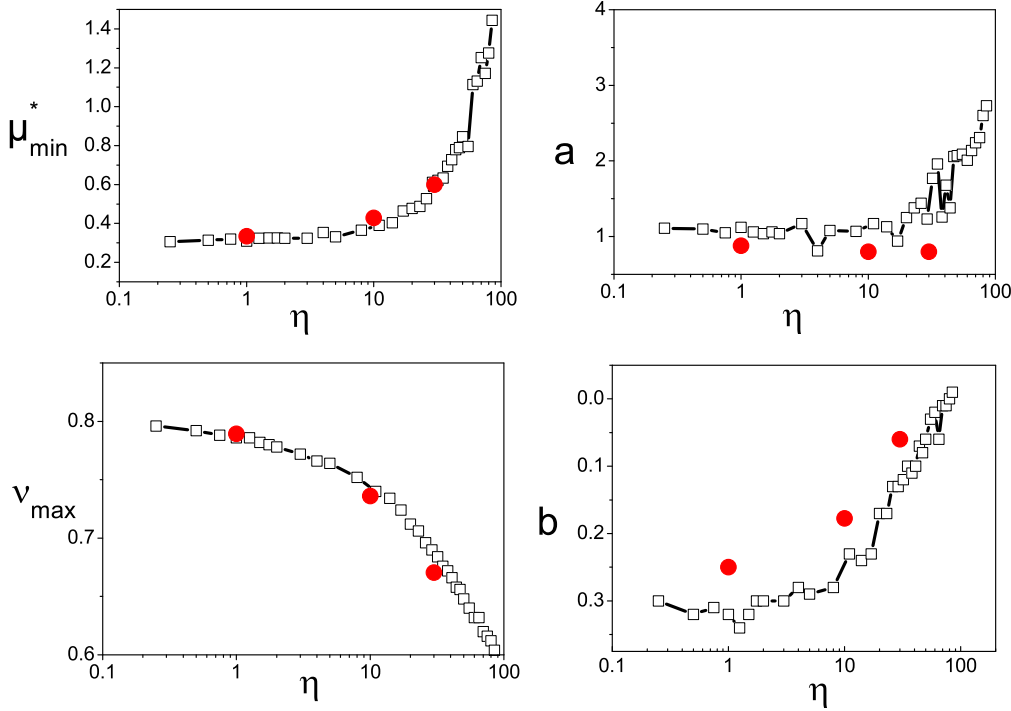


FIG. 5.9 – Comparaison entre deux modèles de cohésion décrits par les équations 5.15 (\square) 5.16 (\bullet) : paramètres de l'ajustement linéaire de la loi de frottement : (a) $\mu_{\min}^*(\eta)$ et (b) $b(\eta)$; paramètres de l'ajustement linéaire de la loi de dilatance : (c) ν_{\max} et (d) b .

5.6.1 Ecoulements permanents et uniformes

Une caractéristique importante des écoulements de grains sans cohésion sur plan incliné est l'existence, dans une large gamme d'inclinaison, de régimes d'écoulement permanents et uniformes dans lesquels la contrainte de frottement compense exactement la contrainte motrice liée à la gravité. Cette partie montre que ce régime existe toujours en présence de cohésion.

Préparation

Le mode de préparation le plus souvent utilisé consiste, comme pour les écoulements en cisaillement plan, à placer les grains au hasard et sans contact à une compacité aussi forte que possible (environ 0.5), puis à appliquer la pente et la gravité. Les grains se déposent sur la paroi et commencent à s'écouler. Après un certain temps, l'écoulement peut atteindre un régime permanent caractérisé par des grandeurs telles que l'énergie

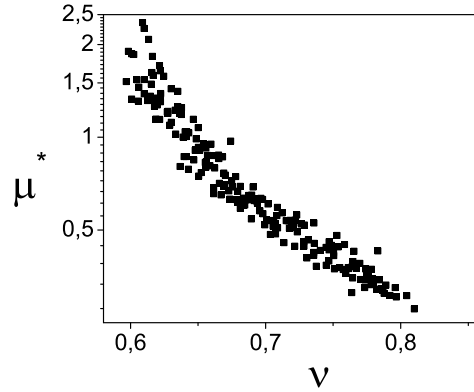


FIG. 5.10 – Variation du coefficient de frottement effectif μ^* en fonction de la compacité ν pour différentes valeurs de I et η .

cinétique totale, le tenseur des contraintes ou la fraction solide, indépendantes du temps et de la direction de l'écoulement. Comme le temps pour atteindre un éventuel régime permanent peut être long, une autre méthode plus rapide a été utilisée. Elle consiste à partir d'un écoulement permanent réalisé pour un niveau de cohésion donné, puis à changer ce niveau de cohésion. Après un temps assez court, le système atteint un nouveau régime permanent. L'une ou l'autre des méthodes, quelle que soit la configuration initiale, conduit après un temps plus ou moins long au même écoulement final.

Description

La figure 5.11 trace pour des écoulements de même pente ($\theta = 25^\circ$), d'épaisseur similaire ($H/d \approx 30^\circ$) et de niveaux de cohésion différents les profils de compacité, de contraintes, de vitesse et du nombre inertiel.

Sans cohésion, la fraction solide $\nu(y)$ est constante dans l'épaisseur, excepté près de la paroi où il apparaît des oscillations révélatrices de la structuration des grains en couches. L'épaisseur de cette zone affectée par la proximité de la paroi est d'environ cinq grains. Ce point a déjà été observé par [187, 155]. En présence de cohésion ($Bo_g < 100$), le profil de fraction solide conserve qualitativement la même forme : il est constant dans l'épaisseur et oscille près de la paroi. Par contre, la fraction solide moyenne tend à diminuer : plus l'intensité de la cohésion est forte, plus le milieu se dilate, ce qui est cohérent avec les mesures faites en cisaillement plan. Pour $Bo_g = 100$, la fraction solide oscille dans l'épaisseur autour d'une valeur moyenne, et la structuration dans la couche basale disparaît. Les contraintes liées à la gravité (pression P^h et contrainte tangentielle τ^h) s'écrivent en fonction de ce profil de compacité :

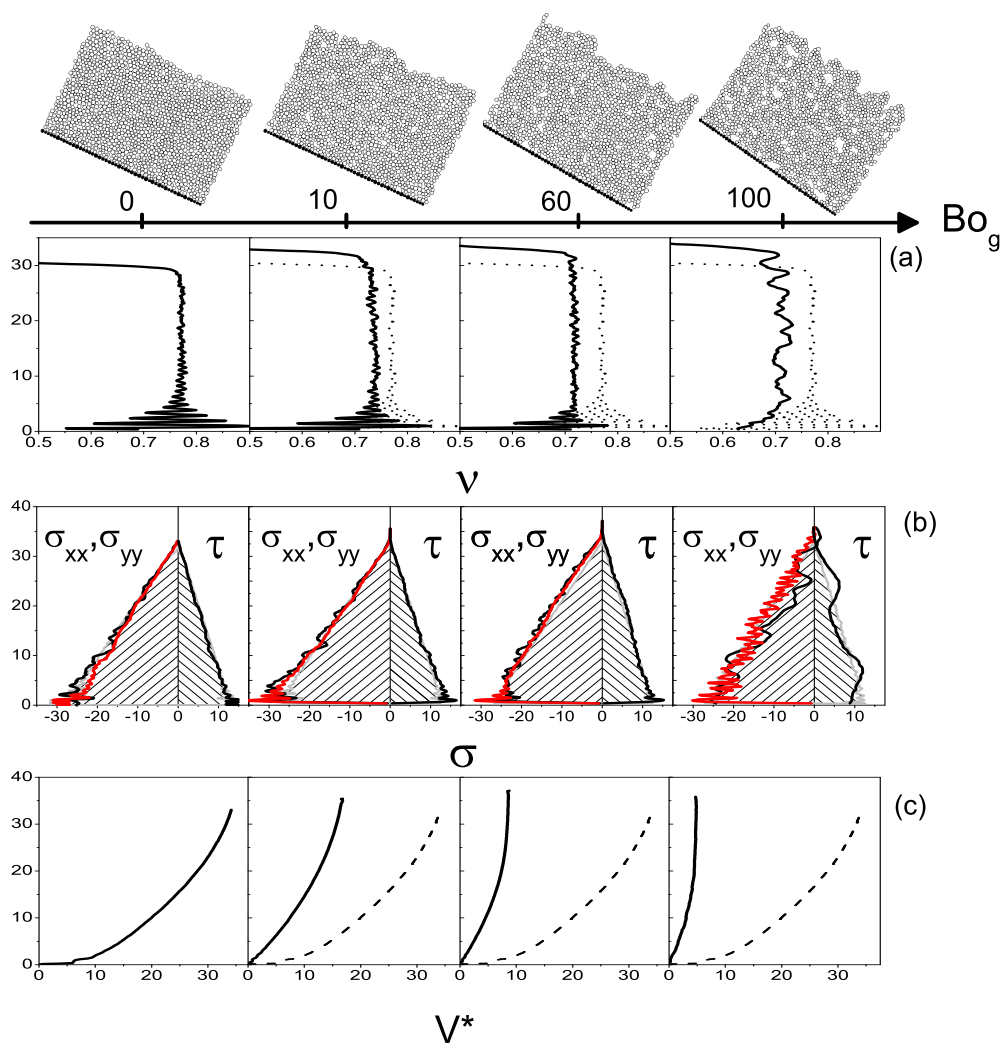


FIG. 5.11 – Ecoulements permanents et uniformes sur plan incliné pour différents niveaux de cohésion ($\theta = 25^\circ$, $H/d \approx 30$). Les courbes en pointillés rappellent les profils sans cohésion pour une meilleure comparaison. (a) profils de compacité ν . (b) profils des contraintes normales (valeurs négatives) : σ_{xx} (noir), σ_{yy} (rouge) et $P^h(y)$ (surface hachurée) et profil des contraintes tangentielles (valeurs positives) : τ (–) et $|\tau^h|$ (surface hachurée). (c) profil de vitesse adimensionnée ($V^* = v_x/\sqrt{gd}$), le profil de vitesse des grains cohésifs est comparé à celui des grains sans cohésion (– –).

$$\begin{pmatrix} P^h(y) \\ \tau^h(y) \end{pmatrix} = \rho_p g \int_{y_1=0}^y \nu(y_1) dy_1 \begin{pmatrix} \cos \theta \\ -\sin \theta \end{pmatrix}. \quad (5.17)$$

La figure 5.11 compare le profil $|\tau^h(y)|$ au profil de la contrainte tangentielle $\tau(y)$ mesurée dans les écoulements. Il apparaît que la contrainte tangentielle compense exactement la contrainte motrice exercée par la gravité : $\tau(y) = |\tau^h(y)|$, ce qui est révélateur d'écoulements permanents et uniformes, qui existent aussi bien pour des grains sans cohésion que pour des grains cohésifs.

La figure 5.11 compare aussi le profil $P^h(y)$ aux profils des contraintes normales σ_{xx} et σ_{yy} . Il apparaît que $P^h(y) \approx \sigma_{yy} \approx \sigma_{xx}$. L'égalité des contraintes normales a déjà été observée dans les écoulements de grains sans cohésion sur plan incliné [155]. La pression au sein de l'écoulement est donnée par $P(y) = \frac{1}{2}(|\sigma_{xx}(y) + \sigma_{yy}(y)|) \approx |P^h(y)|$. En négligeant les fluctuations de compacité, l'état de contraintes dans l'écoulement vérifie donc :

$$\begin{pmatrix} P(y) \\ \tau(y) \end{pmatrix} = \rho_p g \nu(H - y) \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} \quad (5.18)$$

Par conséquent, le coefficient de frottement effectif $\mu^*(y) = \tau(y)/P(y)$ est constant dans l'épaisseur et est directement relié à la pente :

$$\mu^*(y) \approx \tan \theta \quad (5.19)$$

La figure 5.11 montre que le profil de vitesse est affectée par la cohésion. La première observation générale est que l'écoulement ralentit lorsque le niveau de cohésion augmente. Pour des niveaux de cohésion plus élevés ($Bo_g \geq 150$) l'écoulement se bloque. De plus, la forme des profils semble être elle aussi modifiée par la cohésion : une couche surfacique faiblement cisailée se forme à la surface des écoulements. Son épaisseur semble augmenter lorsque la cohésion augmente. Cette forme des profils, parfois appelés profils *bouchons*, a récemment été observée dans des simulations d'écoulement de grains cohésifs sur plan incliné [19].

5.6.2 Profils des nombres sans dimension

Les écoulements en cisaillement plan homogène ont montré que la rhéologie de ces grains cohésifs peut être exprimée à travers deux nombres sans dimensions : le nombre inertiel I qui contrôle l'état de cisaillement et le nombre de cohésion η qui contrôle l'intensité de la cohésion. Si ces deux nombres étaient constants dans la géométrie du cisaillement plan, ce n'est plus le cas dans la géométrie du plan incliné où l'état de contrainte varie dans l'épaisseur de l'écoulement. La figure 5.12 trace les profils du nombre inertiel I et du nombre de cohésion η pour des écoulements de même pente ($\theta = 25^\circ$), d'épaisseur similaire ($H/d \approx 30$) et pour divers niveaux de cohésion Bo_g .

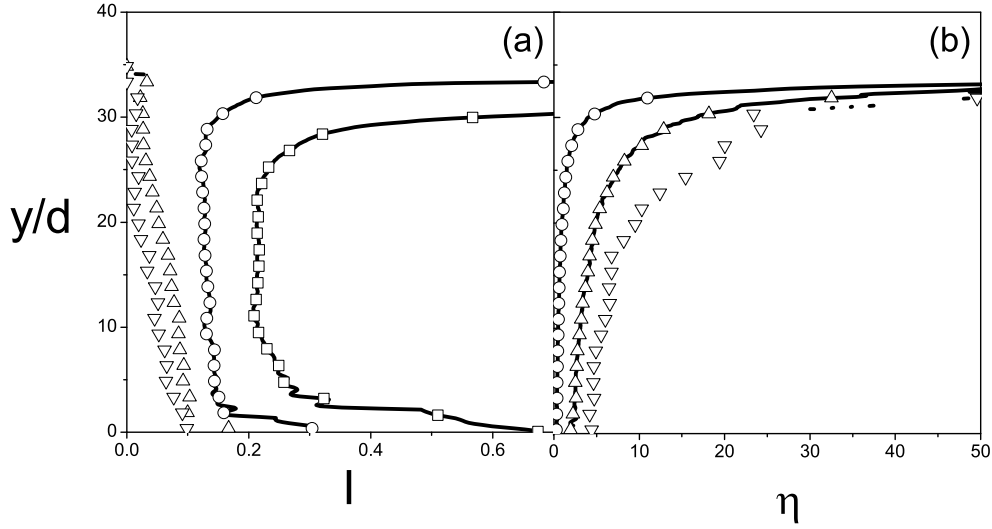


FIG. 5.12 – Profil du nombre de cohésion $\eta(y)$ et du nombre inertiel $I(y)$ pour des écoulements permanents et uniformes sur plan incliné ($\theta = 25^\circ$, $H/d \approx 30$) : $Bo_g = 0$ (\square), 10 (\circ), 60 (\triangle), 100 (∇).

Profils du nombre de cohésion η

Comme la pression P varie dans l'épaisseur de l'écoulement, le nombre de cohésion $\eta = \frac{N^c}{Pd}$ varie lui aussi :

$$\eta(y) = \frac{N^c}{\nu \rho_p g d \cos \theta (H - y)}. \quad (5.20)$$

η est minimum au socle de l'écoulement : $\eta(y = 0) = \frac{N^c}{\nu \rho_p g d \cos \theta (H)}$ et diverge vers la surface libre car la pression tend vers 0. Il apparaît donc que la cohésion est plus importante dans la partie supérieure de l'écoulement que près du fond.

Profils du nombre inertiel I

Dans la géométrie du plan incliné, le nombre inertiel $I = \dot{\gamma} \sqrt{\frac{m}{P}}$ n'est pas imposé : il s'adapte aux contraintes normale et tangentielle imposées par la gravité. Sans cohésion, $I(y)$ est constant dans une large couche centrale, diverge à la surface libre car la pression tend vers 0 et augmente vers le fond, ce qui est probablement dû à un effet de paroi. En présence de cohésion, le nombre inertiel n'est plus constant dans la partie centrale de l'écoulement : il diminue en se rapprochant de la surface libre. Pour des niveaux de cohésion assez grands ($Bo_g \gtrsim 60$), le nombre inertiel s'annule dans la couche supérieure.

5.6.3 Effet de la pente

Les écoulements stationnaires et uniformes sur plan incliné présentent l'avantage d'imposer aux grains en écoulement un coefficient de frottement effectif μ^* directement relié à la pente : $\mu^* = \tan \theta$. Varier la pente revient donc à changer l'état de sollicitation des grains qui adapteront donc leur état de cisaillement, révélant ainsi leur loi de comportement. La figure 5.12 trace les profils de vitesse, de compacité et du nombre inertiel pour différents niveaux de cohésion et pour différentes pentes pour lesquels les écoulements sont permanents et uniformes.

Procédure

La procédure adoptée pour étudier l'effet de la pente sur les écoulements de grains cohésifs consiste à partir d'un écoulement stationnaire et uniforme établi pour un niveau de cohésion Bo_g et une inclinaison donnés, puis à modifier la pente à un taux constant suffisamment faible pour que l'écoulement puisse être considéré comme permanent et uniforme à chaque instant. Ainsi, toute la gamme d'inclinaison $\theta_{stop} < \theta < \theta_{acc}$ dans laquelle les écoulements sont stationnaires et uniformes est explorée. La question qui se pose est de définir les pentes θ_{stop} et θ_{acc} . Les critères retenus sont des seuils de l'énergie cinétique moyenne E_c du système, qui représente l'énergie cinétique totale divisée par le nombre de grains.

Lorsque l'ensemble des grains ne s'écoule plus, il peut demeurer des réarrangements locaux à l'origine d'une énergie cinétique non nulle. L'écoulement est considéré arrêté lorsque l'énergie cinétique moyenne est inférieure à $10^{-3} \frac{1}{2} mgd$. La valeur de ce seuil est arbitraire, mais n'est pas critique pour la détermination de la pente d'arrêt.

A pente constante, les régimes accélérés sont caractérisés par une énergie cinétique qui augmente au cours du temps. Mais dans une expérience où la pente augmente au cours du temps, l'énergie cinétique augmente aussi au cours du temps, même pour les régimes permanents et uniformes. Un critère tout à fait arbitraire a été retenu pour fixer une limite supérieure aux inclinaisons explorées : la pente augmente tant que l'énergie cinétique par grains est inférieure à 10^3 ce qui correspond à une vitesse moyenne d'environ $30\sqrt{gd}$. Par conséquent, il n'est pas impossible que les plus grandes pentes explorées correspondent à des régimes accélérés.

Profil de compacité

Sans cohésion, la compacité est constante dans l'épaisseur de l'écoulement, et diminue lorsque la pente augmente. Plus la cohésion est forte, moins la dépendance de la compacité avec la pente est marquée. Pour $Bo_g = 200$, la compacité ne dépend plus de la pente. Pour les plus grandes pentes explorées, la compacité diminue dans une couche basale épaisse d'environ cinq grains. Il est possible que cette diminution soit caractéristique des régimes accélérés.

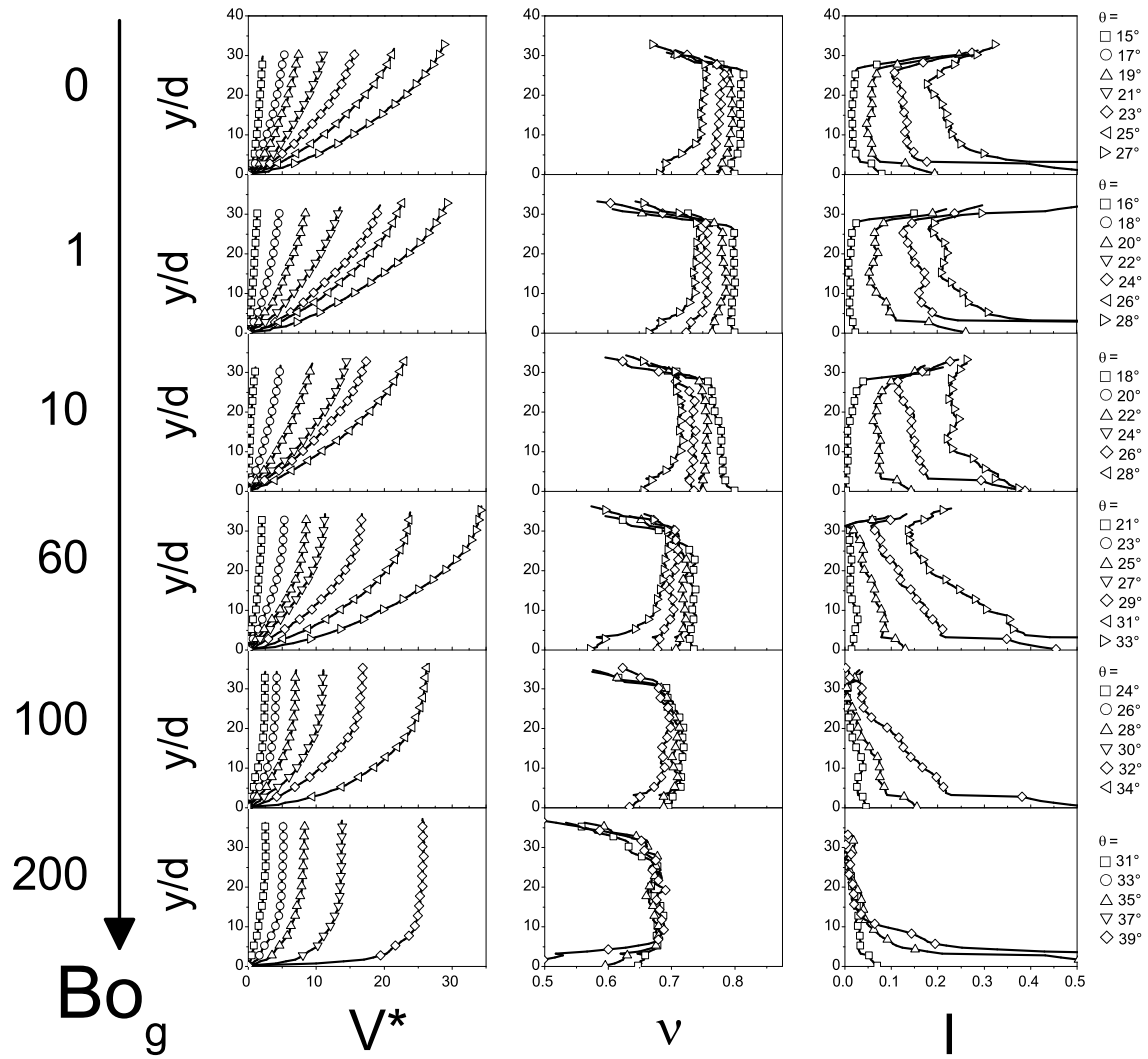


FIG. 5.13 – *Effet de la pente : profil de vitesse, de compacité et du nombre inertiel pour différentes inclinaisons et diverses intensités de cohésion.*

Pente d'arrêt

Sans surprise, quel que soit le niveau de cohésion, les écoulements ralentissent lorsque la pente diminue, puis s'arrêtent. La figure 5.14 trace la pente d'arrêt en fonction de l'intensité de la cohésion pour des écoulements d'épaisseur ($H/d \approx 30$). Cette pente augmente fortement pour les premiers niveaux de cohésion ($Bo_g \lesssim 10$) puis continue d'augmenter plus faiblement pour les niveaux de cohésion plus élevés.

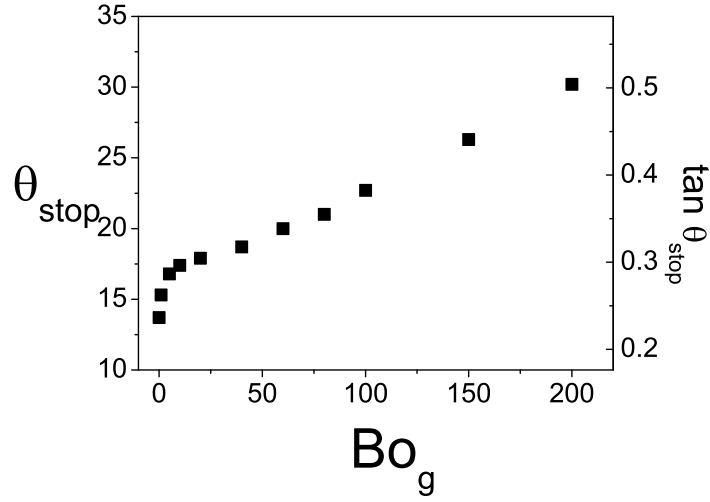


FIG. 5.14 – Pente d'arrêt en fonction de la cohésion.

5.6.4 Rhéologie locale

La procédure d'écoulement à pente variable donne accès, pour divers niveaux de cohésion Bo_g , à toute la gamme de sollicitation comprise entre $\tan \theta_{stop} < \mu^* < \tan \theta_{acc}$. Pour chaque écoulement, une couche de grains située à l'épaisseur y se voit donc imposer un coefficient de frottement $\mu^* = \tan \theta$ et un niveau de cohésion $\eta(y)$. La figure 5.15 compare la valeur du nombre inertiel $I(y)$ correspondante à celle prédite par la loi de frottement mesurée en cisaillement plan.

Procédure

La loi de comportement mesurée en cisaillement plan donne accès aux coefficients de frottement μ^* correspondants aux différentes valeurs imposées de I et de η . Il s'agit donc, pour chaque couche de chaque écoulement sur plan incliné, réalisés à différents niveaux de cohésion Bo_g et à différentes pentes θ , de relever la pente dès que le couple $\{I(y); \eta(y)\}$ est l'un de ceux mesurés en cisaillement plan. La zone proche de la surface

libre ($y > H - 2d$) est exclue car la pression tend vers 0, faisant ainsi diverger I et η . La zone basale ($y < 5d$) est elle aussi exclue car elle est manifestement influencée par la proximité de la rugosité.

Comparaison plan incliné/cisaillement plan

La figure 5.15 trace pour différentes valeurs de I l'évolution du coefficient de frottement avec la cohésion, et compare les résultats issus du plan incliné à ceux mesurés en cisaillement plan. Les données sont en bon accord général, mais les niveaux de cohésion les plus forts sont difficilement accessibles sur le plan incliné, puisqu'ils correspondent aux premières couches proches de la surface libre où les données sont bruitées, et où l'écoulement n'est plus cisailé.

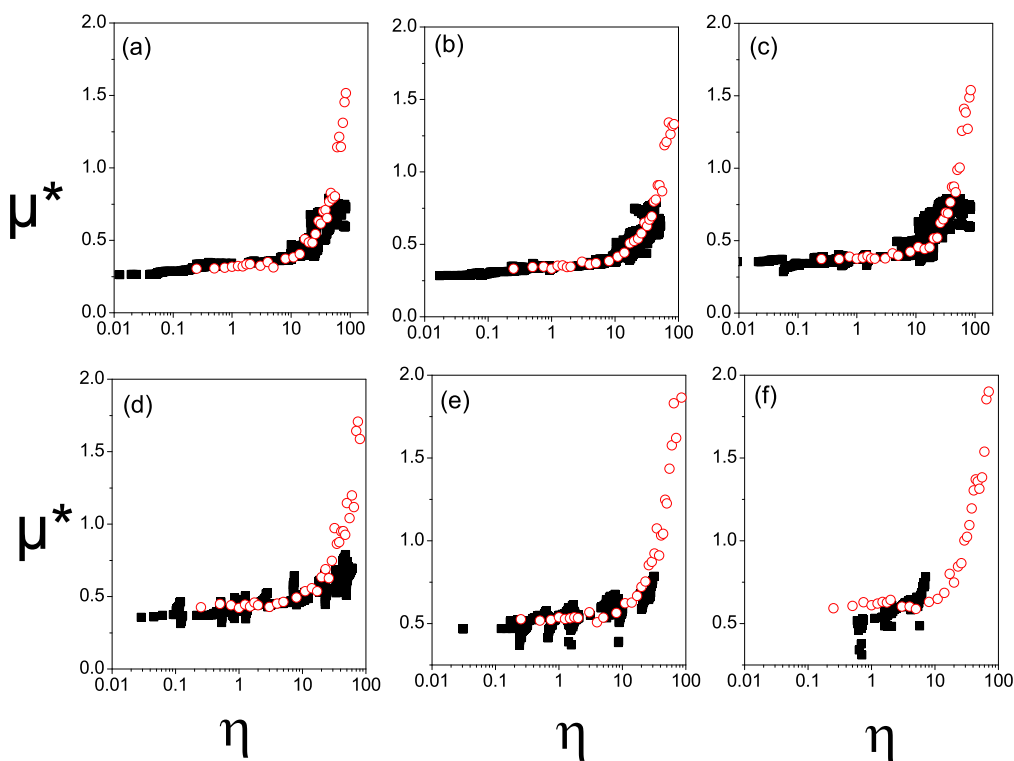


FIG. 5.15 – $\mu^*(\eta)$ pour différentes valeurs de I : (a) $I = 0.01$, (b) $I = 0.025$, (c) $I = 0.05$, (d) $I = 0.1$, (e) $I = 0.2$, (f) $I = 0.3$. Comparaison entre plan incliné (■) et cisaillement plan (○).

5.7 Microstructure

La cohésion peut modifier considérablement le comportement rhéologique d'une assemblée de grains. De plus, comme l'ont montré de nombreuses études expérimentales, la cohésion modifie la microstructure de l'écoulement [55, 197, 211, 124, 19]. Comme le montrent les images issues des simulations numériques d'écoulement en cisaillement plan (Figure 5.4) où sur plan incliné (Figure 5.11), la cohésion provoque l'apparition de larges zones vides qui co-existent avec des zones denses occupées par des grains. Sur plan incliné, cette organisation se manifeste par une surface libre irrégulière [175, 199, 200, 3].

Cette section, présente différents indicateurs qui quantifient les modifications de la microstructure des écoulements cohésifs dans la géométrie du cisaillement plan.

5.7.1 Nombre de coordination

Le premier indicateur de microstructure est le nombre de coordination Z qui représente le nombre moyen de contact par grains. La figure 5.16 trace les variations de Z en fonction de la cohésion η pour divers états de cisaillement I . La première observation générale est que le nombre de coordination augmente avec la cohésion. Ce point a aussi été observé dans [19]. Pour les faibles valeurs de cohésion ($\eta \lesssim 10$), Z augmente fortement lorsque I diminue, ce qui est cohérent avec l'augmentation de compacité en passant d'un régime collisionnel au régime quasi-statique. Cette augmentation de Z est de même nature que celle observée pour des écoulements sans cohésion [44]. Pour les forts niveaux de cohésion, les dépendances de Z avec I sont moins marquées.

Lorsque la cohésion augmente, le nombre de coordination commence par augmenter fortement tant que $\eta \lesssim 5$ puis continue d'augmenter plus lentement jusqu'à atteindre une valeur maximum. Cette augmentation de $Z(\eta)$ est surprenante car, dans le même temps, la compacité $\nu(\eta)$ diminue. L'interprétation est que les grains s'agglomèrent et forment des zones où le nombre de coordination est fort mais que ces zones sont séparées par du vide, ce qui diminue la compacité.

5.7.2 Distribution de compacité locale

Les mesures de compacité locale permettent de quantifier l'augmentation des hétérogénéités de densité [164, 45]. A chaque pas de temps, une *tesselation de Voronoï* adaptée aux grains polydispersés est effectuée. La compacité locale autour de chaque grain est définie comme le rapport entre la surface du grain et la surface de sa cellule de Voronoï (ensemble des points de l'espace qui sont plus proches de ce grain que des autres grains). Ceci définit donc le champ de compacité locale $\nu(\vec{r})$.

La figure 5.17 (a) trace la distribution de compacité locale pour un état de cisaillement I donné et pour différentes cohésion η . La légère polydispersité des disques permet d'atteindre des compacités locales élevées ($\nu(\vec{r}) \rightarrow 0.9$). En présence de cohésion, des zones denses existent toujours mais les grains proches des zones vides voient leur compacité locale diminuer ($\nu(\vec{r}) \rightarrow 0.2$). L'écart type $\Delta\nu$ de ces distributions caractérise l'hétérogénéité de densité (Figure 5.17 (b)). $\Delta\nu$ augmente avec la cohésion, ce qui a aussi été

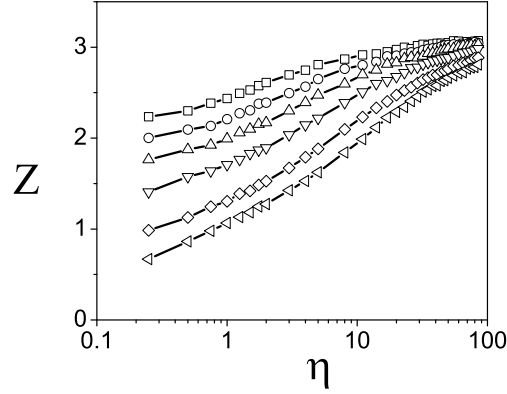


FIG. 5.16 – Nombre de coordination Z . $I = 0.01$ (\square), 0.025 (\circ), 0.05 (\triangle), 0.1 (∇), 0.2 (\diamond), 0.3 (\triangleleft).

observé dans [124]. Pour les faibles valeurs de cohésion ($\eta \lesssim 10$), $\Delta\nu$ augmente fortement avec I , mais cette dépendance est moins marquée lorsque la cohésion augmente.

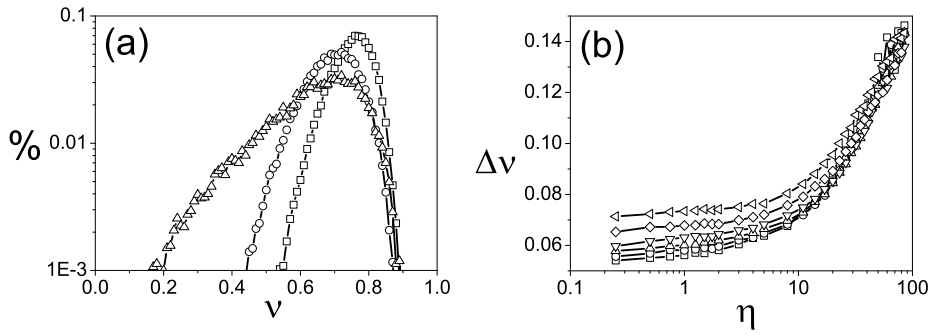


FIG. 5.17 – Compacité locale : (a) distribution de compacité locale pour un même état de cisaillement ($I = 0.2$) et divers niveaux de cohésion $\eta = 0$ (\square), $\eta = 10$ (\circ), $\eta = 80$ (\triangle) ; (b) écart type $\Delta\nu(\eta)$ de chaque distribution en fonction du niveau de cohésion pour différents états de cisaillement : $I = 0.01$ (\square), 0.025 (\circ), 0.05 (\triangle), 0.1 (∇), 0.2 (\diamond), 0.3 (\triangleleft).

La taille des hétérogénéités (zones vides et zones denses) peut être estimée en consi-

dérant la fonction d'auto corrélation $F(\vec{R})$ des fluctuations du champ de densité locale $\delta\nu(\vec{r})$:

$$F(\vec{R}) = \frac{\langle \delta\nu(\vec{r})\delta\nu(\vec{r} + \vec{R}) \rangle}{\delta\nu^2}. \quad (5.21)$$

F est isotrope et, mis à part un petit pic vers $R = d$, décroît exponentiellement avec R (Figure 5.18 (a)). La taille caractéristique des hétérogénéités ℓ^ν est définie comme la distance où la fonction de corrélation est égale à 0.4. La valeur 0.4 est arbitraire, mais d'autres valeurs donnent qualitativement les mêmes résultats. La taille ℓ^ν reste petite pour les faibles niveaux de cohésion ($\eta \lesssim 10$) puis augmente fortement (Figure 5.18 (b)).

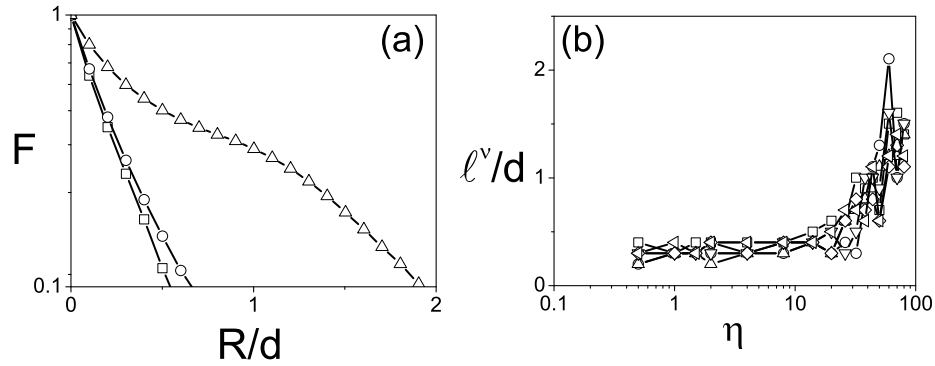


FIG. 5.18 – Hétérogénéité spatiale (a) Fonction de corrélation $F(R)$: $I = 0.1$, $\eta = 1$ (\square), 10 (Δ), 30 (\circ), 80 (∇), (b) Taille caractéristique $\ell^\nu/d(\eta)$: $I = 0.01$ (\square), 0.025 (\circ), 0.05 (Δ), 0.1 (∇), 0.2 (\diamond), 0.3 (\blacktriangleleft).

5.7.3 Distribution de porosité

Un autre indicateur de l'organisation de grains est la distribution des tailles de pore. La méthode de mesure consiste à discrétiser la cellule de cisaillement (pas de $d/20$) à chaque pas de temps et à distinguer les pixels qui sont occupés par un grain de ceux qui sont sur du vide. Ensuite, il s'agit de dresser la liste des pixels vides connectés en utilisant un algorithme d'invasion. Les pores ainsi définis, il est facile d'en déduire leur surface S . La figure 5.19 (a) trace la proportion d'espace vide $G(S)$ appartenant à un pore de taille supérieure à S . $G(S)$ décroît exponentiellement avec S : $G(S) \simeq \exp(-S/S^p)$ ce qui permet de déduire une taille caractéristique des pores : $\ell^p = \sqrt{S^p}$. Cette taille ne tient pas compte d'une éventuelle anisotropie des pores qui peuvent avoir une forme allongée.

La figure 5.19 (b) montre que la taille ℓ^p reste petite pour les faibles niveaux de cohésion ($\eta \lesssim 10$) puis augmente fortement. Cette taille varie aussi en fonction du nombre inertiel, ce qui n'est pas surprenant puisqu'une augmentation de I diminue la compacité (loi de dilatançe), c'est à dire augmente la proportion de vide donc la probabilité de connecter les vides.

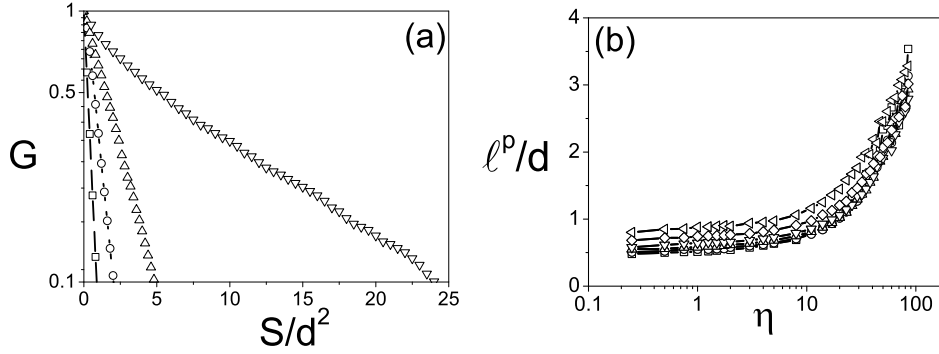


FIG. 5.19 – Taille des pores : (a) proportion de l'espace appartenant à un pore de taille supérieure à S pour un même état de cisaillement ($I = 0.1$) et divers niveaux de cohésion : $\eta = 0$ (\square), 10 (\circ), 30 (Δ), 80 (∇); (b) taille caractéristique des pores ℓ^p en fonction du niveau de cohésion pour divers états de cisaillement : $I = 0.01$ (\square), 0.025 (\circ), 0.05 (Δ), 0.1 (∇), 0.2 (\diamond), 0.3 (\triangleleft).

5.7.4 Persistance des contacts

Les grandeurs ℓ^v et ℓ^p donnent des informations sur la structuration spatiale du matériau granulaire [25]. La grandeur présentée ici caractérise la persistance dans le temps des contacts entre grains. Le principe est de considérer une population de contacts à l'instant t puis de mesurer la fonction $P(T)$ qui représente la proportion de ces contacts qui n'ont pas été rompus au temps $t + T$. Une moyenne selon t est effectuée. Une grandeur similaire appelée fonction de corrélation topologique a été introduite par [32] pour mesurer la diffusion dans les écoulements granulaires. Par définition, la fonction $P(T)$ vaut 1 à $T = 0$. Cette fonction décroît ensuite exponentiellement jusqu'à 0 avec le temps T ou bien la déformation équivalente $\epsilon = \dot{\gamma}T$: $P(\epsilon) \approx \exp(-\epsilon/\epsilon^p)$ (Figure 5.20 (a)). Ceci permet de définir la résistance caractéristique des contacts à la déformation : ϵ^p . En l'absence de cohésion, ϵ^p devrait être inférieure à 1.

La figure 5.20 (b) montre que ϵ^p est effectivement inférieure à 1 pour les faibles valeurs de cohésion ($\eta \lesssim 10$) puis augmente fortement. $\epsilon^p > 1$ signifie que le temps de persistance

des contacts est supérieur au temps de cisaillement, ce qui révèle la présence d'agrégats.

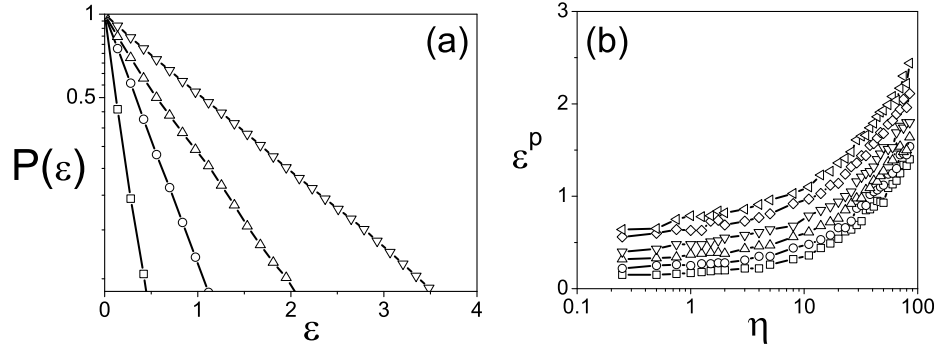


FIG. 5.20 – *Persistence des contacts* : (a) $P(\epsilon)$: $I = 0.05$, $\eta = 0$ (\square), 10 (\circ), 30 (\triangle), 80 (∇). (b) *Résistance caractéristique des contacts à la déformation* $\epsilon^p(\eta)$: $I = 0.01$ (\square), 0.025 (\circ), 0.05 (\triangle), 0.1 (∇), 0.2 (\diamond), 0.3 (\triangleleft).

5.7.5 Corrélation des vitesses

L'existence de mouvements corrélés de grains, suggérée dans certains modèles [31, 57, 71, 129] a déjà été mise en évidence dans les écoulements denses sans cohésion aussi bien expérimentalement [15, 152] que par des simulations numériques discrètes [129]. Sur plan incliné, les mesures de la vitesse des grains à la surface libre indiquent que la taille caractéristique de ces agrégats augmente considérablement près de la pente d'arrêt [152]. Cette observation semble relier la transition liquide-solide au développement de ces mouvements corrélés. Il est donc tentant de mesurer la taille caractéristique ℓ^v des mouvements corrélés dans la géométrie du cisaillement plan en variant I et η . La méthode consiste à mesurer la fonction d'autocorrélation $C(\vec{R})$ du champ des fluctuations de vitesse $\delta\vec{v}(\vec{r})$:

$$C(\vec{R}) = \frac{\sum_{i,j} \delta v_i \delta v_j g(\vec{r}_{ij} - \vec{R})}{\sum_{i,j} g(\vec{r}_{ij} - \vec{R})}, \quad (5.22)$$

où $\delta v_i = |\delta\vec{v}_i|$ et g est une fonction Gaussienne de largeur $w = 0.4d$. Les résultats ne dépendent pas significativement de cette largeur. $C(\vec{R})$ est isotrope et décroît exponentiellement avec R : $C(R) \propto \exp(-R/\ell^v)$ ce qui permet de déduire la taille caractéristique de corrélations mouvement ℓ^v .

La figure 5.21 (a) montre l'évolution de ℓ^v avec I pour des grains sans cohésion. En accord avec les résultats sur plan incliné [152], ℓ^v augmente fortement lorsque I diminue, c'est à dire lorsque le matériau passe du régime liquide au régime solide. La figure 5.21 (b) trace l'évolution de ℓ^v en fonction de l'intensité de cohésion η pour différentes valeurs de I . Pour les fortes valeurs de I ($I \gtrsim 0.1$), $\ell^v(\eta)$ reste faible pour les premiers niveaux de cohésion ($\eta \lesssim 10$), puis augmente fortement. Par contre, pour les petites valeurs de I , il existe déjà des mouvements corrélés en l'absence de cohésion. En augmentant la cohésion, le matériau commence par se dilater ce qui fait diminuer ℓ^v puis l'effet d'agglomération des grains fait augmenter ℓ^v pour les niveaux de cohésion plus élevés.

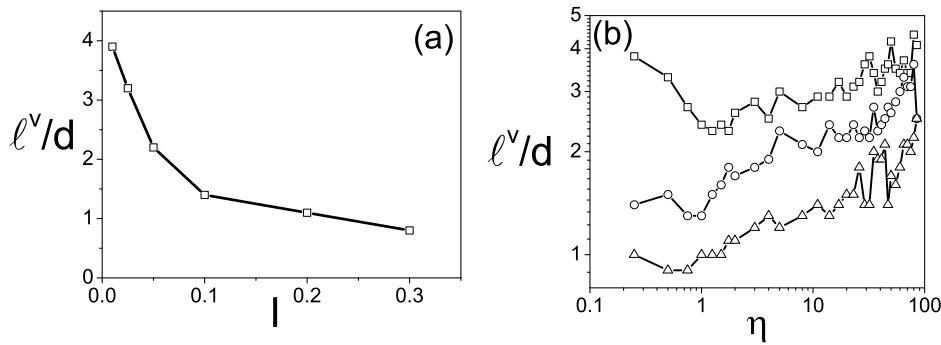


FIG. 5.21 – Corrélation des fluctuations de vitesse : (a) $\ell^v(I)$ sans cohésion ($\eta = 0$) ; (b) Avec cohésion $\ell^v(\eta)$, $I = 0.01$ (\square), 0.1 (\circ), 0.3 (\triangle).

5.8 Relation entre l'évolution de la microstructure et du comportement macroscopique

La section 5.5 a mis en valeur l'important effet de la cohésion sur le comportement de l'assemblée de grains au travers de la mesure de deux grandeurs macroscopiques : le coefficient de frottement effectif μ^* et la compacité ν . Ensuite, la section 5.7 a montré l'effet de la cohésion sur différents indicateurs de la microstructure de l'écoulement ($Z, l^v, l^p, l^v, \epsilon^p$) révélant une agrégation des grains cohésifs. Il est maintenant tentant de faire le lien entre l'évolution du comportement macroscopique et l'évolution de la microstructure.

5.8.1 Distribution des forces normales

La transition entre un régime faiblement cohésif et un régime fortement cohésif apparaît pour $\eta \approx 10$. Le raisonnement qui consiste à estimer par Pd la force nécessaire pour séparer deux grains prédit que cette transition devrait apparaître pour $\eta \simeq 1$. Mais ce raisonnement est assez naïf puisque, comme dans les empilements [159] ou les écoulements de grains sans cohésion [143], la distribution des forces normales est étendue.

La figure 5.22 (a) trace la distribution de la force normale $N = N^e + N^a$ (composante élastique et adhésive, mais sans la composante visqueuse) normalisée par la résistance maximale à la traction N^c pour divers niveaux de cohésion. Les contacts cohésifs peuvent présenter des forces normales négatives mais se cassent dès que $N/N^c < -1$. Pour $\eta \leq 1$, l'échelle de force Pd est plus grande que N^c donc la distribution de N/N^c est large et les contacts peuvent facilement être brisés. Pour des cohésions plus grandes ($\eta > 10$), l'échelle de force est donnée par N^c : la distribution devient beaucoup plus piquée et il est difficile de casser un contact.

L'écart type $\Delta N/N^c$ de ces distributions peut donc être un indicateur de la transition d'agglomération. La figure 5.22 b montre que l'écart type diminue légèrement lorsque I augmente mais surtout qu'il diminue fortement lorsque la cohésion augmente. Il devient inférieur à 1 pour η entre 3 et 10. La transition d'agglomération semble donc être contrôlée par la distribution des forces normales plutôt que par leur valeur moyenne.

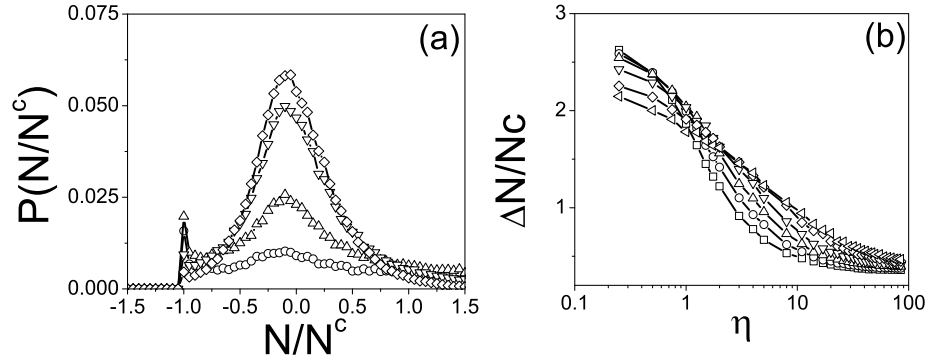


FIG. 5.22 – (a) distribution des forces normales ($I=0.1$) : $\eta = 1$ (\circ), 10 (Δ), 30 (∇), 85 (\diamond) ; (b) écart type $\Delta N/N^c$ en fonction du niveau de cohésion pour $I = 0.01$ (\square), 0.025 (\circ), 0.05 (Δ), 0.1 (∇), 0.2 (\diamond), 0.3 (\triangleleft).

5.8.2 Augmentation du frottement entre les grains

La force de frottement entre les grains est décrite par un critère de Coulomb qui considère uniquement la composante élastique de la force normale : $|T/N^e| \leq \mu$ (voir section 5.2.3). Ecrit en fonction de la force normale totale $N = N^e + N^a$, le critère devient :

$$|T/N| \leq \mu \mathcal{H}(|N^e/N|) \quad (5.23)$$

la fonction \mathcal{H} est définie dans la section 5.4.3. Le coefficient de frottement apparent en présence de cohésion est donc : $\mu \mathcal{H}(|N^e/N|)$. Pour des faibles cohésions, la force normale peut être beaucoup plus grande que la résistance à la traction $N \gg N^e$ (voir figure. 5.22 (b)). Dans ce cas, la fonction \mathcal{H} tend vers 1 et le coefficient de frottement apparent reste μ . Pour les fortes valeurs de cohésion η , la force normale est beaucoup plus petite que la résistance à la traction : $N \ll N^e$ (voir figure. 5.22 (b)) et la fonction \mathcal{H} tend vers : $\mathcal{H} \simeq 4|N^e/N|$. Par conséquent, la cohésion augmente fortement le coefficient de friction apparent entre les grains.

Pour les grains sans cohésion, il a été montré [44] que l'augmentation du frottement entre grains μ conduisait à une expansion du matériau. L'augmentation du coefficient de frottement apparent dû à la cohésion est donc sans doute à l'origine d'une expansion du matériau cohésif en écoulement. Une manière de mettre en évidence cet effet consiste à comparer la fraction solide ν entre des grains frottants ($\mu = 0.4$) et des grains non frottants ($\mu = 0$) (Figure 5.23 (a)). Contrairement au grains non frottants, l'expansion des grains frottants commence dès les premiers niveaux de cohésion ($\eta \lesssim 2$). Dans la même gamme de cohésion ($\eta \lesssim 2$), l'augmentation du coefficient de frottement apparent a pour effet de réduire la proportion des contacts glissants (Figure 5.23 (b)). La conversion des contacts glissants en contact non glissants est sans doute à l'origine de l'expansion du matériau [168].

5.8.3 Anisotropie

Il a été montré dans [44] que le coefficient de frottement effectif μ^* peut être écrit comme la somme de deux contributions associées à la distribution angulaire des forces de contact normales et tangentielles :

$$\mu^* = - \int_0^\pi \zeta_N(\phi) \sin(2\phi) d\phi + \int_0^\pi \zeta_T(\phi) \cos(2\phi) d\phi = \mu_N^* + \mu_T^*. \quad (5.24)$$

ϕ est la direction du contact, compté entre 0 et π dans le sens trigonométrique à partir de la direction de l'écoulement. ζ_N et ζ_T sont respectivement le produit de la distribution des orientations de contact par l'intensité moyenne dans le système des forces normales ou tangentielles. Sans surprise, la figure 5.25 (a) montre que le calcul du coefficient de frottement par l'équation 5.24 est en bon accord avec le calcul direct (Equation 5.10).

La figure 5.24 trace, pour un même état de cisaillement et pour différentes intensités de cohésion η les fonctions $\zeta_N(\phi)$ et $\zeta_T(\phi)$. Il apparaît que la cohésion augmente signifi-

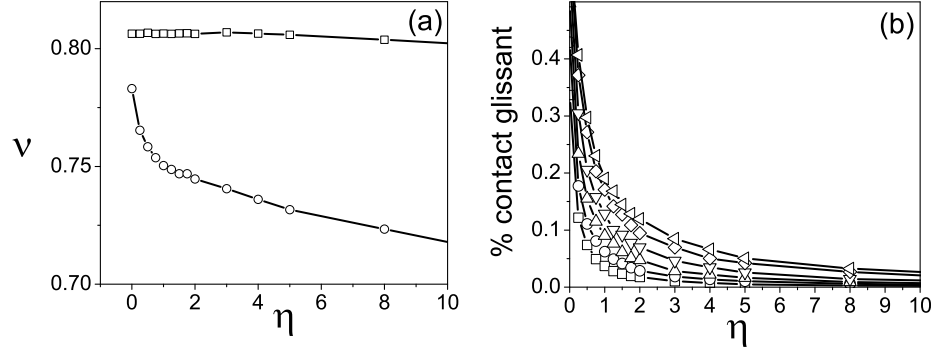


FIG. 5.23 – *Effet de l'augmentation du coefficient de frottement apparent : (a) comparaison de la fraction solide $\nu(\eta)$ ($I = 0.2$) entre des grains frottants $\mu = 0.4$ (\square) et non-frottants $\mu = 0$ (\circ) ; (b) proportion de contact glissant : $I = 0.01$ (\square), 0.025 (\circ), 0.05 (\triangle), 0.1 (∇), 0.2 (\diamond), 0.3 (\triangleleft).*

cativement l'anisotropie des forces normales et tangentielles. Ce point a aussi été observé dans le régime quasi-statique dans [160].

L'augmentation de l'anisotropie des forces normales ζ_N n'apparaît qu'à partir du seuil de cohésion $\eta \gtrsim 10$, ce qui fait penser qu'elle est liée à la transition d'agglomération. Deux mécanismes provoquent l'augmentation de l'anisotropie des forces normales : $\zeta_N(\phi)$ augmente dans la direction des chaînes de force en compression ($\phi \simeq 120^\circ$) et diminue, voir même devient négative dans la direction des chaînes de force en traction ($\phi \simeq 30^\circ$). Cette évolution est largement amplifiée par le facteur $\sin 2\phi$ et provoque une augmentation de la contribution normale du coefficient de frottement : μ_N^* .

En revanche, l'anisotropie des forces tangentielles $\zeta_T(\phi)$ augmente dès les premiers niveaux de cohésion. Elle paraît donc liée à l'augmentation de la friction apparente entre les grains due à la cohésion. Cette évolution, est largement amplifiée par le facteur $\cos 2\phi$ et provoque une augmentation de la contribution tangentielle du coefficient de frottement : μ_T^* . La figure 5.25 (b) trace la contribution relative des forces normales au coefficient de frottement : μ_N^*/μ^* décroît dans les premiers niveaux de cohésion, passant de 90% pour $\eta = 0$ à 70% pour $\eta \gtrsim 10$.

5.9 Conclusion

Ce chapitre a présenté des simulations numériques d'écoulements de grains cohésifs dans une géométrie aussi simple que possible : le cisaillement plan homogène, et en

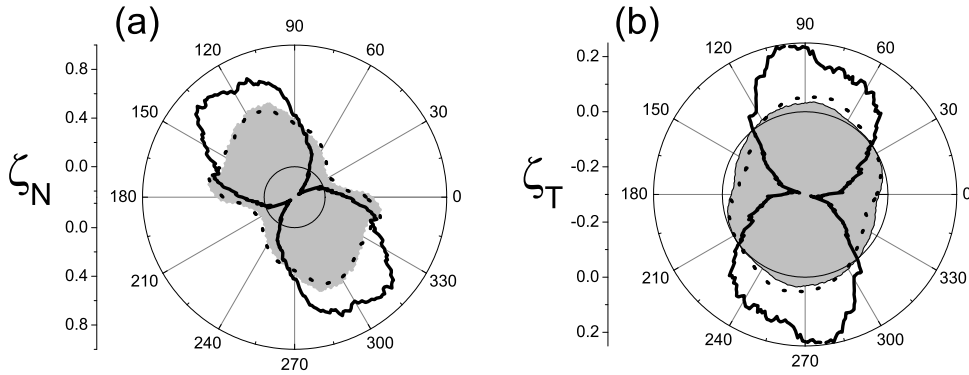


FIG. 5.24 – Anisotropie des forces (a) normales $\zeta_N(\phi)$ et (b) tangentielles : ($I = 0.1$ et $\mu = 0.4$), $\eta = 0$ (surface grise), $\eta = 1$ (..), $\eta = 50$ (—); les valeurs négatives se trouvent dans le petit cercle.

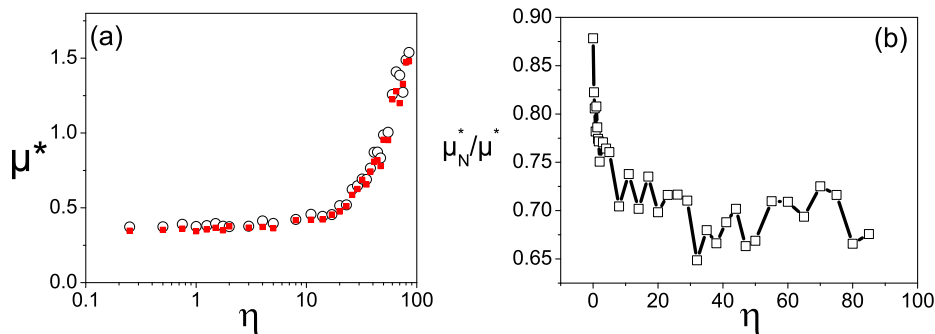


FIG. 5.25 – Coefficient de frottement effectif ($I = 0.01$) : (a) comparaison entre les mesures (\circ) et le calcul basé sur l'anisotropie issue de l'équation 5.24 (\blacksquare); (b) contribution relative des forces normales au coefficient de frottement effectif.

utilisant un modèle de cohésion simple qui représente le caractère commun de tous les modèles de cohésion : la résistance maximale à la traction. L'analyse dimensionnelle de ce système simple met en valeur le rôle de deux nombres sans dimension : le nombre inertiel

I qui contrôle l'état de cisaillement et le nombre de cohésion η qui contrôle l'intensité de la cohésion.

Frottement

Cette approche donne un accès direct à l'effet d'une force de cohésion sur la loi de comportement d'une assemblée de grains. Il apparaît que, en présence de cohésion, cette loi peut s'écrire de la même manière que celle des grains non cohésifs, c'est à dire sous la forme d'une loi de frottement qui relie linéairement le coefficient de frottement effectif au nombre inertiel :

$$\mu^*(I, \eta) \simeq \mu_{min}^*(\eta) + b(\eta)I. \quad (5.25)$$

au dessus d'un seuil ($\eta \gtrsim 10$), l'effet de la cohésion est d'augmenter considérablement le frottement à travers les paramètres $\mu_{min}^*(\eta)$ et $b(\eta)$. L'analyse de l'anisotropie des forces de contact met en évidence les mécanismes élémentaires qui sont à l'origine du frottement. Pour cisailer des grains non-cohésifs en écoulement dense, il faut les faire passer les uns par dessus les autres et les forces normales répulsives s'y opposent tant que le contact est dans la direction $\pi < \theta < \pi/2$ (figure 5.26 (a)). En présence de cohésion, cette résistance au cisaillement due aux forces répulsives existe toujours dans la zone $\pi < \theta < \pi/2$ mais il s'y ajoute l'effet des forces attractives dans la zone $\pi/2 < \theta < 0$ (figure 5.26 (b)) : une fois le grain escaladé, il faut encore briser le contact. L'introduction d'une force cohésive a aussi pour effet d'augmenter le coefficient de friction apparent entre les grains, limitant ainsi leur capacité à glisser et participant ainsi à l'augmentation de la résistance au cisaillement du matériau.

Dilatance

Il apparaît aussi que la cohésion induit une dilatation du matériau en écoulement. La loi de dilatance, relation entre la fraction solide moyenne du système et le nombre inertiel, s'écrit pour les grains cohésifs de la même manière que pour les grains sans cohésion :

$$\nu(I, \eta) \simeq \nu_{max}(\eta) - a(\eta)I. \quad (5.26)$$

Différents indicateurs de la microstructure, tels que le nombre de coordination, la fraction solide locale, la taille des pores ou encore les corrélations spatio-temporelles, permettent d'observer une transition d'agglomération au dessus d'un seuil de cohésion ($\eta \gtrsim 10$) : le système s'organise alors en une assemblée d'agrégats connexes, qui se forment, se déforment et se brisent au cours de l'écoulement. Pour des grains sans cohésion en écoulement dense, le mécanisme élémentaire à l'origine de l'augmentation de la dilatance avec le nombre I est encore que les grains doivent passer les uns par dessus les autres pour être cisailés (figure 5.26 (c)). En présence de cohésion, il faut pour cisailer le milieu, faire passer non plus des grains mais des agrégats les uns par dessus les autres ce qui conduit à une double échelle de granularité : celle liée aux grains et celle liée au agrégats, qui induit une dilatation du matériau (figure 5.26 (b)). L'introduction d'une force cohésive a

aussi pour effet d'augmenter le coefficient de friction apparent entre les grains, limitant leur capacité à glisser et conduisant ainsi à une forte dilatation de l'assemblée dès les premiers niveaux de cohésion.

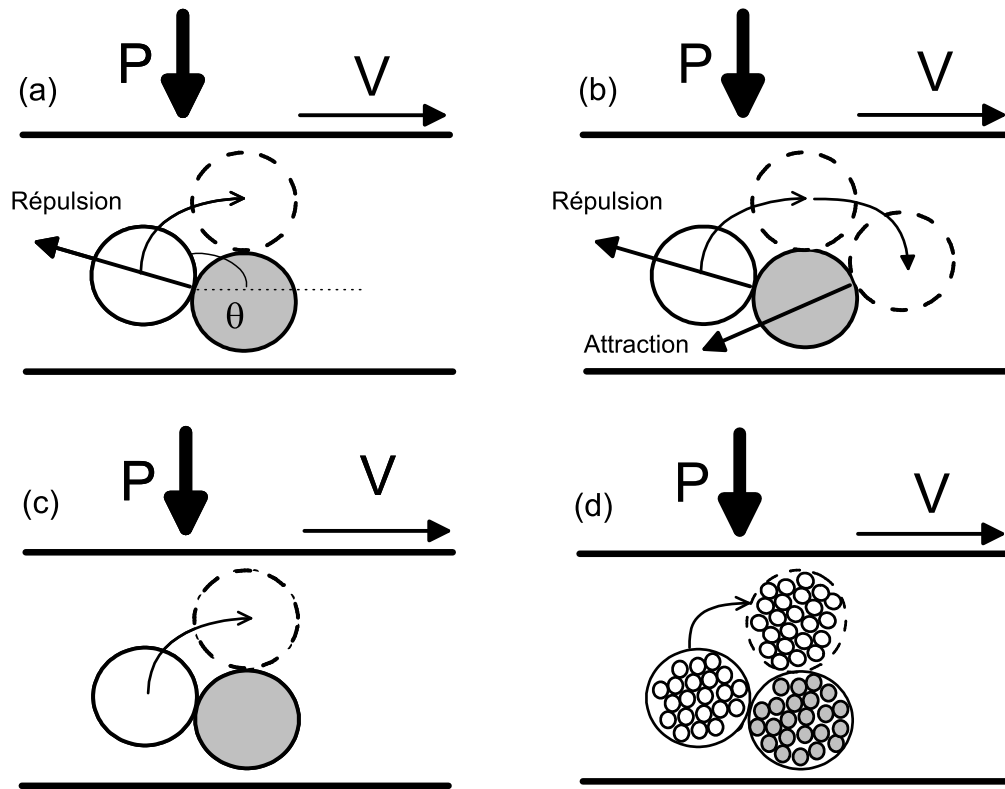


FIG. 5.26 – Schémas de principe de l'origine microstructurale et micromécanique du comportement rhéologique des grains cohésifs (les grains gris sont fixes). (a) origine du frottement sans cohésion (b) avec cohésion : (c) origine de la dilatance sans cohésion (d) avec cohésion.

Chapitre 6

Ecoulements bidisperses sur plan incliné

Le chapitre précédent a montré qu’une force de cohésion modifie significativement le comportement rhéologique d’une assemblée de grains monodisperses, en provoquant une organisation de ces grains en agrégats qui peuvent se former, se déformer et se casser au cours des écoulements. L’objet de ce chapitre est de comprendre en quoi la présence d’agrégats de grandes tailles modifie le comportement rhéologique d’une assemblée de grains sans cohésion.

Les récentes études expérimentales et numériques [153, 71, 44] ont permis une bonne compréhension de la rhéologie des grains quasi-monodisperses en écoulement dense. Le terme quasi-monodisperse signifie que le diamètre d des grains est distribué sur une faible plage, typiquement $d \pm 20\%$. La loi de comportement de tels matériaux est exprimée simplement par une dépendance linéaire du coefficient de frottement $\mu^* = \tau/P$ (rapport des contraintes tangentielle et normale) avec le nombre inertiel I [44] :

$$\mu^* \approx \tan \phi + bI \quad (6.1)$$

où l’angle de friction interne ϕ ainsi que la pente b sont des paramètres liés aux propriétés micromécaniques des grains. Pour des grains monodisperses (masse volumique ρ_p et diamètre d) le nombre I s’écrit dans un système bidimensionnel :

$$I = \dot{\gamma} \sqrt{\frac{m}{P}} = \dot{\gamma} d \sqrt{\frac{\pi \rho_p}{4P}}. \quad (6.2)$$

Mais de nombreux écoulements gravitaires naturels comme les éboulements rocheux ou encore les écoulements pyroclastiques [65] sont composés de grains de différentes tailles. C’est aussi le cas des avalanches de neige dense. S’il est bien connu que la polydispersité conduit souvent à une ségrégation des plus gros grains à la surface des écoulements [86, 12], ses conséquences sur la rhéologie du matériau demeurent mal comprises [76, 75].

Ce chapitre aborde le problème des écoulements polydisperses par la simulation numérique discrète d’un système simple composé de deux catégories de grains : les petits et

les gros. La géométrie d'écoulement est celle du plan incliné rugueux en deux dimensions. Une première partie détaille le système simulé. La seconde partie montre l'existence, dans une certaine gamme d'inclinaison, d'écoulements permanents et uniformes partiellement ségrégés. La troisième partie montre comment, à partir de ces écoulements permanents et uniformes, il est possible de mesurer la loi de comportement d'un mélange bidisperse. Enfin, la quatrième partie présente les mesures de la loi de frottement globale.

6.1 Système simulé

6.1.1 Les grains

Le matériau considéré est une assemblée de 500 à 1000 disques petits ou gros mais de même masse volumique ρ_p . Les petits grains (diamètre moyen d_s) sont au nombre de n_s . Les gros grains (diamètre moyen d_l) sont au nombre de n_l . Une petite polydispersité ($\pm 20\%$) est introduite dans chaque catégorie pour éviter des phénomènes de cristallisation. Le mélange est caractérisé par deux nombres sans dimension : le rapport de taille entre petits et gros disques D_r et la proportion de l'espace occupée par les gros grains S_r :

$$\begin{aligned} D_r &= d_l/d_s \\ S_r &= (n_l d_l^2)/(n_l d_l^2 + n_s d_s^2). \end{aligned} \quad (6.3)$$

$D_r = 1$ ou $S_r = 0$ correspond à des petits grains uniquement et $S_r = 1$ à des gros grains uniquement. Les mélanges étudiés ici sont les suivants : $D_r = \{2; 3; 4; 6; 8\}$ et $S_r = \{1/4; 1/2; 3/4\}$.

Tous les grains ont les mêmes propriétés mécaniques : ce sont des grains visco-élastiques et frottants qui n'interagissent que par contacts directs sans force de cohésion. Le modèle d'interaction, décrit en détail dans le chapitre 5, est caractérisé par un coefficient de frottement μ fixé à 0.4, un coefficient de restitution normal e fixé à 0.1 et une raideur normale k_n suffisamment grande pour être dans limite des grains rigides (c'est à dire que la déformation relative des grains reste inférieure à 10^{-3}).

6.1.2 La géométrie d'écoulement

La géométrie d'écoulement est celle du plan incliné rugueux (pente θ) présenté sur la figure 6.1. Les conditions aux limites périodiques dans la direction x simulent un écoulement infiniment long. La rugosité est composée de petits grains fixes, alignés et jointifs qui ont les mêmes propriétés mécaniques que les grains en écoulement. La couche de grains d'épaisseur H s'écoule sous l'effet de la gravité g . Les petits grains fixent l'échelle de longueur : d_s . La gravité fixe l'échelle d'accélération donc l'échelle de temps : $\sqrt{d_s/g}$ et de vitesse $\sqrt{gd_s}$.

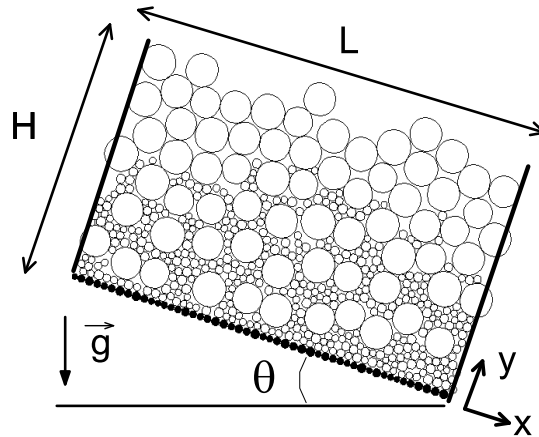


FIG. 6.1 – Géométrie d’écoulement : le plan incliné rugueux. Exemple d’un écoulement bidisperse : $D_r = 4, S_r = 3/4, \theta = 17^\circ, H \approx 30d_s$. Grains noirs : rugosité, traits noirs : conditions aux limites périodiques

6.2 Écoulements permanents et uniformes

Dans une certaine gamme d’inclinaison et d’épaisseur, les mélanges bidisperses s’écoulent de manière permanente (qui ne dépend pas du temps) et uniforme (qui ne dépend pas de la direction de l’écoulement x). Cette gamme d’inclinaison et d’épaisseur varie légèrement en fonction de la composition du mélange. La figure 6.2 montre les images de simulations qui correspondent à des écoulements permanents et uniformes pour différentes compositions de mélange. Dans de tels écoulements, les profils selon y des contraintes, de vitesse ou de fraction solide ν sont moyennés dans le temps et dans la direction de l’écoulement x .

6.2.1 Conditions initiales

Le mode de préparation le plus souvent utilisé consiste à partir d’une configuration initiale où les grains sont placés au hasard et sans contact (compacité faible d’environ 0.5) puis à appliquer la pente et la gravité. Les grains se déposent sur la paroi et commencent à s’écouler. Après un certain temps, l’écoulement peut atteindre un régime permanent caractérisé par des grandeurs telles que l’énergie cinétique totale, le tenseur des contraintes ou la fraction solide, indépendantes du temps.

Comme le temps pour atteindre un éventuel régime permanent peut être long, une autre méthode plus rapide a été testée. Elle consiste à partir d’un écoulement permanent de petits grains et à placer un nombre voulu de gros grains dans l’écoulement en éliminant

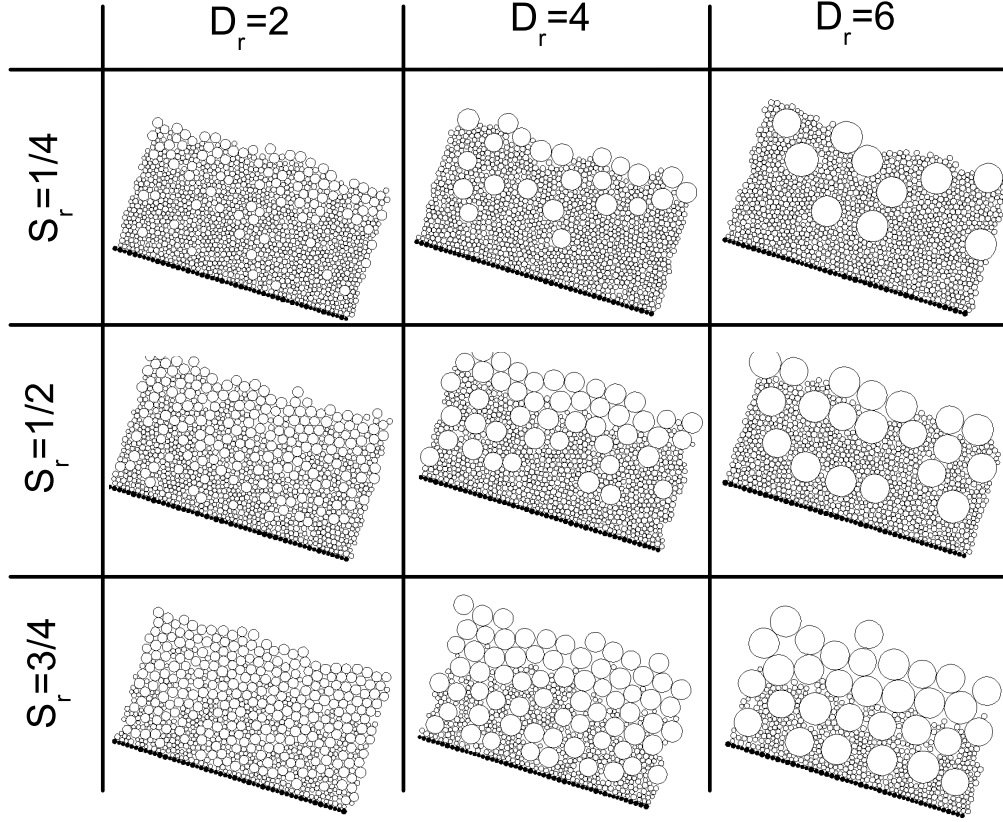


FIG. 6.2 – Ecoulements bidisperses permanents et uniformes ($\theta = 17^\circ$, $H \approx 30d_s$).

les petits grains recouverts. L'une ou l'autre des méthodes, quelle que soit la répartition initiale des gros grains (par exemple tous en bas, tous en haut, ou mélangés aux petits) conduit après un temps plus ou moins long au même écoulement final.

6.2.2 Profil de compacité et de contraintes

Pour chaque écoulement, la fraction solide totale $\nu(y)$ est approximativement constante : $\nu(y) \approx 0.8$. Cette valeur peut varier légèrement selon la composition du mélange. La figure 6.3 (a) trace le profil de fraction solide pour un écoulement de petits grains uniquement. Il y apparaît une légère structuration proche de la paroi (couche de 5 diamètres de petits grains). Les figures 6.3 (b,c,d) tracent le profil de fraction solide pour des mélanges bidisperses. La structuration proche de la paroi est toujours présente et, si les gros grains sont suffisamment nombreux ($S_r = 3/4$), il s'y ajoute une structuration liée aux gros

grains sur une épaisseur d'environ $5 d_l$. Mis à part ces fluctuations, la fraction solide ν est constante dans l'épaisseur.

Systématiquement, il apparaît que les composantes normales du tenseur des contraintes sont égales et que, en accord avec la conservation de la quantité de mouvement, la pression P et la contrainte de cisaillement τ vérifient 6.4 :

$$\begin{aligned} P(y) &= \rho_p \nu g \cos \theta (H - y) \\ \tau(y) &= \rho_p \nu g \sin \theta (H - y). \end{aligned} \quad (6.4)$$

6.2.3 Écoulements ségrégés

Si la fraction solide totale est constante, les gros grains se trouvent préférentiellement en haut de l'écoulement. Cet état ségrégé, stable dans le temps et indépendant des conditions initiales, est visible sur les images de la figure 6.2 ainsi que sur les profils de fraction solide partielle des gros grains (ν_l correspond à la surface occupée par les gros grains divisée par la surface totale), tracés sur la figure 6.3. Les écoulements bidisperses sur plan incliné se structurent donc en trois couches :

- une couche de petits grains au fond,
- une couche de gros grains à la surface,
- une large couche mixte au centre.

Un nombre sans dimension \mathcal{D} , rapport du diamètre moyen d'un mélange et du diamètre des petits grains d_s permet de mieux caractériser ces états ségrégés :

$$\mathcal{D}(y) = \frac{\nu_s(y) + D_r \nu_l(y)}{\nu(y)}. \quad (6.5)$$

ν_s et ν_l sont respectivement les fractions solides partielles des petits et des gros grains. La fraction solide totale vérifie $\nu(y) = \nu_s(y) + \nu_l(y)$.

La figure 6.4 trace, pour différents mélanges, le profil de \mathcal{D} qui varie entre 1 dans la couche de petits grains et D_r dans la couche de gros grains, en augmentant de manière continue dans la couche mixte. Naturellement, plus la proportion de gros grains augmente, plus l'épaisseur de la couche de gros grains augmente. Pour $S_r = 3/4$, il apparaît que quelques gros grains sont présents au fond de l'écoulement, près de la rugosité.

6.2.4 Profils de vitesse

La figure 6.4 trace les profils de vitesse sans dimension $V^*(y) = v_x(y)/\sqrt{gd_s}$ pour différents mélanges et les compare à celui d'un écoulement monodisperse. Pour l'écoulement monodisperse, le profil de vitesse est de type Bagnold [187, 155], ce qui signifie que le taux de cisaillement $\dot{\gamma}(y) = dv_x/dy$ est proportionnel à $\sqrt{P(y)}$ (ce point est détaillé dans le chapitre 2). Dans les écoulements bidisperses, le taux de cisaillement diminue systématiquement dans la couche supérieure. La couche concernée est d'autant plus épaisse que les gros grains sont nombreux, et le taux de cisaillement diminue d'autant plus que les gros grains sont gros. Par ailleurs, si les gros grains sont assez nombreux ($S_r \gtrsim 3/4$) et assez gros ($D_r \gtrsim 3$), le cisaillement augmente fortement près de la paroi.

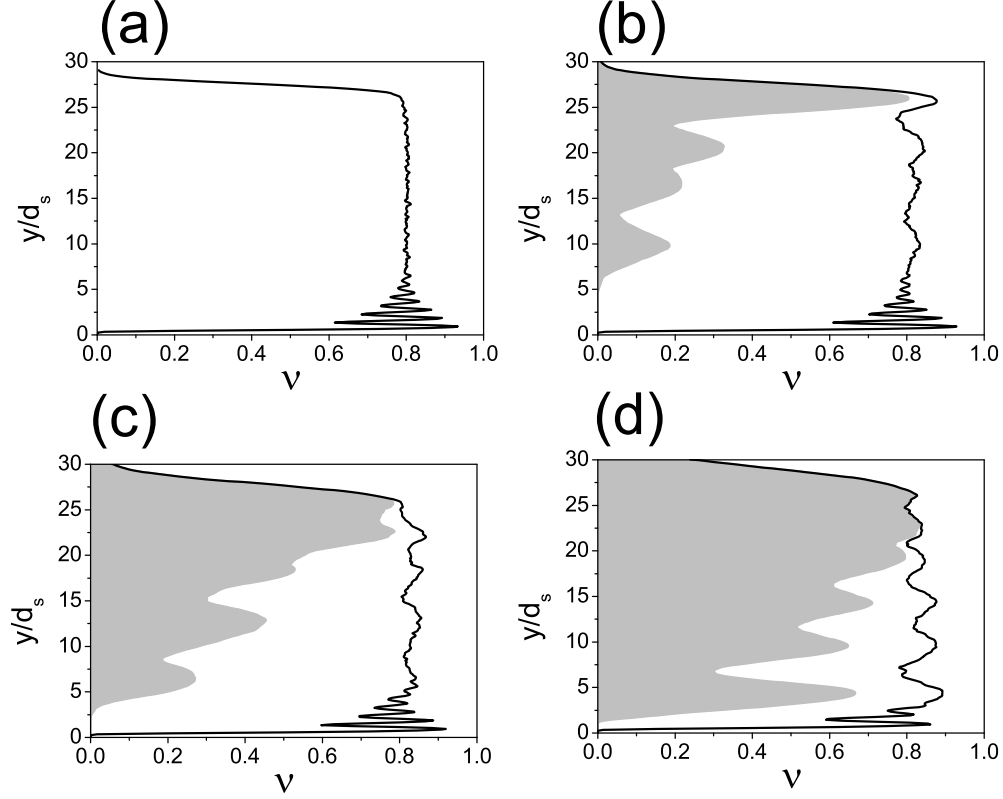


FIG. 6.3 – Profil de fraction solide ($D_r = 4$, $\theta = 17^\circ$, $H \approx 30d_s$) : fraction solide totale ν (—), fraction solide partielle de gros grains ν_l (surface grise). (a) petits grains uniquement, (b) $S_r = 1/4$, (c) $S_r = 1/2$, (d) $S_r = 3/4$.

6.3 Rhéologie locale

La section précédente a mis en évidence la ségrégation en trois couches des écoulements bidisperses sur plan incliné : une couche basale de petits grains, une couche supérieure de gros grains et une couche centrale mixte. Parallèlement, le taux de cisaillement diminue dans les zones occupées par les gros grains. Il est tentant de chercher à relier la modification du profil de vitesse à la ségrégation. C'est le but de cette section qui commence par montrer comment déduire la rhéologie locale de grains quasi-monodisperses à partir d'écoulements sur plan incliné. Pour le cas des mélanges bidisperses, cette rhéologie devrait bien décrire les deux couches composées d'un seul type de grains. La question qui se posera ensuite est de savoir s'il est possible de remonter à une rhéologie locale d'un

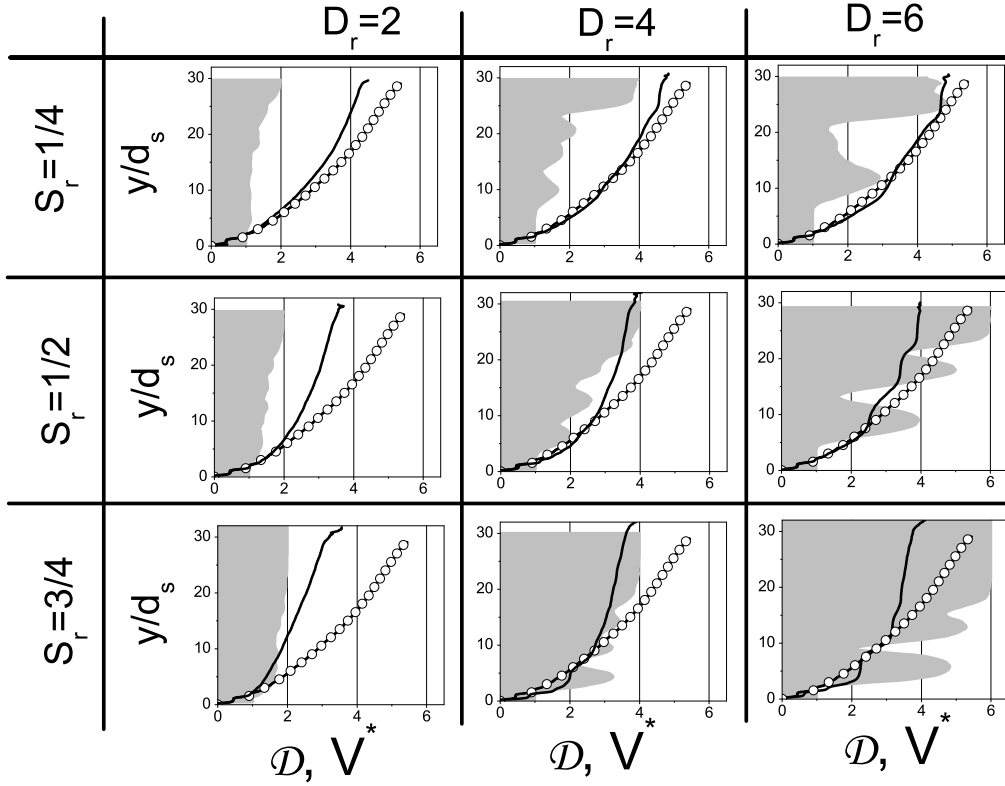


FIG. 6.4 – Profil de vitesse adimensionné V^* ($\theta = 17^\circ, H \approx 30d_s$) : écoulements bi-disperses (—) et quasi-monodisperse (\circ) ; Profil du diamètre moyen \mathcal{D} (surface grise).

mélange en partant d'écoulements bidisperses sur plan incliné.

6.3.1 Grains quasi-monodisperses

La figure 6.5 (a) trace le profil du nombre inertiel $I = \dot{\gamma}d\sqrt{\frac{\pi\rho_p}{4P}}$ dans un écoulement de grains quasi-monodisperse (diamètre d , masse volumique ρ_p). I est constant dans la majeure partie de l'épaisseur de la couche en écoulement ($5 \lesssim y/d_s \lesssim H - 5$), mais diverge dans la couche supérieure où la pression tend vers 0 et augmente dans la couche inférieure où la proximité de la rugosité semble affecter l'écoulement.

Un moyen d'accéder à la rhéologie de ces grains est de partir d'un écoulement stationnaire et uniforme à inclinaison donnée, puis de varier la pente θ assez lentement pour pouvoir considérer que l'écoulement reste stationnaire et uniforme, donc vérifie $\mu^* = \tan\theta$. A chaque pente correspond une valeur moyenne de I dans l'épaisseur ($5 \lesssim y/d_s \lesssim H - 5$).

Cette procédure permet de mesurer la loi de comportement du matériau sous la forme $\mu^*(I)$. La figure 6.5 (b) trace cette loi qui, dans une première approximation, se présente sous la forme :

$$\mu^* \simeq \phi + bI. \quad (6.6)$$

qui est cohérente avec les mesures faites en cisaillement plan. Selon cette loi, le profil du taux de cisaillement dans un écoulement de grains quasi-monodisperse sur plan incliné ($\mu^* = \tan \theta$, $P(y) = \rho_p \nu g \cos \theta (H - y)$) est de type Bagnold (cf chapitre 2) :

$$\dot{\gamma}(y) \simeq \frac{\sqrt{\rho_p \nu g \cos \theta} (\theta - \phi)}{bd} \sqrt{H - y} \quad (6.7)$$

Cette relation montre la dépendance du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ avec le diamètre d des grains : $\dot{\gamma} \propto 1/d$. Dans le cas d'un écoulement bidisperse ségrégué, cette relation prédit donc la diminution du taux de cisaillement dans la zone composée de gros grains.

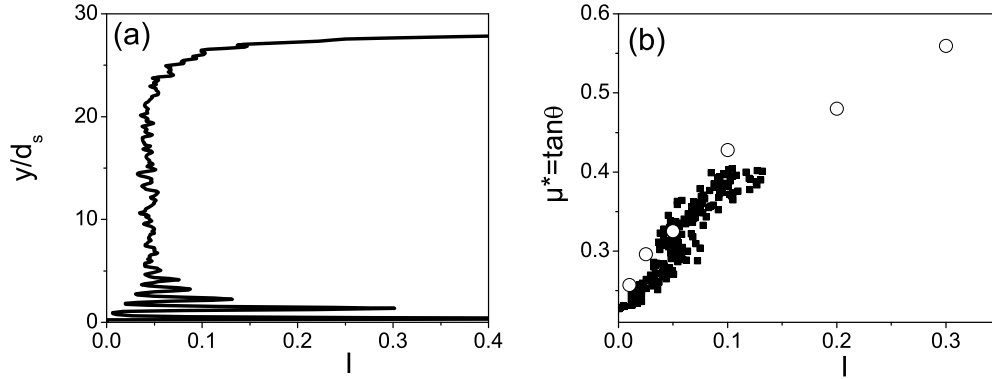


FIG. 6.5 – Rhéologie des grains quasi-monodisperse : (a) Profil du nombre inertiel $I(y)$ ($\theta = 17^\circ$, $H \approx 30d_s$), (b) loi de comportement locale déduite des écoulements sur plan incliné (■), comparée à celle mesurée en cisaillement plan (○) (voir chapitre 5).

6.3.2 Mélanges bidisperses

Dans le cas d'écoulements bidisperses sur plan incliné, le nombre inertiel I n'est pas constant dans l'épaisseur puisque le profil de taux de cisaillement est modifié. Le nombre I construit pour mesurer le rapport de l'inertie de grains de taille d et des forces imposées, ne suffit donc pas pour exprimer le comportement d'un mélange bidisperse. Une idée simple serait d'exprimer le nombre inertiel non plus avec un diamètre de grains, mais avec le diamètre moyen du mélange :

$$I_{\mathcal{D}} = \dot{\gamma} \mathcal{D} d_s \sqrt{\rho_p / P}. \quad (6.8)$$

Pour des grains quasi-monodisperses $I_{\mathcal{D}}$ est égale à I . $I_{\mathcal{D}}$ peut donc être considéré comme une extension du nombre inertiel au cas des mélanges bidisperses. La figure 6.6 compare le profil du nombre inertiel $I_{\mathcal{D}}$ pour différents mélanges bidisperses avec celui d'un écoulement quasi-monodisperse équivalent. Pour tous les mélanges, les profils sont très proches : $I_{\mathcal{D}}(y)$ est constant dans l'épaisseur, à l'exception des couches supérieures et inférieures. En variant la pente θ et en relevant la moyenne de la valeur de $I_{\mathcal{D}}(y)$, il est donc possible de mesurer la loi de comportement de chaque mélange (figure 6.7). Cette loi s'exprime comme celle des grains quasi-monodisperse, en écrivant le nombre inertiel en fonction du diamètre moyen du mélange :

$$\mu^* \simeq \phi + b I_{\mathcal{D}} \quad (6.9)$$

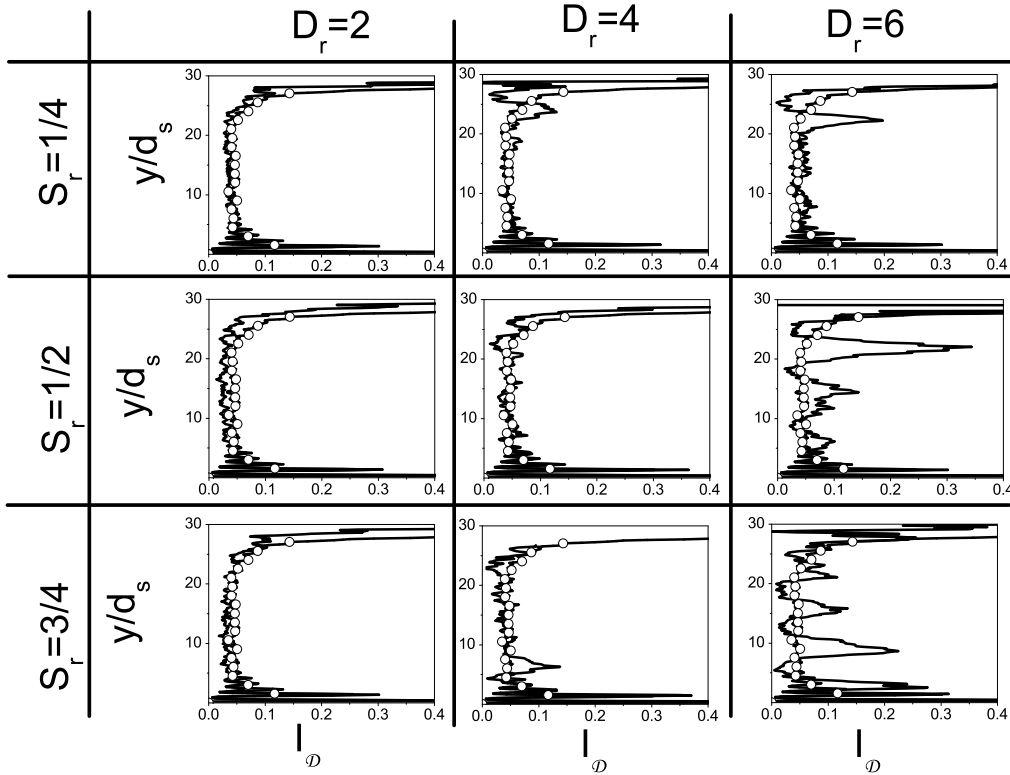


FIG. 6.6 – Profils du nombre inertiel $I_{\mathcal{D}}(y)$ ($\theta = 17^\circ$, $H \approx 30d_s$) pour différents mélanges bidisperses (—) comparés au cas monodisperse (\circ).

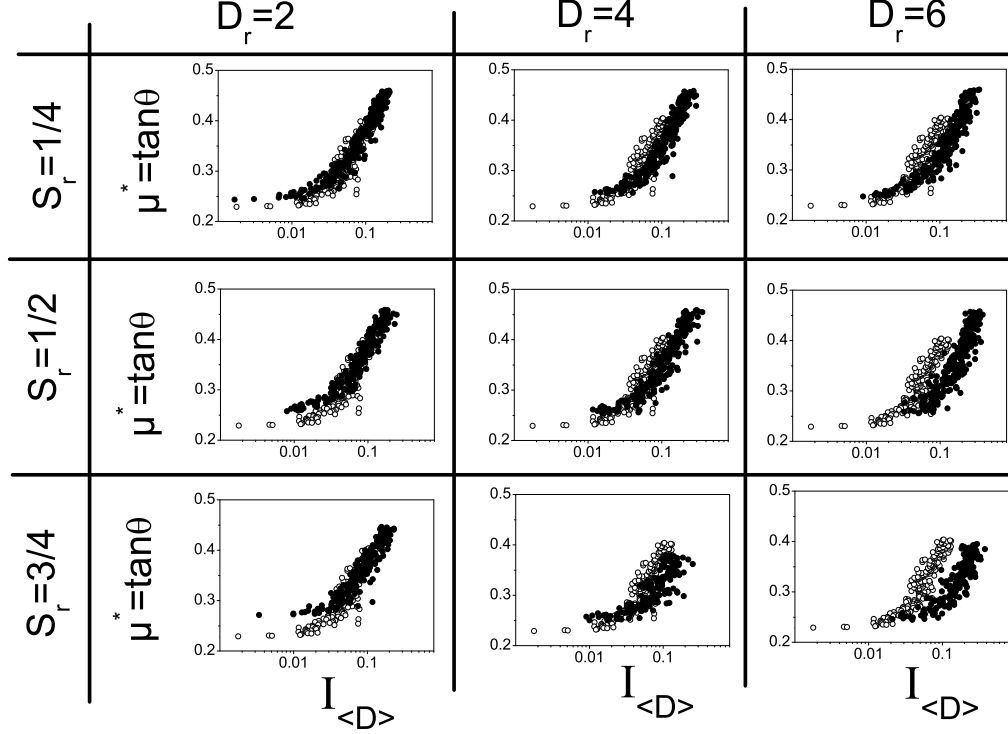


FIG. 6.7 – Loi de comportement locale des mélanges bidisperses déduite des écoulements sur plan incliné.

6.3.3 Limites de l'étude

En augmentant encore la proportion de gros grains ($S_r = 3/4$), la couche supérieure qui s'épaissit est bien représentée. Par contre, la couche de petits grains n'existe plus : les gros grains occupent toute l'épaisseur de l'écoulement, y compris les zones proche de la rugosité. Pour des gros grains assez gros ($D_r \gtrsim 4$), le taux de cisaillement augmente fortement près de la rugosité, ce qui peut être interprété comme une conséquence d'un piégeage moins efficace des gros grains par une rugosité faite de petits grains [76].

Par ailleurs, la loi de frottement de l'équation 6.9 ne décrit pas le comportement dans la couche basale épaisse d'environ 5 grains, perturbée par la proximité de la rugosité. Lorsque les gros grains sont suffisamment nombreux pour interagir avec la rugosité, la perturbation concerne une couche d'environ 5 gros grains, ce qui peut représenter toute l'épaisseur de l'écoulement. Il apparaît donc que la géométrie du plan incliné n'est pas la mieux adaptée pour explorer la rhéologie des grains polydisperses. Pour étudier des rapports de tailles plus grands, une géométrie de type cisaillement plan sans paroi devrait

être plus efficace.

6.4 Loi de frottement

Les méthodes de simulation de type Saint-Venant, couramment utilisée pour simuler des écoulements à l'échelle 1 dans des géométries complexes, nécessitent une donnée cruciale : la loi de frottement du matériau (ce point est détaillé dans le chapitre 1), c'est à dire la relation entre le frottement basale, la vitesse moyenne et l'épaisseur de l'écoulement.

Pour des grains monodisperses (diamètre d , masse volumique ρ_p) en écoulement sur un plan incliné rugueux, il a été montré que cette loi de frottement s'exprime de façon unique pour différentes épaisseurs [151, 187, 155, 71, 44] :

$$\mu_0^* \simeq \tan \phi + BI_g. \quad (6.10)$$

où ϕ , l'angle de friction interne, et B dépendent du couple matériau-rugosité considéré. Le nombre sans dimension I_g , appelé *nombre inertiel global*, s'écrit :

$$I_g = \frac{V(H)}{H} d \sqrt{\frac{\rho_p}{P(0)}}. \quad (6.11)$$

I_g est équivalent au paramètre $F_r/(H/d)$ introduit dans [151] où $F_r = v_x(H)/\sqrt{gH}$ est le nombre de Froude. La question qui se pose est de savoir si une telle loi existe pour des écoulement bidisperses et si oui, comment elle est influencée par la composition du mélange.

6.4.1 Mesures de la loi de frottement

Pour chaque mélange, un écoulement permanent et uniforme est généré à pente constante. Une fois le régime établi, la pente θ est modifiée assez lentement pour que l'écoulement puisse être considéré comme permanent à chaque pas de temps. Les variations de la pente θ se font dans une gamme où l'écoulement est permanent : $\theta_{stop} < \theta < \theta_{max}$ où θ_{stop} est la pente en dessous de laquelle l'écoulement s'arrête, et θ_{max} la pente au-dessus de laquelle l'écoulement est accéléré. La mesure de l'épaisseur H et la vitesse à la surface $v_x(H)$ en fonction de $\theta \simeq \mu^*$ donne accès à la loi de frottement du mélange. La figure 6.8 trace ces courbes pour différentes épaisseurs ($H/d_s \approx 10, 20, 30$) et différents mélanges. Il apparaît que pour un mélange donné, les courbes se regroupent dès que l'épaisseur est suffisamment grande ($H/d_s \geq 10$). La loi de frottement d'un mélange bidisperse s'exprime donc d'une façon similaire à celle d'un écoulement monodisperse :

$$\mu^*(S_r, D_r) \simeq \tan \phi(S_r, D_r) + BI_g, \quad (6.12)$$

Les mesures effectuées que les paramètres de mélange ne modifient pas la pente B , mais leur effet sur l'angle d'arrêt ϕ est bien visible sur la figure 6.9. Pour $D_r \lesssim 3$, la pente d'arrêt augmente avec la proportion de gros grains S_r . Mais pour ($D_r \gtrsim 3$), la

pente d'arrêt commence par augmenter, puis diminue lorsque la proportion de gros grains augmente. Il apparaît donc deux effets antagonistes liés à la présence des gros grains :

- l'augmentation du frottement lorsque les gros grains n'occupent que la couche supérieure de l'écoulement (diminution du taux de cisaillement),
- la diminution du frottement lorsque les gros grains interagissent avec la paroi et qu'ils sont assez gros pour favoriser le glissement. Dans ce cas, plus les gros grains sont gros, plus le glissement est favorisé.

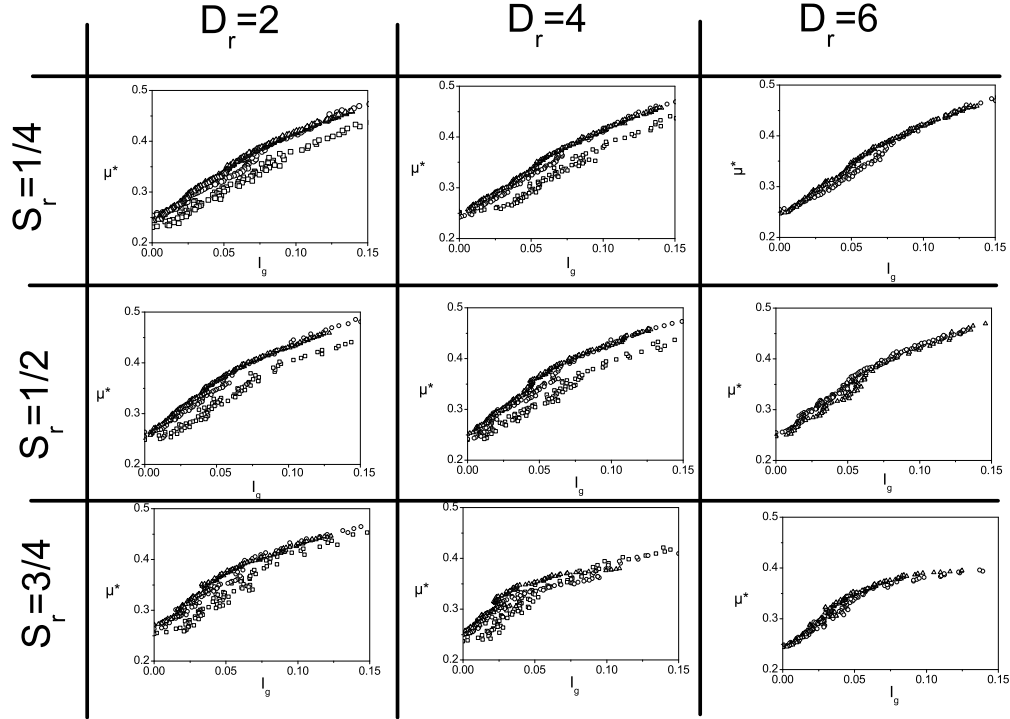
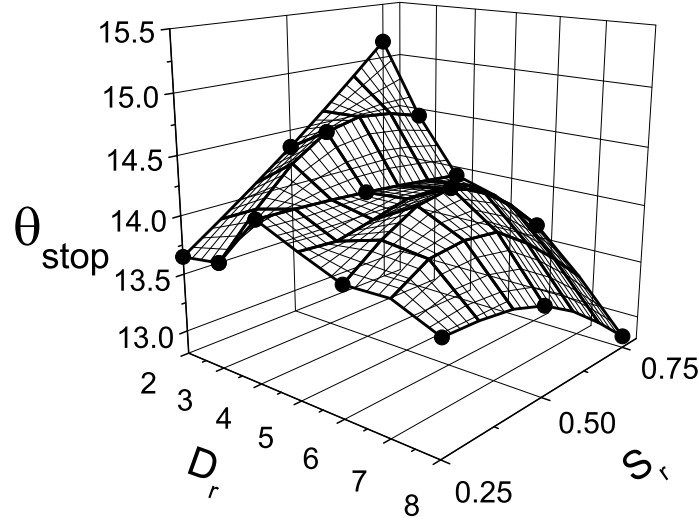


FIG. 6.8 – Lois de frottement pour différents mélanges ($H/d_s = 10$ (\square), 20 (\triangle), 30 (\circ)).

6.5 Conclusion

Les simulations numériques discrètes d'écoulements bidisperses sur plan incliné rugueux ont mis en valeur une phénoménologie assez riche. Comme pour les grains monodisperses, il existe un régime d'écoulement stationnaire et uniforme dans une large gamme d'inclinaison. Dans ce régime, le mélange se ségrège et forme trois couches : une couche de petits grains en bas, une couche de gros grains en haut et une couche mixte au centre. La rhéologie locale de grains monodisperses permet de décrire les zones mono-grains, mais ne

FIG. 6.9 – $\theta_{stop}(D_r; S_r)$.

représente pas la rhéologie particulière de la zone mixte. A partir d'écoulements à pente variable, il apparaît que la loi de comportement d'un mélange bidisperse peut s'exprimer de la même manière que celle des grains monodisperses, simplement en considérant le diamètre moyen du mélange plutôt que la taille d'un grain comme échelle de longueur.

Comme pour les grains monodisperses, cette loi de comportement ne suffit pas à décrire l'écoulement dans les couches les plus proches de la paroi rugueuse. Mais en présence de gros grains, l'effet de la paroi rugueuse peut être encore plus marqué. Lorsqu'ils sont suffisamment nombreux, les gros grains occupent toute l'épaisseur de l'écoulement et interagissent avec la paroi. D'une part, leur piégeage moins efficace donne lieu à une augmentation du taux de cisaillement dans la couche basale, et d'autre part leur grande taille favorise la transmission des perturbations de la paroi à l'ensemble de l'épaisseur de l'écoulement.

Quatrième partie

Synthèse

Chapitre 7

Synthèse

Dans cette thèse, deux approches complémentaires ont été utilisées pour comprendre le comportement rhéologique de la neige : les écoulements expérimentaux de neige naturelle et les simulations numériques discrètes d'écoulements granulaires. Les expérimentations ont permis de mesurer le comportement particulier de la neige, mais posent différentes questions quant aux mécanismes qui le gouvernent. Les simulations, quant à elles, permettent de tester deux origines possibles de ce comportement : la présence d'une interaction cohésive entre les grains qui peuvent alors se coller et se décoller au cours de l'écoulement, ou bien la présence d'agrégats qui perdurent tout le long de l'écoulement, sans se casser ni se reformer. Ce chapitre fait le bilan des comportements rhéologiques de la neige, des grains cohésifs et des grains polydispersés pour faire apparaître leurs similitudes et leurs dissemblances, et ainsi donner accès aux mécanismes élémentaires en jeu dans les écoulements de neige.

7.1 Rhéologie de la neige

Les nombreux écoulements réalisés à pente, débit et type de neige variés, ont révélé un comportement rhéologique particulier de la neige naturelle. Cette partie rappelle brièvement les caractéristiques de ce comportement ainsi que les questions qui en découlent. Ces résultats sont présentés plus en détail dans le chapitre 4.

7.1.1 Résultats

En premier lieu, un régime d'écoulement permanent et uniforme apparaît dans une large gamme d'inclinaison ($33^\circ \lesssim \theta \lesssim 42^\circ$) dans lequel les grandeurs telles que la vitesse, l'épaisseur et les contraintes sont constantes dans le temps et dans la direction de l'écoulement. Les écoulements sont alors caractérisés par un profil de vitesse fortement cisailé dans la couche basale et beaucoup moins cisailé dans la couche supérieure. Dans une première approximation, ces profils de vitesse peuvent être décrits comme linéaires dans chacune des couches (Figure 7.1) :

$$v(y) = \begin{cases} \dot{\gamma}_p y, & \text{pour } 0 < y < y_p; \\ \dot{\gamma}_n y + (\dot{\gamma}_p - \dot{\gamma}_n) y_p, & \text{pour } y_p < y < H. \end{cases} \quad (7.1)$$

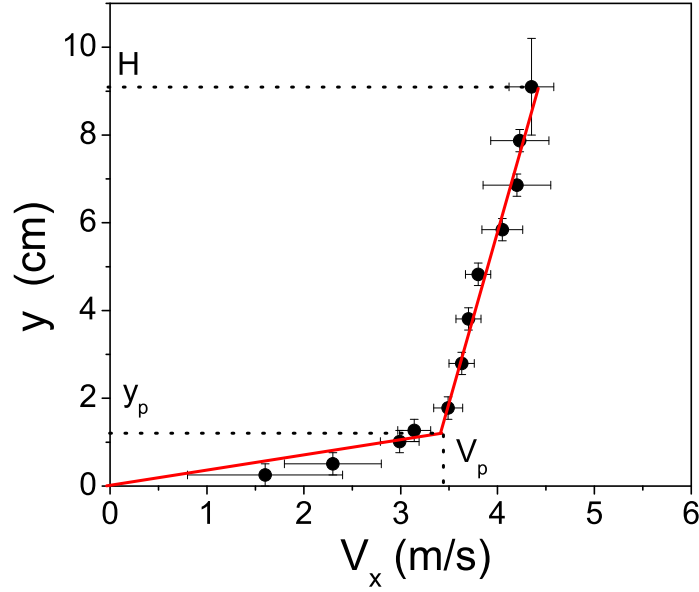


FIG. 7.1 – Ajustement bi-linéaire d'un profil de vitesse mesuré sur la neige naturelle : mesures (●) et meilleur ajustement (—) donné par $\dot{\gamma}_n = 16s^{-1}$, $\dot{\gamma}_p = 320s^{-1}$ et $y_p = 11mm$.

Cette formulation introduit trois paramètres : le taux de cisaillement de la couche supérieure $\dot{\gamma}_n$, le taux de cisaillement de la couche inférieure $\dot{\gamma}_p$ et son épaisseur y_p . La mesure de ces paramètres pour des écoulements permanents et uniformes à pente, épaisseur et type de neige variés donne accès au comportement rhéologique de la neige. Les tendances générales sont résumées dans le tableau 7.1.

Vers une rhéologie frictionnelle bicouche

La différence d'ordre de grandeur du taux de cisaillement entre les deux couches conduit à distinguer leur comportement. Le fait que les taux de cisaillement soient constants dans chacune des couches permet d'écrire leur comportement sous forme frictionnelle, c'est à dire en reliant le taux de cisaillement au coefficient de frottement effectif μ^* puisque, dans le régime permanent et uniforme, μ^* est constant dans l'épaisseur de l'écoulement et directement relié à la pente : $\mu^*(y) = \tan \theta$.

Couche inférieure

A épaisseur constante, le taux de cisaillement de la couche inférieure $\dot{\gamma}_p$ augmente lorsque l'inclinaison augmente (Figure 7.2 (a)) :

$$\mu^* = \tan \theta_{stop} + \alpha_3(\dot{\gamma}_p - \dot{\gamma}_p^c) \quad (7.2)$$

La dépendance linéaire est une approximation assez forte des données bruitées et est donnée ici avant tout pour mettre en valeur une pente d'arrêt θ_{stop} en dessous de laquelle l'écoulement s'arrête ainsi qu'un taux de cisaillement critique $\dot{\gamma}_p^c$ en dessous duquel l'écoulement s'arrête. A pente constante, le taux de cisaillement de la couche inférieure augmente lorsque l'épaisseur de l'écoulement augmente (Figure 7.2 (b)). Dans le même temps l'épaisseur de la couche inférieure y_p tend à diminuer lorsque la pente augmente ou que l'épaisseur de l'écoulement augmente (Figure 7.2 (c) et (d)). Mais l'estimation peu précise des deux grandeurs $\dot{\gamma}_p$ et y_p ne permet pas de distinguer des tendances plus fines. Par contre, la vitesse interfaciale $V_p = \dot{\gamma}_p y_p$ est déterminée avec plus de précision, et il apparaît très clairement une dépendance linéaire avec la pente (Figure 7.2 (e)) :

$$\mu^* = \tan \theta_{stop} + \alpha_1(V_p - V_p^c) \quad (7.3)$$

faisant apparaître une pente critique θ_{stop} et une vitesse interfaciale critique V_p^c en dessous desquelles l'écoulement s'arrête. A pente constante, la vitesse interfaciale augmente lorsque l'épaisseur de l'écoulement augmente (Figure 7.2 (f)). A pente et épaisseur constante, les grandeurs caractéristiques de la couche basale ($V_p, \dot{\gamma}_p, y_p$) ne varient pas significativement entre les différents types de neige. La comparaison est possible entre les campagnes (7-10), (5-13), (9-13a) et (6-13b).

Couche supérieure

A épaisseur et type de neige constant, le taux de cisaillement de la couche supérieure augmente lorsque l'inclinaison augmente (Figure 7.2 (g)) :

$$\mu^* = \tan \theta_{stop} + \alpha_2(\dot{\gamma}_n - \dot{\gamma}_n^c) \quad (7.4)$$

La dépendance linéaire est ici encore une approximation assez forte des mesures bruitées, et est donnée pour mettre en valeur une pente critique et un taux de cisaillement critique en dessous desquels l'écoulement s'arrête. A pente et type de neige constants, le taux de cisaillement de la couche supérieure diminue lorsque l'épaisseur de l'écoulement augmente (Figure 7.2 (h)). Enfin, à pente et épaisseur constante, le taux de cisaillement de la couche supérieure évolue significativement en fonction du type de neige.

7.1.2 Questions

Si les expériences menées permettent de mesurer le comportement rhéologique particulier de la neige, elles laissent plusieurs questions sans réponse.

	$\theta \nearrow$	$H \nearrow$	Dépend du type de neige
$\dot{\gamma}_n$	\nearrow	\searrow	Oui
$\dot{\gamma}_p$	\nearrow	\nearrow	Non
y_p	\searrow	\searrow	Non
V_p	\nearrow	\nearrow	Non

TAB. 7.1 – Dépendance des paramètres décrivant les profils de vitesse mesurés sur la neige.

Comportement

A la vue de ces résultats, la première question qui se pose concerne l'origine de la différence de comportement entre les deux couches : pourquoi la couche basale est-elle beaucoup plus cisailée que la couche supérieure (deux ordres de grandeurs) ? Pourquoi les grandeurs mesurées dans la couche basale sont-elles indépendantes du type de neige alors que le taux de cisaillement de la couche supérieure y est sensible ?

La seconde question concerne le paradoxe suivant : le taux de cisaillement est constant dans la couche supérieure de l'écoulement, ce qui signifie qu'il n'est pas directement dépendant de la pression ni de la contrainte de cisaillement qui, elles, varient. Puisqu'il ne s'agit pas d'un effet de la variation des contraintes, comment se fait-il que $\dot{\gamma}_n$ diminue lorsque l'épaisseur H des écoulements augmente ?

Présence d'agrégats

Les écoulements de neige sont composés d'un mélange de grains isolés et d'agrégats dont la taille peut atteindre plusieurs centimètres. Les mesures d'A. Bouchet [16] montrent que ces agrégats sont présents dans toute la couche supérieure des écoulements, mais la procédure ne permet pas de statuer sur leur présence dans la zone basale. Les vidéos de la surface libre montrent, elles, que ces agrégats persistent tout le long du canal. Les simulations numériques de grains cohésifs ou bidisperses précisent le rôle de ces agrégats sur le comportement rhéologique d'une assemblée de grains.

7.2 Rôle des agrégats dans les écoulements granulaires

Le comportement rhéologique d'une assemblée de grains monodisperses et sans cohésion est assez bien connu [43, 44, 71]. L'état de cisaillement de grains de masse m soumis à une pression P et un taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ est contrôlé par un seul nombre sans dimension, le nombre inertiel I :

$$I = \dot{\gamma} \sqrt{\frac{m}{P}} \quad (7.5)$$

Le comportement rhéologique de tels grains peut alors s'exprimer sous une forme frictionnelle par une relation linéaire entre le coefficient de frottement effectif et le nombre inertiel :

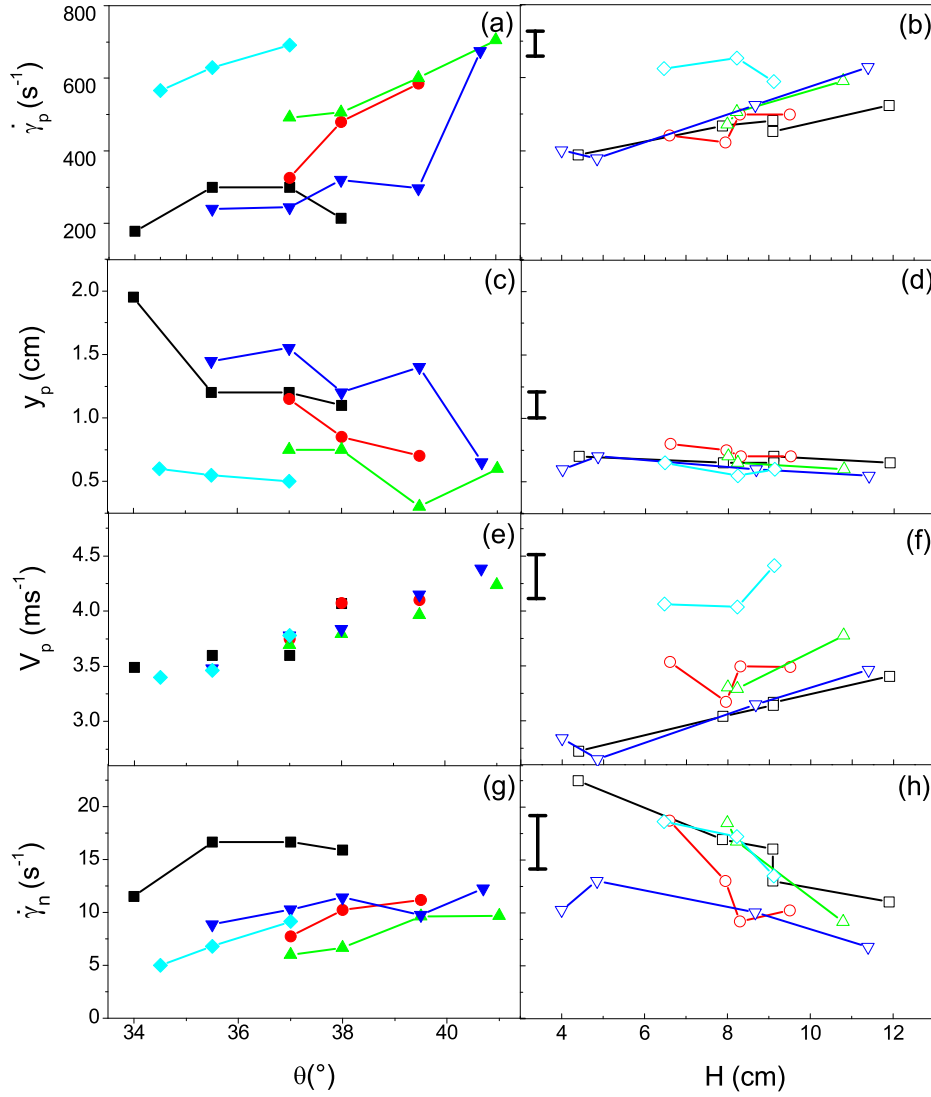


FIG. 7.2 – Effet de la pente et de l'épaisseur sur les paramètres des profils de vitesse : (a) et (b) taux de cisaillement $\dot{\gamma}_p$, (c) et (d) épaisseur y_p , (e) et (f) vitesse à l'interface V_p , (g) et (h) taux de cisaillement $\dot{\gamma}_n$; Epaisseur $H \approx 8.5\text{cm}$: campagne 8 (\blacktriangle), $H \approx 10\text{cm}$: campagnes 7 (\bullet) et 10 (\blacktriangledown), $H \approx 11.5\text{cm}$: campagnes 5 (\blacksquare) et 13 (\blacklozenge); Pente $\theta = 37^\circ$: campagne 9 (\circ) et 13a (\triangle), $\theta = 35.5^\circ$: campagnes 6 (\square) et 13b (\triangledown), $\theta = 38^\circ$: campagne 14 (\diamond). Les barres d'erreur sont liées à l'incertitude des mesures de vitesse.

$$\mu^*(I) \simeq \mu_{min}^* + bI \quad (7.6)$$

Comme la neige est un matériau granulaire dont les contacts cohésifs conduisent à la présence d'agrégats dans les écoulements, il s'agit maintenant de comprendre en quoi ces agrégats peuvent modifier le comportement rhéologique d'une assemblée de grains. Cette partie résume le comportement rhéologique de deux types de matériaux granulaires : d'une part une assemblée de grains cohésifs de même taille et d'autre part un mélange bidisperse de grains non cohésifs. Ces comportements ont été déterminés par les simulations numériques discrètes d'écoulements dans deux géométries : le cisaillement plan et le plan incliné.

7.2.1 Grains cohésifs et monodisperses

Le premier système étudié est une assemblée de grains cohésifs de même taille. Il apparaît que la force de cohésion modifie significativement le comportement rhéologique de l'assemblée et conduit à une agrégation des grains en écoulement. Cette section rappelle l'effet de la cohésion sur la loi de comportement des grains en précisant le rôle joué par les agrégats. Ces résultats sont présentés plus en détail dans le chapitre 5.

Modèle de cohésion

Différents modèles, détaillés dans le chapitre 2, représentent les multiples origines physiques des forces cohésives entre grains. L'approche adoptée consiste à considérer un modèle de cohésion aussi simple que possible qui représente la caractéristique la plus importante des forces cohésives : la résistance d'un contact à la traction. Les grains considérés interagissent par contacts directs. Sans cohésion, la force normale au contact est reliée à l'interpénétration h par une répulsion viscoélastique. Le modèle de cohésion consiste à opposer à cette répulsion une force qui tend à rapprocher les grains. La forme retenue de cette force adhésive est la suivante : $N^a(h) = \sqrt{4k_n N^c h}$ de sorte que la force normale totale s'écrit :

$$N(h) = k_n h + \zeta \dot{h} - \sqrt{4k_n N^c h}. \quad (7.7)$$

Ce modèle de cohésion conduit à une résistance des contacts à la traction N_c et les grains peuvent se coller et se décoller pendant l'écoulement. Il semble que la forme précise de $N^a(h)$ n'influe pas les comportements mesurés.

Comportement rhéologique

L'intensité de la cohésion des grains cohésifs soumis à une pression P est contrôlée par un nombre sans dimension :

$$\eta = \frac{N^c}{Pd} \quad (7.8)$$

qui compare la résistance maximale à la traction d'un contact avec la force caractéristique liée à la pression. Cette analyse dimensionnelle permet d'exprimer simplement l'effet de la cohésion sur le comportement rhéologique d'une assemblée de grains. La loi de comportement peut alors s'écrire sous une forme similaire à celle des grains sans cohésion (Figure 7.3 (a,b)) :

$$\mu^*(I, \eta) \simeq \mu_{min}^*(\eta) + b(\eta)I. \quad (7.9)$$

L'effet de la cohésion est alors représenté par les deux fonctions $\mu_{min}^*(\eta)$ et $b(\eta)$ qui ont une forme similaire : elles restent constantes tant que la cohésion est inférieure à un seuil ($\eta \lesssim 10$) puis augmentent fortement (Figure 7.3 (c)).

Pour cisailer des grains non cohésifs en écoulement dense, il faut les faire passer les uns par dessus les autres et les forces normales répulsives s'y opposent tant que le contact est dans la direction $\pi < \theta < \pi/2$. En présence de cohésion, cette résistance au cisaillement due aux forces répulsives existe toujours dans la zone $\pi < \theta < \pi/2$ mais il s'y ajoute l'effet des forces attractives dans la zone $\pi/2 < \theta < 0$ (Figure 7.4 (a)) : une fois le grain escaladé, il faut encore briser le contact. Le mécanisme élémentaire d'augmentation du frottement du à la cohésion est que, pour cisailer les grains, il faut rompre des contacts d'autant plus résistants que la cohésion est forte.

Echec d'une vision de type Rumpf-Coulomb

Pour décrire l'influence d'une force de cohésion sur la résistance à la rupture d'une assemblée de grains, H. Rumpf a proposé le raisonnement suivant [172, 167] : pour briser le matériau, il faut ajouter à la composante coulombienne la résistance à la traction de tous les contacts (voir Chapitre 2). Ainsi, le coefficient de frottement μ_c^* , rapport de la contrainte maximale supportée par l'assemblée de grains et la pression imposée, s'écrit (en deux dimension) :

$$\mu_c^*(N^c) = \mu_c^*(N^c = 0) + \frac{Z\nu N^c}{\pi P d} \quad (7.10)$$

où νZ , produit de la compacité et du nombre de coordination, représente la densité de contact de l'assemblée. Ce raisonnement a été testé en quasi-statique dans [193, 1]. En tenant un raisonnement analogue dans le cas où le matériau s'écoule et en considérant une compacité typique de l'ordre de 0.7 et un nombre de coordination typique de l'ordre de 2, le coefficient de frottement effectif devrait vérifier :

$$\mu^*(\eta) \approx \mu^*(\eta = 0) + 0.5\eta. \quad (7.11)$$

Or, si μ^* augmente bien avec la cohésion, les plus grandes valeurs mesurées, atteintes pour $\eta = 85$, sont de quelques unités alors que le raisonnement de Rumpf prédit des valeurs supérieures d'un ordre de grandeur.

Existence et rôle des agrégats

En parallèle à l'augmentation du coefficient de frottement effectif, la cohésion provoque une agglomération des grains qui conduit à une augmentation des hétérogénéités

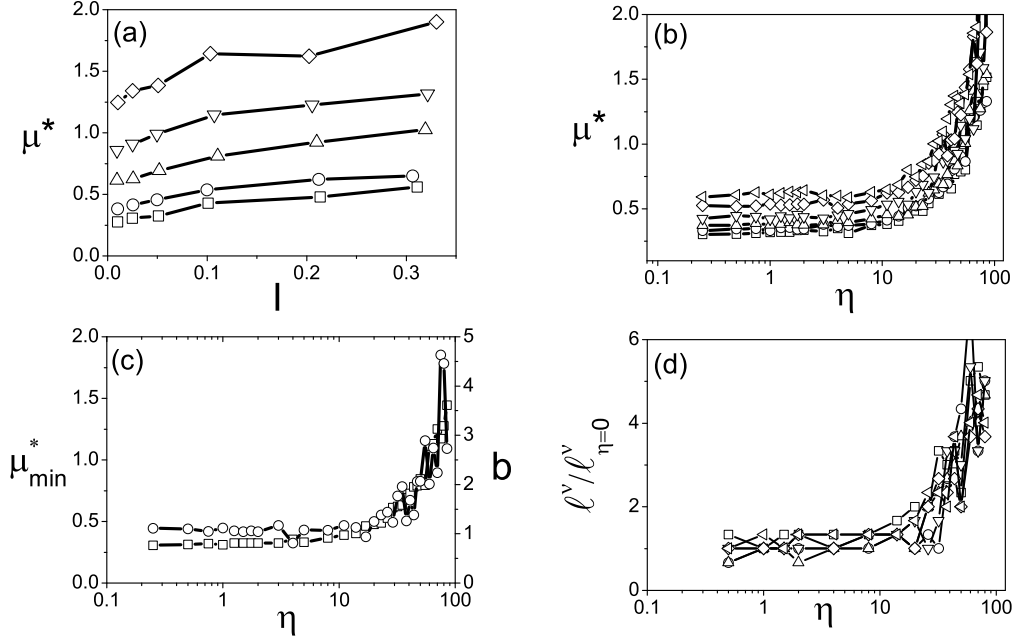


FIG. 7.3 – *Rhéologie des grains cohésifs* : (a) $\mu^*(I)$ pour $\eta = 0$ (\square), 10 (\circ), 30 (\triangle), 50 (∇), 70 (\diamond) ; (b) $\mu^*(\eta)$ pour $I = 0.01$ (\square), 0.025 (\circ), 0.05 (\triangle), 0.1 (∇), 0.2 (\diamond), 0.3 (\triangleleft) ; (c) paramètres de l'ajustement linéaire de $\mu^*(I)$ en fonction de l'intensité de la cohésion : $\mu_{\min}^*(\eta)$ (\square) et $b(\eta)$ (\circ) ; (d) taille caractéristique $\ell^\nu(\eta)$ des agrégats (corrélation du champ de compacité locale) pour $I = 0.01$ (\square), 0.025 (\circ), 0.05 (\triangle), 0.1 (∇), 0.2 (\diamond), 0.3 (\triangleleft).

de la microstructure : les grains s'organisent en une assemblée d'agrégats connexes qui se forment, se déforment et se brisent au cours de l'écoulement. Une double échelle de granularité apparaît alors : celle liée aux grains et celle liée aux agrégats. Une façon de quantifier la taille de ces agrégats est de mesurer la longueur typique ℓ^ν des corrélations du champ de compacité locale. D'autres indicateurs existent et donnent qualitativement les mêmes résultats : la taille typique des agrégats ℓ^ν reste inchangée pour ($\eta \lesssim 10$) puis augmente fortement (Figure 7.3 (d)).

L'existence de ces agrégats joue un rôle crucial dans le comportement rhéologique des grains cohésifs. En effet, pour cisailer l'assemblée de grains, il n'est plus nécessaire de briser en même temps toutes les liaisons cohésives, ce qui est supposé dans la vision Rumpf-Coulomb, mais simplement celles qui relient les agrégats entre eux (Figure 7.4 (b)). Par conséquent, seules les liaisons à l'interface entre deux agrégats résistent au cisaillement pendant que les liaisons entre grains internes ne sont pas sollicitées. Cette vision est très simplificatrice puisqu'elle ne prend pas en compte la déformation des agré-

gats pendant l'écoulement, c'est à dire la sollicitation des contacts internes. Cependant, elle fournit une explication à la différence d'ordre de grandeur entre une vision de type "Rumpf" et les mesures réalisées.

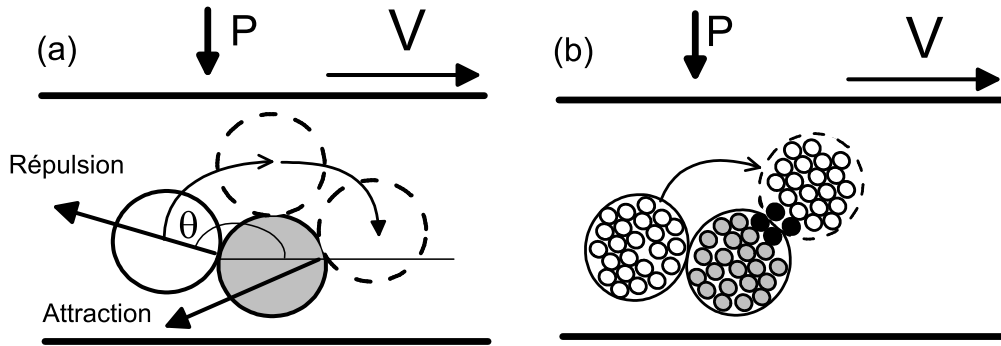


FIG. 7.4 – Schémas de principe de l'origine du frottement en présence de cohésion : (a) sans agrégats et (b) avec agrégats (les grains noirs sont ceux qui relient les deux agrégats).

7.2.2 Grains bidisperses non cohésifs

Le second système étudié est un mélange bidisperse de grains sans cohésion. Les grains sont des disques viscoélastiques frottants de deux tailles : petits ou gros. Les gros grains jouent le rôle d'agrégats indéformables et incassables. Le mélange est alors caractérisé par deux nombres sans dimension : le rapport de taille entre gros et petits grains (D_r), et la proportion surfacique de gros grains (S_r). Mais il apparaît que le comportement de ce type de matériaux ne dépend que d'un paramètre : le diamètre moyen \mathcal{D} du mélange. Le comportement peut alors s'écrire de la même manière que celui des grains monodisperses, mais en considérant un nombre inertiel exprimé en fonction du diamètre moyen du mélange :

$$\begin{cases} \mu^*(I, \eta) \simeq \mu_{min}^* + bI_{\mathcal{D}}, \\ \text{Avec } I_{\mathcal{D}} = \dot{\gamma} \mathcal{D} \sqrt{\frac{\rho_p}{P}}. \end{cases} \quad (7.12)$$

7.3 Ecoulements sur plan incliné : comparaison entre la neige et les granulaires

Le comportement rhéologique de grains sans cohésion et monodisperses représente deux caractéristiques des écoulements de neige : un arrêt du matériau à pente non nulle

	neige	Grains sans cohésion	Grains cohésifs	grains bidisperses
profil de vitesse	Bicisaillé	Bagnold	Bouchon	Bicisaillé (1)
pente d'arrêt	$\sim 33^\circ$	$\sim 15 - 20^\circ$	$\rightarrow 90^\circ$	$\sim 15 - 20^\circ$
taux de cisaillement d'arrêt	oui	non	non	non
épaisseur d'arrêt	faible	oui	oui	faible

TAB. 7.2 – Comparaison des principales caractéristiques d'écoulement sur plan incliné de neige et de grains.

et un profil de vitesse cisailé sur toute son épaisseur. Néanmoins, il ne représente pas la différence de taux de cisaillement entre les deux couches. Il s'agit maintenant de tester si l'introduction d'une force de cohésion ou bien d'agrégats rigides rapproche ce comportement de celui de la neige.

7.3.1 Profil de vitesse

Le profil de vitesse de type Bagnold obtenu avec des grains sans cohésion et monodisperses ne représente pas la différence de cisaillement entre les couches basale et supérieure mesurée sur les écoulements de neige (Figure 7.5 (a)).

Grains cohésifs

Lors d'un écoulement de grains cohésifs sur plan incliné, l'intensité de la cohésion, rapport entre la résistance d'un contact à la traction N^c et la force liée à la pression, diminue avec la profondeur y :

$$\eta(y) \propto \frac{Bo_g}{(H - y)} \quad (7.13)$$

où Bo_g est le nombre de Bond granulaire qui compare N^c au poids d'un grain. Par conséquent, l'effet de la force d'adhésion est plus important près de la surface libre que dans le fond de l'écoulement. Les figures 7.5 (b,c,d) comparent le profil de vitesse d'écoulement de grains cohésifs ($Bo_g = 60, 100, 200$) avec celui d'un écoulement de neige. Pour $Bo_g = 60$, le taux de cisaillement diminue dans la couche supérieure, où le profil mesuré sur la neige est bien représenté. Si la cohésion augmente ($Bo_g = 100$) l'épaisseur de cette couche augmente. Mais lorsque la cohésion augmente encore, le profil de vitesse devient de type bouchon : le taux de cisaillement augmente dans la couche basale, mais s'annule dans la couche supérieure.

Mélanges bidisperses

Les écoulements bidisperses sur plan incliné se structurent en trois couches par ségrégation des gros grains vers le haut : la couche basale est constituée de petits grains,

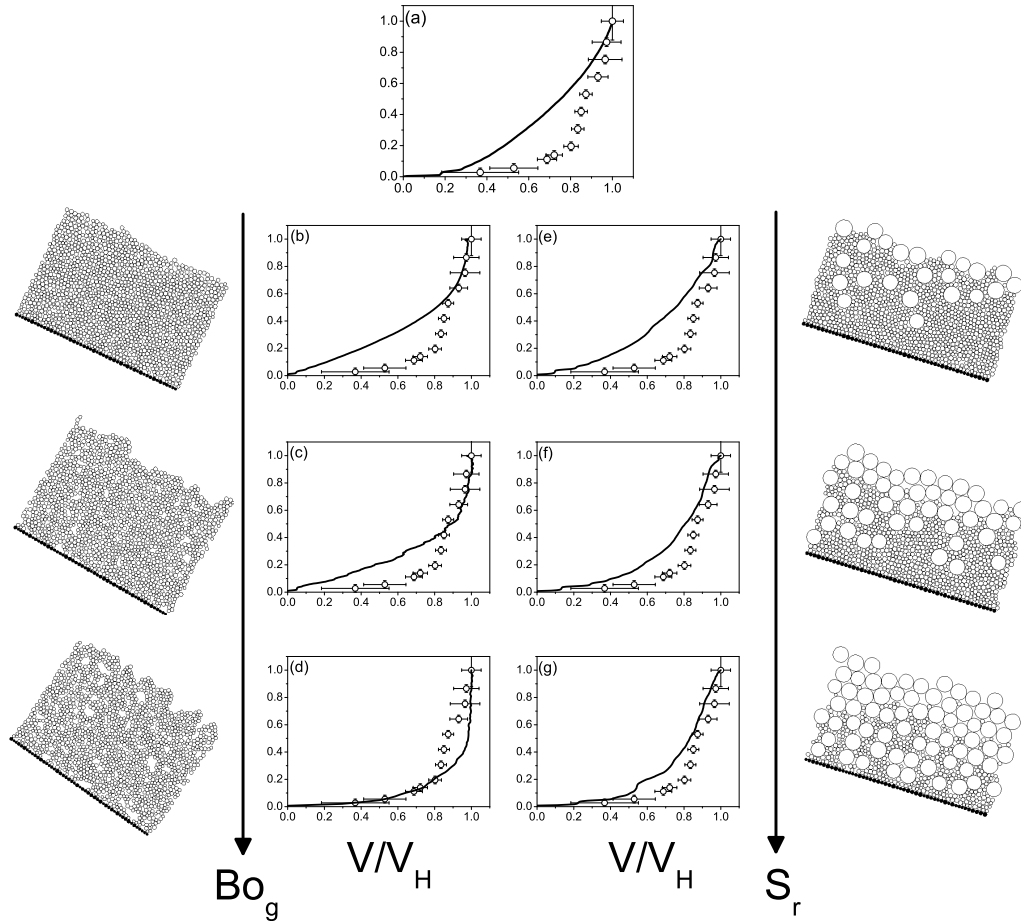


FIG. 7.5 – Comparaison de la forme d'un profil de vitesse mesuré sur la neige (\circ) avec ceux issus des simulations de grains : (a) non cohésifs et monodisperses ; cohésifs et monodisperses : (b) $Bo_g = 60$, (c) $Bo_g = 100$, (d) $Bo_g = 200$; non cohésifs et bi-disperses ($D_r = 4$) : (e) $S_r = 1/4$, (f) $S_r = 1/2$, (g) $S_r = 3/4$.

la couche supérieure de gros grains, et la couche centrale est mixte. Les figures 7.5 (e,f,g) comparent le profil de vitesse d'écoulements de mélanges bidisperses ($D_r = 4$, $S_r = 1/4, 1/2, 3/4$) avec celui d'un écoulement de neige. L'effet de la présence des gros grains est double : ils diminuent le taux de cisaillement dans la couche supérieure (sans l'annuler) et, s'ils sont suffisamment nombreux pour être présents près de la paroi rugueuse, ils favorisent le glissement entre l'écoulement et cette paroi conduisant ainsi à une augmentation du taux de cisaillement dans la couche inférieure. Le profil de vitesse ainsi obtenu est comparable à celui de la neige.

7.3.2 Arrêt des écoulements

Pente d'arrêt

Une caractéristique majeure des écoulements de neige est leur arrêt en dessous d'une pente non nulle : $\theta_{stop} \approx 33^\circ$. Cette caractéristique se retrouve pour des grains sans cohésion et monodisperses, où la pente d'arrêt dépend de l'épaisseur de l'écoulement [151, 153, 155, 71] et du couple matériaux rugosité considéré [169, 76] : pour des grains sphériques, comme des billes de verre, la pente d'arrêt est typiquement de 20° . Les simulations numériques bidimensionnelles conduisent à des pente d'arrêts légèrement plus faibles (environ 15°). Par contre, pour des grains anguleux comme le sable, la pente d'arrêt peut augmenter jusqu'à 40° .

L'ajout d'une force de cohésion entre les grains augmente cette pente d'arrêt. Les simulations montrent qu'elle passe d'environ 15° sans cohésion à 30° pour $Bo_g = 200$. Une force de cohésion assez grande devrait être en mesure d'empêcher l'écoulement quelle que soit la pente.

Pour les mélanges bidisperses sans cohésion, l'effet de la présence des gros grains est double. S'ils sont suffisamment peu nombreux pour ne pas interagir avec la rugosité ils tendent à ralentir l'écoulement dans la couche supérieure, et donc à augmenter la pente d'arrêt. Mais s'ils sont assez nombreux pour interagir avec la rugosité, leur piégeage plus difficile favorise le glissement, ce qui diminue la pente d'arrêt.

Taux de cisaillement critique

Une autre caractéristique importante des écoulements de neige est l'existence d'un taux de cisaillement critique en dessous duquel l'écoulement se bloque. La valeur de ce taux de cisaillement est d'environ $5s^{-1}$ dans la couche supérieure et d'environ $150s^{-1}$ dans la couche inférieure. Cette caractéristique ne se retrouve pas dans les matériaux granulaires étudiés ici, qu'ils soient cohésifs ou bidisperses.

7.3.3 Effet des parois

Les écoulements sur plan incliné sont contrôlés d'une part par la rhéologie du matériau qui s'écoule, mais aussi par son interaction avec les parois, basale ou latérales.

Fond rugueux

Dans les simulations numériques, la rugosité est composée de grains dont les propriétés mécaniques sont celles des grains en écoulement. Néanmoins, le fait que ces grains soient ordonnés (alignés et jointifs) et fixes conduit à une structuration des grains en écoulement sur une épaisseur d'environ cinq couches. Dans cette zone, la loi de comportement du matériau ne suffit plus à décrire l'écoulement : la rugosité conduit à une structuration des grains qui favorise le glissement entre les couches. Il faut remarquer que, dans le cas des mélanges bidisperses, la perturbation due à la rugosité (faite de petits grains) concerne une couche de quelques *gros* grains, qui peut correspondre à la totalité de l'épaisseur de

l'écoulement. Dans la couche affectée par la rugosité, le taux de cisaillement augmente par rapport à la prédiction de la loi de comportement. Naturellement, sans rugosité ou avec une rugosité plus fine, ce taux de cisaillement devrait encore augmenter.

Pour les écoulements de neige, la rugosité est du papier de verre dont la taille des aspérités est environ celles des grains de neige ($\sim 0.5mm$). Le rôle précis de cette rugosité n'est pas accessible par nos mesures, mais il semble raisonnable de penser que, si elle influence très certainement la couche basale de l'écoulement, elle ne devrait pas affecter la couche supérieure.

Parois latérales

L'influence des parois latérales est un thème récemment abordé dans le cas d'écoulement de grains sans cohésion [192, 191, 97, 98]. Il apparaît qu'elles peuvent influencer considérablement l'écoulement, notamment la forme de son profil de vitesse lorsque qu'elles sont trop proches ou trop frottantes. Un nombre sans dimension, noté ξ_p , a été proposé pour distinguer différents régimes d'influence de ces parois [191] (ce point est détaillé dans le chapitre 2) :

$$\xi_p = \frac{\mu_p H}{\mu l} \quad (7.14)$$

ξ_p compare le coefficient de frottement μ_p exercé par les parois latérales sur l'écoulement au coefficient de frottement μ entre les grains, ainsi que l'épaisseur H de l'écoulement à sa largeur l . Pour ξ_p proche de 0, les parois latérales n'affectent pas l'écoulement. Pour ξ_p de l'ordre de 1, le cisaillement diminue dans la couche inférieure de l'écoulement et pour ξ_p assez grand, l'écoulement devient surfacique : les grains du fond se bloquent et seul ceux proches de la surface s'écoulent.

Pour les simulations numériques bidimensionnelles, le problème des parois latérales ne se pose pas. En revanche, il intervient dans les écoulements de neige en canal. Le rapport H/l est typiquement de $10cm/20cm = 0.5$. Le coefficient de frottement entre la neige et le PVC (matériau constituant les parois latérales) est de l'ordre de 0.05 [56] alors que celui de entre la neige et le socle rugueux est de l'ordre de 0.5 [27]. Pour les écoulements de neige en canal il apparaît donc que $\xi_p < 1$, ce qui correspond à un faible effet des parois latérales. Cependant, la présence d'agrégats de grande taille (quelques centimètres) comparée à la taille du canal (20 cm) pourrait conduire à des effets de voûte tendant à freiner l'écoulement.

7.4 Écoulements de neige, vision bicouche

La présence d'agrégats de grande taille apparaît donc comme une origine possible du profil de vitesse bicisaillé mesuré pour les écoulements de neige qui seraient alors composés de grains isolés dans la couche basale et d'un mélange de grains isolés et d'agrégats dans la couche supérieure. Cette vision bicouche de l'écoulement est confortée d'une part par l'observation d'agrégats dans la couche supérieure qui persistent tout le long du canal,

et d'autre part par l'observation d'une fine couche de grains isolés qui restent piégés par la rugosité à la fin de l'écoulement.

7.4.1 Pourquoi une vision bicouche

Origine des agrégats

Le manteau neigeux se présente initialement sous la forme d'une assemblée de petits grains de glace (diamètre d'environ 0.2mm) collés entre eux par des ponts de glace plus ou moins résistants et nombreux selon l'état de transformation de la neige. Lors des différentes étapes de préparation, de nombreux ponts de glace sont brisés, mais certains existent encore au début de l'écoulement. Comme la croissance de ces ponts est un processus lent (quelques heures [106, 35]), il n'ont vraisemblablement pas le temps d'évoluer pendant l'écoulement, mais ils peuvent se briser.

Après l'arrêt d'un écoulement dans le canal, la neige forme rapidement (en moins d'une seconde) un bloc solide. Il apparaît donc un mode de cohésion suffisamment rapide pour former des agrégats pendant l'écoulement. Une origine possible de cette cohésion est la présence à la surface des grains d'une fine couche d'eau liquide (quelques diamètres moléculaires), même à des températures négatives, qui se solidifie lors d'un contact entre deux grains et forme ainsi un pont solide [212].

Origine de l'organisation en deux couches

Quelle que soit leur origine, les agrégats sont bien présents dans les écoulements, tout comme dans les avalanches réelles. Mais pourquoi se trouveraient-ils préférentiellement dans la couche supérieure ?

Le premier mécanisme possible est la ségrégation des agrégats vers le haut. Mais compte tenu du faible taux de cisaillement, donc de la faible agitation dans la couche supérieure, cette ségrégation n'a sans doute pas le temps d'opérer dans les quelques secondes que met l'écoulement à parcourir le canal. Par ailleurs, aucun mouvement convectif n'a été observé à la surface : les agrégats visibles à la surface le restent tout le long de l'écoulement.

Le second mécanisme possible est que la composition de l'écoulement est initialement homogène : les agrégats occupent toute l'épaisseur de l'écoulement, mais ceux qui entrent en contact avec la rugosité s'érodent et forment ainsi la couche basale de grain isolé. Ce mécanisme, plus que la ségrégation, semble pouvoir expliquer la présence préférentielle des agrégats dans la couche supérieure.

7.4.2 Réponses apportées par la vision bicouche

La vision bicouche de l'écoulement peut expliquer la différence de comportement mesurée entre les couches basales et supérieures : les couches se comportent différemment puisque le matériau qui les constitue est différent.

Ordre de grandeur des taux de cisaillement

Le taux de cisaillement de la couche basale $\dot{\gamma}_p$ est largement supérieur à celui de la couche supérieure $\dot{\gamma}_n$. Dans une couche basale constituée de grains isolés, l'échelle de taux de cisaillement liée à la gravité est $\dot{\gamma}_p = \sqrt{g/d}$ où d est la taille des grains isolés. Pour une taille de grains isolé $d = 0.1mm$, l'ordre de grandeur du taux de cisaillement lié à la gravité $\dot{\gamma}_p = 300s^{-1}$ correspond aux mesures. Dans la couche supérieure constituée d'agrégats de taille D , l'échelle de taux de cisaillement liée à la gravité s'écrit : $\dot{\gamma}_n = \sqrt{g/D}$. Pour une taille d'agrégats de quelques centimètres ($D = 5cm$), l'ordre de grandeur du taux de cisaillement lié à la gravité $\dot{\gamma}_n \sim 15s^{-1}$ correspond aux mesures.

Couche supérieure

Les mesures montrent que le taux de cisaillement $\dot{\gamma}_n$, constant dans la couche supérieure, augmente avec la pente θ , diminue lorsque l'épaisseur H augmente et dépend du type de neige.

La taille des agrégats est limitée par l'épaisseur H de l'écoulement. Plus les écoulements sont épais, plus il est probable qu'ils contiennent de gros agrégats, donc plus le taux de cisaillement lié à la gravité diminue. En estimant la taille des agrégats par l'épaisseur de l'écoulement, le taux de cisaillement lié à la gravité $\dot{\gamma}_g = \sqrt{g/H}$ prédit bien une décroissance du taux de cisaillement avec H , tout en permettant $\dot{\gamma}_n(y)$ constant dans la couche supérieure. Selon le type de neige considéré, les liaisons solides entre les grains sont plus ou moins résistantes et nombreuses. Par conséquent, la distribution des tailles d'agrégats varie d'un type de neige à un autre, ce qui explique le fait que $\dot{\gamma}_n$ dépende du type de neige.

Couche basale

Les mesures montrent que le taux de cisaillement moyen de la couche basale $\dot{\gamma}_p$ augmente avec la pente θ ainsi qu'avec l'épaisseur H et ne dépend pas du type de neige. La couche basale est composée de grains de glace isolés. Si la nature des liaisons varie entre les différents types de neige, les grains, eux, ne changent pas significativement. Les propriétés de la couche basale ne dépendent donc pas du type de neige considéré. Comme la couche basale est fine, les variations de pression y sont négligeable comparée à la pression moyenne qui y règne $P \approx \rho g H \cos \theta$. L'état de cisaillement est donc quasi homogène, $\mu^* = \tan \theta$ et P étant imposés. L'hypothèse que cette zone de l'écoulement se comporte comme des grains monodisperses et sans cohésion donne lieu à la prédiction suivante pour le taux de cisaillement :

$$\begin{aligned} \mu^* &= \mu_s^* + b\dot{\gamma}_p \sqrt{\frac{m}{P}} \\ \Rightarrow \dot{\gamma}_p &= \frac{\tan \theta - \mu_s^*}{b} \sqrt{\rho g H \cos \theta} \end{aligned} \quad (7.15)$$

qui est en accord qualitatif avec les tendances mesurées : $\dot{\gamma}_p$ augmente avec l'épaisseur H de l'écoulement ainsi qu'avec la pente.

7.5 Perspectives

Les thèmes abordés dans cette thèse, aussi bien les écoulements de neige dense que les écoulements granulaires cohésifs ou polydisperses, sont des terrains relativement vierges. Ce travail a apporté un certain nombre d'éléments de compréhension qui ouvrent différentes pistes et laissent bien évidemment de nombreuses questions ouvertes.

7.5.1 Ecoulements de neige

Les expériences réalisées au col du Lac Blanc ont révélé un comportement rhéologique atypique de la neige, lié à la présence d'agrégats dans les écoulements. Si de nombreuses tendances qualitatives ont été mises en évidence, plusieurs pistes peuvent être approfondies.

Caractérisation du matériau

L'une des difficultés de cette thèse est d'étudier le comportement rhéologique de la neige sans pouvoir caractériser quantitativement les propriétés des grains qui, ce qui ne simplifie pas le problème, évoluent dans le temps.

L'une des conclusions de l'étude est que le taux de cisaillement de la couche supérieure "dépend de l'état de frittage des grains". Pour dépasser ce stade qualitatif, il est nécessaire de caractériser les grains de neige en mesurant leur taille, leur forme et leurs propriétés mécaniques, et tout particulièrement leur mode d'adhésion. Cette tâche est rendue difficile par la petite taille des grains (de l'ordre de $0.2mm$), leur fragilité et par la distribution sans doute large des grandeurs au sein du manteau neigeux, qui imposera une étude statistique, donc la multiplication des mesures. Malgré ces difficultés, la caractérisation des liaisons entre grains de neige apparaît comme une étape incontournable puisqu'elles contrôlent le comportement rhéologique de la neige en permettant l'existence d'agrégats dans les écoulements. De plus, cette caractérisation est un préalable indispensable à la compréhension des phénomènes d'entraînement, d'érosion et de dépôt (c'est à dire comment la neige en écoulement mobilise le manteau neigeux, ou comment elle s'y arrête) qui jouent un rôle crucial dans la propagation ou l'arrêt d'une avalanche.

Mesures des agrégats

Il apparaît que les agrégats jouent un rôle crucial dans le comportement rhéologique de la neige. Il serait donc utile de caractériser la taille, la forme et la quantité des agrégats présents dans les écoulements. Ces mesures doivent être réalisées lors des écoulements, car une fois arrêtée la neige forme très rapidement (en moins d'une seconde) un seul et même agrégat. Une méthode de mesure possible consiste à étaler et filmer les écoulements sur une large surface inclinée à la sortie du canal.

Effet des parois

La rugosité basale influe certainement le taux de cisaillement et l'épaisseur de la couche basale, qui est responsable de l'essentiel de la vitesse de l'écoulement. Une rugosité trop fine pourrait défavoriser l'abrasion des agrégats et conduirait donc à des couches basales plus fines. Au delà d'une certaine taille, les aspérités pourraient piéger des grains de neige qui formeraient alors une nouvelle couche basale. Un moyen de tester cette influence consiste à modifier la granularité du papier de verre utilisé.

Les parois latérales modifient considérablement les écoulements de grains monodisperses et sans cohésion, mais leur effet en présence de cohésion ou de gros grains demeure inconnue. En présence de cohésion, il est probable qu'une éventuelle adhésion entre les grains et ces parois ainsi que le développement de mouvements corrélés sur de grandes distances accroissent l'effet des parois latérales. La présence de gros grains, en diminuant le nombre de grains dans la largeur, devrait elle aussi favoriser la propagation des perturbations des parois latérales. Un moyen de quantifier ces effets dans le cas de la neige consisterait à réaliser des écoulements pour différentes largeurs.

Neige humide

Cette thèse s'est concentré sur le cas de la neige de type grains fins, c'est à dire en l'absence d'eau liquide. Mais l'eau liquide est souvent présente, notamment dans les avalanches de printemps. Elle conduit très certainement à un comportement rhéologique particulier. L'étude du comportement rhéologique de la neige en fonction de sa teneur en eau liquide constitue un thème de recherche à part entière.

Application aux avalanches réelles

Les expériences menées au col du Lac Blanc ont permis la mesure d'une loi de frottement ne dépendant que peu de l'état de frittage des grains. Cette loi diffère de celles utilisées jusqu'à présent par l'introduction d'un nombre de Froude critique en dessous duquel les écoulements s'arrêtent. L'étape suivante est d'implémenter cette loi de frottement dans un code de simulation de type Saint-Venant pour comparer ses prédictions (vitesse, étalement, distance d'arrêt) aux mesures faites sur des avalanches réelles dans une topographie donnée (ce point est détaillé dans le chapitre 1).

7.5.2 Simulations numériques

Les simulations numériques discrètes ont permis de comprendre l'effet d'une force de cohésion ou l'effet de la polydispersité sur la rhéologie d'une assemblée de grain. Sur ces thèmes aussi, plusieurs pistes peuvent être approfondies.

Taille des systèmes

Les simulations numériques discrètes ne permettent pas de simuler des écoulements de la taille des avalanches, ni même de la taille du canal. Les systèmes simulés dans

cette thèse sont particulièrement petits pour permettre un grand nombre de simulations. Le recours aux conditions aux limites périodiques permet de simuler des écoulements infiniment grands dans certaines directions, mais plusieurs types d'études nécessiteraient un plus grand nombre de grains : le passage des simulations en trois dimensions, l'étude de plus grands rapports de taille pour les mélanges bidisperses, l'étude de niveaux de cohésion plus fort qui donneraient lieu à des mouvements corrélés sur de plus grandes distances. Ces études nécessiteront probablement une parallélisation des codes de calcul, en cours au LMSGC.

Rhéologie des grains cohésifs

Les écoulements de grains cohésifs ont révélé une phénoménologie assez riche. La prochaine étape consiste à tester différents modèles de cohésion plus réalistes, comme par exemple des ponts liquides ou solides, la prise en compte de déformations plastiques, d'une résistance au roulement, ou encore une force de cohésion qui évolue au cours du temps de contact. Il est probable que l'effet de la résistance maximale à la traction, discuté dans cette thèse, se retrouve pour tous ces modèles, comme il est probable que l'introduction de nouveaux paramètres, tels que le seuil de rupture d'un pont solide ou le temps de formation d'un pont liquide, joue un rôle sur le comportement rhéologique de l'assemblée.

Rhéologie des mélanges polydisperses

L'étude de la polydispersité sur les écoulements de grains s'est cantonnée ici au cas très simple d'un mélange bidisperse. L'étape suivante est de considérer d'autres distributions plus réalistes, c'est à dire continue et éventuellement avec des rapports de taille plus étendus. Pour mesurer facilement le comportement rhéologique de tels systèmes, il sera sans doute utile d'utiliser la géométrie du cisaillement plan.

Ecoulement sur plan incliné : effet des parois

Les simulations d'écoulement sur plan incliné, quel que soit le type de grain considéré, montrent que la rhéologie du matériau décrit l'écoulement dans la zone suffisamment éloignée des parois, mais que l'effet de la rugosité perturbe l'écoulement dans une couche basale épaisse de quelques grains. L'influence de la rugosité est à ce jour mal comprise, même dans le cas de grains sans cohésion et monodisperses, mais tout porte à croire qu'elle joue un rôle majeur sur les écoulements, tout particulièrement dans leur phase d'arrêt.

Publications

Revue à comité de lecture

1. *Rheophysics of cohesive granular materials.*
P. G. Rognon, J-N. Roux, D. Wolf, M. Naaïm, F. Chevoir.
Europhysics Letters, 74, p. 644 – 650 (2006).
2. *Dense flows of bidisperse assemblies of disks down an inclined plane.*
P. G. Rognon, J-N. Roux, M. Naaïm, and F. Chevoir.
Physics of Fluids (2007).
Soumis.
3. *Rheology of cohesive granular materials : discrete simulation of plane shear flows.*
P. G. Rognon, J-N. Roux, M. Naaïm, and F. Chevoir.
Journal of Fluid Mechanics(2007).
En préparation.
4. *Experimental study of the rheology of dense snow flow.*
P. G. Rognon, F. Chevoir, F. Ousset, H. Bellot, P. Coussot and M. Naaïm.
Journal of Rheology (2007).
En préparation.
5. *Dense snow avalanches : the "caterpillar" effect*
P. G. Rognon, A. Bouchet, F. Ousset, H. Bellot, F. Chevoir, M. Naaïm and P. Coussot.
Nature (2007).
En préparation.

Actes de colloque

1. *Rhéologie des pâtes et des milieux granulaires.*
F. Chevoir, E. Azanza, F. da Cruz, Junior, G. Koval M. Prochnow, **P. Rognon**, Ph. Coussot, P. Moucheron, J-N. Roux, L.Tocquer.
Chapitre "Ecoulements granulaires : physique et applications", Laboratoire Central des Ponts et Chaussées - Collection Etudes et Recherches des Laboratoires des Ponts et Chaussées (2006), p 7 – 32, Paris.

2. *Rhéophysique des matériaux granulaires cohésifs.*
F. Chevoir, **P. Rognon**, J-N. Roux, M. Naaïm.
Colloque du Groupe Français de Rhéologie, (2006).
3. *Rhéophysique des matériaux granulaires cohésifs.*
F. Chevoir, **P. Rognon**, J-N. Roux, M. Naaïm.
Journées Sciences de l'Ingénieur des Laboratoires des Ponts et Chaussées, CD Rom, (2006).
4. *Dense flow of bi-disperse assemblies of disks down an inclined plane.*
P. G. Rognon, J-N. Roux, M. Naaïm, and F. Chevoir.
Powders and Grains (2005), p 795 – 798. Editeurs R. Garcia-Rojo, H. J. Herrmann, S. McNamara, A.A. Balkema, Leiden, The Netherlands.
5. *Rheology of cohesive granular materials.*
P. G. Rognon, J-N. Roux, M. Naaïm, and F. Chevoir. Powders and Grains (2005), p 565 – 568. Editeurs R. Garcia-Rojo, H. J. Herrmann, S. McNamara, A.A. Balkema, Leiden, The Netherlands.
6. *Transient rigid clusters in dense granular flows*
P. Mills, **P.G. Rognon**, F. Chevoir.
Powders and Grains (2005), p 365 – 369. Editeurs R. Garcia-Rojo, H. J. Herrmann, S. McNamara, A.A. Balkema, Leiden, The Netherlands.
7. *Ecoulements granulaires denses.*
F. Chevoir, F. da Cruz, **P.G. Rognon**, J-N. Roux.
Congrès Français de Mécanique, CD Rom, Troyes (2005).
8. *Dense granular flows : friction and jamming*
F. Chevoir, F. da Cruz, M. Prochnow, **P.G. Rognon**, J-N. Roux.
17th ASCE Engineering Mechanics Conference, CD Rom, Université du Delaware (2004).
9. *Rhéologie des matériaux granulaires cohésifs : simulation numérique du cisaillement plan*
P. Rognon, F. Da Cruz, S. Emam, J-N. Roux, F. Chevoir.
Colloque Science et Technologie des Poudres, CD Rom, (2004).

Rapports

1. *Ecoulements granulaires sur plan incliné : étude expérimentale de la transition vers l'arrêt.*
P. Rognon.
Rapport de stage de maîtrise Sciences des Matériaux, Université de Marne La Vallée, (2002).
2. *Ecoulements de grains cohésifs : simulation et modélisation.*
P. Rognon.
Rapport de stage de D.E.A Modélisation et Simulation des Matériaux, Université de Marne La Vallée, (2003).

Références

- [1] L. Aarons and S. Sundaresan. Shear flow of assemblies of cohesive and non-cohesive granular materials. *Powder Tech.*, 169 :10–20, 2006.
- [2] E. Aharonov and D. Sparks. Shear profiles and localization in simulations of granular materials. *Phys. Rev. E*, 65 :051302, 2002.
- [3] A.W. Alexander, B. Chaudhuri, A. Faqih, F.J. Muzzio, C. Davies, and M.S. Tomassone. Avalanching flow of cohesive powders. *Powder Tech.*, 164 :13–21, 2006.
- [4] M. P. Allen and D. J. Tildesley. *Computer simulation of liquids*. Oxford University Press, Oxford, 1987.
- [5] W. J. Ammann. A new test-site for avalanche experiment in the vallée de la Sionne / Vallais. *Cold Regions Sciences and Technology*, 30 :3–11, 1999.
- [6] C. Ancey. *Guide neige et avalanche, Connaissance, Pratiques, Sécurité*. Edisud, Aix-en-Provence, 1996.
- [7] C. Ancey and F. Lacroix. *Dynamique des avalanches*. PPUR, 2006.
- [8] C. Ancey and M. Meunier. Estimating bulk rheological properties of flowing down snow avalanches from field data. *J. Geophys. Res.*, 6109 :F01004, 2004.
- [9] E. Azanza. *Ecoulements granulaires bidimensionnels sur plan incliné*. PhD thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 1998. in French.
- [10] M. Babic, H. H. Shen, and H. T. Shen. The stress tensor in granular shear flows of uniform, deformable disks at high solid concentrations. *J. Fluid Mech.*, 219 :81–118, 1990.
- [11] T. Baumberger. *Dynamique de glissement d’une interface multicontacs*. Habilitation à Diriger des Recherches, Université Paris VII Jussieu, 1997.
- [12] G. Berton, R. Delannay, P. Richard, N. Taberlet, and A. Valance. Two-dimensional inclined chute flows : Transverse motion and segregation. *Physical Review E*, 68 :051303, 2003.
- [13] K.W Birkeland. Terminology and predominant processes associated with the formation of weak layers of near-surface faceted crystals in the mountains of snowpack. *Artic and Alpine Research*, 30 :91–101, 1998.
- [14] L. Bocquet, E. Charlaix, and F. Restagno. Physics of humid granular media. *Compte Rendu Physique*, 3 :207–215, 2002.

- [15] D. Bonamy, F. Daviaud, L. Laurent, M. Bonetti, and J-P. Bouchaud. Multiscale clustering in granular surface flows. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :034301, 2002.
- [16] A. Bouchet. *Etude expérimentale des avalanches denses de neige sèche*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2003.
- [17] A. Bouchet, M. Naaim, F. Ousset, H. Bellot, and D. Cauvard. Experimental determination of constitutive equations for dense and dry avalanches : presentation of the set-up and first results. *Surveys in Geophysics*, 24 :525–541, 2003.
- [18] F.P. Bowden and D. Tabor. *The friction and lubrication of solids*. Clarendon Press, Oxford, 1950.
- [19] R. Brewster, G.S. Grest, J.W. Landry, and A.J. Levine. Plug flow and the breakdown of Bagnold scaling in cohesive granular flows. *Phys. Rev. E*, 72 :061301, 2005.
- [20] F.G. Bridges, A. Hatzes, and D.N.C. Lin. Structure, stability and evolution of Saturn’s rings. *Nature*, 309 :333–335, 1984.
- [21] R.L. Brown, P.K. Satyawali, M. Lehning, and P. Bartelt. Modeling the changes in microstructure of snow during metamorphism. *Cold Regions Sciences and Technology*, 33 :91–101, 2001.
- [22] L. Bureau. *Elasticité et rhéologie d’une interface macroscopique : du piégeage au frottement solide*. PhD thesis, Université Paris XII, 2002.
- [23] O. Buser and H. Frutiger. Observed maximum run-out distance of snow avalanches and determination of the friction coefficient μ and ξ . *J. of Glaciology*, 26 :121–130, 1980.
- [24] C. S. Campbell. Rapid granular flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 22 :57–92, 1990.
- [25] C. S. Campbell. Granular shear flows at the elastic limit. *J. Fluid Mech.*, 465 :261–291, 2002.
- [26] C. S. Campbell and C. E. Brennen. Computer simulation of granular shear flows. *J. Fluid Mech.*, 151 :167–188, 1985.
- [27] G. Casassa, H. Narita, and N. Maeno. Shear cell experiments of snow and ice friction. *J. Appl. Phys.*, 69 :3745–3755, 1991.
- [28] A. Castellanos, J.M. Valverde, A.T. Perez, A. Ramos, and P.K. Watson. Flow regimes in fine cohesive powders. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :1156–1159, 1999.
- [29] A. Castellanos, J.M. Valverde, and M.A.S. Quintanilla. Aggregation and sedimentation in gas-fluidized beds of cohesive powders. *Phys. Rev. E*, 64 :041304, 2001.
- [30] X. Chateau, P. Moucheron, and O. Pitois. Micromechanics of unsaturated granular media. *J. Eng. Mech.*, 128 :856–863, 2002.
- [31] F. Chevoir, M. Prochnow, J.T. Jenkins, and P. Mills. Dense granular flows down an inclined plane. In Kishino, editor, *Powders and grains 2001*, pages 373–376, Lisse, 2001. Swets and Zeitlinger.
- [32] J.C. Choi, A. Kudrolli, R.R. Rosales, and M.Z. Bazant. Diffusion and mixing in gravity-driven dense granular flows. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :174301, 2004.

- [33] S.C. Colbeck. Theory of metamorphism of dry snow. *J. Geophys. Res.*, 88 :5475–5482, 1983.
- [34] S.C. Colbeck. The layered character of snow covers. *Reviews of Geophysics*, 29 :81–96, 1991.
- [35] S.C. Colbeck. Sintering of a dry snow cover. *J. Appl. Phys.*, 84 :4585–4589, 1998.
- [36] S.C. Colbeck and J.B. Jamieson. The formation of faceted layers above crusts. *Cold Regions Sciences and Technology*, 33 :247–252, 2001.
- [37] G. Combe. *Origines géométriques du comportement quasi-statique des assemblages granulaires denses : Etude par simulations numériques*. PhD thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2001.
- [38] C.A. Coulomb. Sur une application des règles de maximis et minimis à quelques problèmes de statique, relatifs à l’architecture. *Mémoires de Mathématiques et de Physique, Académie Royale des Sciences*, 7 :343–382, 1773.
- [39] J-M. Courty and E. Kierlik. Etoile de neiges. *Pour la Science*, 303 :106–107, 2003.
- [40] P. Coussot and C. Ancey. *Rhéophysique des pâtes et des suspensions*. EDP Sciences, Orsay, 1999.
- [41] K. Craig, R. H. Buckholz, and G. Domoto. An experimental study of the rapid flow of dry cohesionless metal powders. *J. Appl. Mech.*, 53 :935, 1986.
- [42] P. A. Cundall and O. D. L. Strack. A discrete numerical model for granular assemblies. *Géotech.*, 29 :47–65, 1979.
- [43] F. da Cruz. *Ecoulement de grains secs : Frottement et blocage*. PhD thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2004. en ligne : www.pastel.paristech.org.
- [44] F. da Cruz, S. Emam, M. Prochnow, J-N. Roux, and F. Chevoir. Rheophysics of dense granular materials : Discrete simulation of plane shear flows. *Phys. Rev. E*, 72 :021309, 2005.
- [45] F. da Cruz, F. Lechenault, and O. Dauchot. Free volume distributions inside a bi-dimensional granular medium. In R. Garcia-Rojo, H. J. Herrmann, and S. McNamara, editors, *Powders and Grains 2005*, pages 7–11, Leiden, The Netherlands, 2005. A.A. Balkema.
- [46] A.J.C. de Barré Saint-Venant. Mémoire sur des formules nouvelles pour la solution des problèmes relatifs aux eaux courantes. *Compte Rend. Acad. Sci.*, 31 :283–286, 1850.
- [47] J-Y. Delenne, M. Said El Yousoufi, and J-C. Benet. Comportement mécanique et rupture de milieux granulaires cohésifs. *Compte Rendu Mécanique*, 330 :1–8, 2002.
- [48] J. Dent and T.E. Lang. Experiments on the mechanics of flowing snow. *Cold Regions Sciences and Technology*, 5 :253–258, 1982.
- [49] J. D. Dent, K. J. Burrell, D. S. Schmidt, M. Y. Louge, E. E. Adams, and T. G. Jazbutis. Density, velocity and friction measurement in a dry-snow avalanches. *J. of Glaciology*, 26 :247–252, 1998.

- [50] J. D. Dent and T.E. Lang. A biviscous modified Bingham model of snow avalanche motion. *Annals Glaciology*, 4 :42–46, 1983.
- [51] B.V. Derjaguin, V.M. Muller, and Y.P. Toporov. Effect of contact deformation on the adhesion of particules. *J. Coll. Inter. Sci.*, 53 :314–326, 1975.
- [52] S. Dippel. *Microscopic dynamics of granular materials*. PhD thesis, Université Gerhard Mercator de Duisbourg, 1998.
- [53] M. Elena, D. Urso, C.J. Lawrence, and J.A. Michael. Pendular, funicular, and capillary bridges : results for two dimensions. *J. Coll. Inter. Sci.*, 220 :42–56, 1999.
- [54] B.J. Ennis, J.L.G. Tardos, and R. Pfeffer. The influence of viscosity on the strength of an axially strained pendular liquid bridge. *Chem. Eng. Sci.*, 45 :3071–388, 1990.
- [55] B.J. Ennis, J.L.G. Tardos, and R. Pfeffer. A microlevel-based characterization of granulation phenomena. *Powder Tech.*, 65 :257–272, 1991.
- [56] R. Erickson. Friction of runners on snow and ice. Technical report, U.S army Snow and Ice and Permafrost Research Establishment, 1955.
- [57] D. Ertas and T. C. Halsey. Granular gravitational collapse and chute flow. *Europhys. Lett.*, 60 :931–935, 2002.
- [58] J. Faillietaz, F. Louchet, and J-R. Grasso. Two threshold model for scaling laws of noninteracting snow avalanches. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :208001, 2004.
- [59] E. Falcon. *Comportements dynamiques associés au contact de Hertz*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 1997.
- [60] T. Faug. *Simulation sur modèle réduit de l'influence d'un obstacle sur un écoulement à surface libre. Application aux ouvrages de protection contre les avalanches*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Décembre 2004.
- [61] T. Faug, M. Naaim, and F. Naaim-Bouvet. An equation for spreading length, center of mass and maximum run-out shortenings of dense avalanche flows by vertical obstacles. *Cold Regions Sciences and Technology*, 39 :141–151, 2004.
- [62] N. Fillot. *Etude numérique de l'usure-Modélisation par éléments discrets des débris de troisième corps solide*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2004.
- [63] N. Fillot, I. Iordanoff, and Y. Berthier. A granular dynamic model for the degradation of material. *J. Tribology*, 126 :606–614, 2004.
- [64] N. Fillot, I. Iordanoff, and Y. Berthier. Simulation of wear through mass balance in a dry contact. *J. Tribology*, 127 :230–237, 2004.
- [65] G. Félix and N. Thomas. Relation between dry granular flow regimes and morphology of deposits : formation of levées in pyroclastic deposits. *Earth And Planetary Science Letters*, 221 :197–213, 2004.
- [66] N. Fraysse. Des châteaux de sable... à la physique des granulaires humides. *Bulletin de la S.F.P.*, 124 :20–24, 2000.
- [67] N. Fraysse, H. Thomé, and L. Petit. Humidity effect on the stability of sandpile. *Euro. Phys. J. B*, 11 :615, 1999.

- [68] F. Fuller and D. Tabor. The effect of surface roughness on the adhesion of elastic solids. *Proc. R. Soc. London*, 345 :327–342, 1975.
- [69] B. Gady, D. Schleef, and R. Reifengerger. Identification of electrostatic and van der Waals forces between a micrometer-size sphere and flat surface. *Phys. Rev. B*, 53 :8065, 1996.
- [70] S. Gaméda, C. Vigneault, and V. Raghavan. Snow behaviour under compaction for the production of ice. *Energy*, 21 :15–20, 1996.
- [71] GDR MIDI. On dense granular flows. *Euro. Phys. J. E*, 14 :341–365, 2004.
- [72] F.A. Gilabert, J-N. Roux, and A. Castellanos. Structural changes and plasticity in loose cohesive granular packing. In R. Garcia-Rojo, H. J. Herrmann, and S. McNamara, editors, *Powders and Grains 2005*, pages 541–545, Leiden, The Netherlands, 2005. A.A. Balkema.
- [73] G. Gioia, A. M. Cuitino, S. Zheng, and T. Uribe. Two-phase densification of cohesive granular aggregates. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :204302, 2002.
- [74] I. Goldhirsch. Scales and kinetics of granular flows. *Chaos*, 9 :659–672, 1999.
- [75] C. Goujon. *Bidisperse granular flows down rough inclined planes*. PhD thesis, Université de Provence, 2004. in French.
- [76] C. Goujon, N. Thomas, and B. Dalloz-Dubrujeaud. Monodisperse dry grain flows on inclined planes : role of roughness. *Euro. Phys. J. E*, 11 :147–157, 2003.
- [77] J. A. Greenwood and K.L. Johson. An alternative to the Maugis model of adhesion between elastic spheres. *Journal of Physics D*, 31 :2379–3290, 1998.
- [78] J-L. Grossiord and P. Coussot, editors. *Comprendre la rhéologie. De la circulation du sang à la prise du béton*. EDP Sciences, Les Ullis, 2002.
- [79] R.B. Haenel and Shoop S.A. A macroscale model for low density snow subjected to rapid loading. *Cold Regions Sciences and Technology*, 40 :193–211, 2004.
- [80] M. Hanes and D.L. Inman. Experimental evaluation of a dynamic yield criterion for granular fluid flows. *J. Geophys. Res.*, 90 :3670–3674, 1985.
- [81] A.P. Hatzes, F. Briges, and D.N.C. Lin. Collisional properties of ice spheres at low impact velocity. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 231 :1091–1115, 1988.
- [82] A.P. Hatzes, F. Briges, D.N.C. Lin, and S. Sachtjen. Coagulation of particules in Saturn’s rings : Measurements of the cohesive force of water frost. *Icarus*, 89 :113–121, 1991.
- [83] L.O. Heim, J. Blum, M. Preuss, and H.J. Butt. Adhesion and friction forces between spherical micrometer-sized particules. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :3328, 1999.
- [84] H. Hermann and S. Luding. Modeling granular media on the computer. *Cont. Mech. Thermodyn.*, 10 :189–231, 1998.
- [85] M. Higa, M. Arakawa, and N. Maeno. Measurements of restitution coefficients of ice at low temperatures. *Planet. Space. Sci.*, 44 :917–925, 1995.

- [86] D. Hirshfeld and D.C. Rapaport. Molecular dynamics studies of grain segregation in sheared flow. *Physical Review E*, 56(2) :2012–2018, 1997.
- [87] R.G. Horn, J.N. Israelachvili, and J. Pribac. Measurement of the deformation and adhesion of particules. *J. Coll. Inter. Sci.*, 115 :480, 1987.
- [88] D.R. Hornbaker, I. Albert, A.-L. Barabasi, and P. Schiffer. What keeps sancastrles up. *Nature*, 387 :765–766, 1997.
- [89] I. Iordanoff, N. Fillot, and Y. Berthier. Numerical study of a thin layer of cohesive particles under plane shearing. *Powder Tech.*, 159 :46–54, 2005.
- [90] I. Iordanoff, B. Sève, and Y. Berthier. Solid third body analysis using a discrete approach : influence of adhesion and particle size on the macroscopic behavior of the contact. *J. Tribology*, 124 :530–538, 2002.
- [91] J. Israelachvili. *Intermolecular and surface forces*. San Diego, ca edition, 1992.
- [92] B. Jamieson and J.D. Colin. Evaluation of the shear frame test for weak snowpack layers. *Annals Glaciology*, 32 :59–69, 2001.
- [93] J.B. Johnson and M. Shneebeli. Characterizing the microstructural and micromechanical properties of snow. *Cold Regions Sciences and Technology*, 30 :91–100, 1999.
- [94] K. L. Johnson. *Contact Mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1985.
- [95] K. L. Johnson, K. Kendall, and A.D. Roberts. Surface energy and contact of elastic solids. *Proc. Roy. Acad. London A*, 324 :301–324, 1971.
- [96] P. Jop. *Écoulements granulaires sur fond meuble*. PhD thesis, Université de Provence - Aix Marseille I, 2006. in French.
- [97] P. Jop, Y. Forterre, and O. Pouliquen. Crucial role of sidewalls in dense granular flows : consequence on the rheology. *J. Fluid Mech.*, 541 :167–192, 2005.
- [98] P. Jop, Y. Forterre, and O. Pouliquen. A constitutive law for dense granular flows. *Nature*, 441 :727–730, 2006.
- [99] D. Kadau, G. Bartels, L. Brendel, and D.E. Wolf. Contact dynamics simulations of compacting cohesive granular systems. *Computer Physics Communications*, 147 :190–193, 2002.
- [100] K. Kendall. Significance of interparticle forces to powder behaviour. In C. Thornton, editor, *Powders and grains*, pages 25–31, Rotterdam, 1993. A. A. Balkema.
- [101] K. Kendall. Adhesion : molecules and mechanics. *Science*, 263 :1720–1725, 1994.
- [102] M.A. Kern, F. Tiefenbacher, and J.N. McElwaine. The rheology of snow in large chute flows. *Cold Regions Sciences and Technology*, 39 :181–192, 2004.
- [103] H. Kim and H. Arastoopour. Extension of kinetic theory to cohesive particule flow. *Powder Tech.*, 122 :83–94, 2002.
- [104] J.F. Klausner. Experimental investigation of cohesive powder rheology. *Powder Tech.*, 112 :94–101, 2000.

- [105] P.R. Kry. The relationship between the visco-elastic and structural properties of fine-grained snow. *J. of Glaciology*, 14 :479–500, 1975.
- [106] D. Kuroiwa. Metamorphism of snow and ice sintering observed by time lapse cine-photomicrography. In *Snow Mecanics Symposium*, pages 82–88. A. A. Balkema, 1974.
- [107] T.E. Lang and J.D. Dent. Scale modeling of snow avalanche impact on structures. *J. of Glaciology*, 26 :189–196, 1980.
- [108] F.F. Lange. Effect of interparticle potentials on particle packing for ceramic processing. In R. P. Behringer and J. T. Jenkins, editors, *Powders and Grains*, pages 187–199, Rotterdam, 1993. A. A. Balkema.
- [109] A. W. Lees and S.F. Edwards. The computer study of transport processes under extreme conditions. *J. Physics C : Solid State Phys*, 5 :1921–1929, 1972.
- [110] M. Lehing, P. Bartelt, B. Brown, C. Fierz, and P. Satyawali. A physical SNOW-PACK model for the Swiss avalanche warming Part III. Meteorological boundary condition, thin layer formation and evaluation. *Cold Regions Sciences and Technology*, 35 :169–174, 2002.
- [111] M. Lehing, P. Bartelt, B. Brown, C. Fierz, and P. Satyawali. A physical SNOW-PACK model for the Swiss avalanche warming Part II. Snow microstructure. *Cold Regions Sciences and Technology*, 35 :147–167, 2002.
- [112] A. Lemaître. Rearrangements and dilatancy for sheared dense materials. *Phys. Rev. Lett.*, 89(19) :195503, 2002.
- [113] B. Lesaffre, E. Pougatch, and E. Martin. Détermination objective des caractéristiques des grains de neige à partir d’images. *Société Hydrotechnique de France*, pages 1–7, 1997.
- [114] F. Louchet. A simple model for dry snow avalanche triggering. *Compte Rend. Acad. Sci.*, 330 :821–827, 2000.
- [115] M.Y. Louge and S.C. Keast. On dense granular flows down flat frictional inclines. *Phys. Fluids*, 13 :1213–1233, 2001.
- [116] M. Lätzel, S. Luding, and H. J. Hermann. Macroscopic material properties from quasi-static, microscopic simulations of a two-dimensional shear-cell. *Granular Matter*, 2 :123–135, 2000.
- [117] S. Luding, E. Clément, A. Blumen, J. Rajchenbach, and J. Duran. Anomalous energy dissipation in molecular-dynamics simulations of grains : the detachment effect. *Phys. Rev. E*, 50 :4113–4122, 1994.
- [118] S. Luding, R. Tykhoniuk, and J. Thomas. Anisotropic material behavior in dense, cohesive powders. *Chem. Eng. Sci.*, 12 :1229–1232, 2003.
- [119] K. K. Lun, S. B. Savage, D. J. Jeffrey, and N. Chepurniy. Kinetic theories for granular flow : inelastic particles in couette flow and slightly inelastic particles in a general flowfield. *J. Fluid Mech.*, 140 :223–256, 1984.

- [120] D. Marbouty. An experimental study of temperature-gradient metamorphism. *J. Rheol.*, 26 :303–311, 1980.
- [121] T.G. Mason, A.J. Levine, D. Hertas, and T.C. Hasley. The critical angle of wet granular sand piles. *Phys. Rev. E*, 60 :R5044, 1999.
- [122] H.G. Mattutis and A. Schinner. Particule simulation of cohesive granular materials. *International Journal of Modern Physics C*, 12 :1011–1021, 2001.
- [123] D. Maugis. Adhesion of spheres : the JKR-DMT transition using a Dugdal model. *J. Coll. Inter. Sci.*, 150 :243–269, 1992.
- [124] R. Mei, H. Shang, O. Walton, and J. Klausner. Concentration non-uniformity in simple shear flow of cohesive powders. *Powder Tech.*, 112 :102–110, 2000.
- [125] M. Meunier, J.M. Taillandier, and C. Ancey. Fitting avalanche-dynamics models with documented events from the col du Lautaret site (France) using the conceptual approach. *Cold Regions Sciences and Technology*, 39 :55–66, 2004.
- [126] J.L. Micheaux. *Etude, compréhension et modélisation des phénomènes liés au transport de neige par le vent*. PhD thesis, Université J. Fourier, Grenoble, 2003.
- [127] J.L. Micheaux, F. Naaim-Bouvet, and M. Naaim. Drifting snow studies over an instrumented mountainous site. Measurements and numerical model at small scale. *Annals Glaciology*, 32 :175 – 181, 2001.
- [128] C. Miclea, C. Tanasoiu, C.F. Miclea, F.N. Sima, and M. Cioangher. Influence of forming pressure of compacted powders on densification of sintered body. In R. Garcia-Rojo, H. J. Herrmann, and S. McNamara, editors, *Powders and Grains 2005*, pages 655–658, Leiden, The Netherlands, 2005. A.A. Balkema.
- [129] P. Mills, P.G. Rognon, and F. Chevoir. Transient rigid clusters in dense granular flows. In R. Garcia-Rojo, H. J. Herrmann, and S. McNamara, editors, *Powders and Grains 2005*, pages 365–369, Leiden, The Netherlands, 2005. A.A. Balkema.
- [130] J. J. Moreau. New computation methods in granular dynamics. In C. Thornton, editor, *Powders and Grains*, pages 227–232, Rotterdam, 1993. A. A. Balkema.
- [131] J.J. Moreau. Unilateral contact and dry friction in finite freedom dynamics. In J.J. Moreau and P.D. Panagiotopoulos, editors, *Nonsmooth mechanics and application : courses and lectures*, pages 1–82, Vienne, 1988. Springer-Verlag.
- [132] M. Naaim and F. Naaim-Bouvet, editors. *Snow and avalanches test sites*. Cemagref Editions, Novembre 2001.
- [133] M. Naaim, F. Naaim-Bouvet, T. Faug, and A. Bouchet. Dense snow avalanche modeling : flow, erosion, deposition and obstacle effects. *Cold Regions Sciences and Technology*, 39 :193–204, 2004.
- [134] M. Naaim, F. Naaim-Bouvet, and S. Vial. La physique des avalanches. *Pour la Science*, 269 :52–59, 2000.
- [135] U. Nakaya. *Snow crystals : Natural and Artificial*. Harvard University Press, 1954.
- [136] S.T. Nase, W.L. Vargas, A. Abatan, and J.J. McCarthy. Discrete characterization tools for cohesive granular material. *Powder Tech.*, 116 :214–223, 2001.

- [137] J.P. Navarre and A. Taillefer. Propriétés mécaniques de la neige. *IAHS*, 162 :129–138, 1987.
- [138] R.M. Nedderman. *Statics and kinematics of granular materials*. Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [139] K. Nishimura, K. Kosugi, and M. Nakagawa. Experiment on ice-sphere flows along an inclined chute. *Advances in Micromechanics of Granular Material*, 13 :202–206, 1989.
- [140] K. Nishimura and N. Maeno. Contribution of viscous forces to avalanche dynamics. *Annals Glaciology*, 13 :202–206, 1989.
- [141] H. Norem, F. Irgens, and B. Schieldrop. A continuum model to calculate snow-avalanche velocity. *International Association of Hydrological Sciences Publication*, 162 :363–379, 1987.
- [142] H. Norem, F. Irgens, and B. Schieldrop. Simulation of snow avalanche flow in run-out zones. *Annals Glaciology*, 13 :218–225, 1989.
- [143] C. O’Hern, S. A. Langer, A. J. Liu, and S. R. Nagel. Force distributions near the jamming and glass transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :111, 2001.
- [144] N. Olivi-Tran, O. Pozo, and N. Fraysse. Constant rate shearing on two dimensional cohesive disks. 17 :5677–5686, 2005.
- [145] G. Ovarlez. *Statique et rhéologie d’une colonne granulaire*. PhD thesis, Université Paris XI, 2002.
- [146] G. Ovarlez and E. Clément. Slow dynamics and aging of a confined granular flow. *Phys. Rev. E*, 68 :031302, 2003.
- [147] R. Perla, T.T. Cheng, and D.M. McClung. A two-parameter model of snow avalanche motion. *J. of Glaciology*, 29 :197–207, 1980.
- [148] B. Perrin and P. Tabeling. Les dendrites. *La Recherche*, 22 :656–603, 1991.
- [149] O. Pitois. *Assemblée de grains lubrifiés : Elaboration d’un système modèle expérimental et étude de la loi de contact*. PhD thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 1999.
- [150] O. Pouliquen. On the shape of granular fronts down rough inclined plane. *Phys. Fluids*, 11 :1956–1958, 1999.
- [151] O. Pouliquen. Scaling laws in granular flows down a rough inclined plane. *Phys. Fluids*, 11 :542–548, 1999.
- [152] O. Pouliquen. Velocity correlation in dense granular flows. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :248001, 2004.
- [153] O. Pouliquen and F. Chevoir. Dense flows of dry granular materials. *Compte Rendu Physique*, 3 :163–175, 2002.
- [154] I. Preechawuttipong. *Modélisation du comportement mécanique de milieux granulaires cohésifs*. PhD thesis, Université Montpellier II, 2002.

- [155] M. Prochnow. *Dense flows of dry grains*. PhD thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2002. <http://pastel.paristech.org/archive/00000321>.
- [156] J. Qiu, J. Xu, and F. Jiang. Study of avalanches in the Tianshan Mountains, Xinjiang, China. *Snow Engineering :Recent Advances*, 1997.
- [157] M.A.S Quintanilla, A. Castellanos, and J.M. Valverde. Interparticule contact forces in fine cohesive powders. *Proc. Appl. Math. Mech*, 3 :206, 2003.
- [158] M.A.S Quintanilla, J.M. Valverde, A. Castellanos, and R.E. Viturro. Fine cohesive powders in rotating drums : transition from rigid-plastic flow to gas-fluidized regime. *Phys. Rev. A*, 65 :61301, 2002.
- [159] F. Radjaï, M. Jean, J.J. Moreau, and S. Roux. Force distributions in dense two-dimensional granular systems. *Phys. Rev. Lett.*, 77(2) :274–277, 1996.
- [160] F. Radjai, I. Preechawuttipong, and R. Peyroux. Cohesive granular texture. In P.A. Vermeer, S. Diebels, W. Ehlers, H.J. Herrmann, S. Luding, and E. Ramm, editors, *Continuous and discontinuous modelling of cohesive frictional materials*, pages 148–159. Springer-Verlag, Berlin, 2001.
- [161] F. Radjai and S. Roux. Turbulentlike fluctuations in quasistatic flow of granular media. *Phys. Rev. Lett.*, 89(6) :064302, 2002.
- [162] C.A. Reiter. A local cellular model for snow cristal growth. *Chaos, Solitons and Fractals*, 23 :1111–1119, 2005.
- [163] O. Reynolds. On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact. *Phil. Mag. Ser.*, 5(20) :469–481, 1885.
- [164] P. Richard, P. Philippe, F. Barbe, S. Bourles, W. Thibault, and D. Bideau. Analysis by x-ray microtomography of a granular packing undergoing compaction. *Phys. Rev. E*, 68 :020301, 2003.
- [165] V. Richefeu, M.S. El Youssoufi, R. Peyroux, and C. Bohatier. Frictional contact and cohesion laws for Casagrande’s shear test on granular materials by 3D DEM - comparison with experiments. In R. Garcia-Rojo, H. J. Herrmann, and S. McNamara, editors, *Powders and Grains 2005*, pages 509–513, Leiden, The Netherlands, 2005. A.A. Balkema.
- [166] V. Richefeu, M.S. El Youssoufi, and F. Radjaï.
- [167] K. Rietema. *The dynamics of fine powders*. Elsevier, New York, 1991.
- [168] N. Rivier. Granular matter with even circuits : ball-bearing and dry quicksand. In R. Garcia-Rojo, H. J. Herrmann, and S. McNamara, editors, *Powders and Grains 2005*, pages 29–32, Leiden, The Netherlands, 2005. A.A. Balkema.
- [169] P. Rognon. Ecoulements granulaires sur plan incliné : étude expérimentale de la transition vers l’arrêt. Master’s thesis, Université de Marne La Vallée, 2002. Rapport de stage de Maitrise Sciences des Matériaux.
- [170] J. N. Roux and F. Chevoir. Discrete numerical simulations and mechanical behaviour of granular materials. *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, 254 :109–138, 2005.

- [171] J. N. Roux and G. Combe. Quasistatic rheology and the origins of strain. *Compte Rendu Physique*, 3 :131–140, 2002.
- [172] H. Rumpf. Grundlagen und Methoden des Granulierens. 1.Teil : Begriffe Anwendungen und Eigenschaften der Granulate. *Chemie Ing. Tech.*, 30, 1958.
- [173] B. Salm. Contribution to avalanche dynamics. In IAHS Press, editor, *Scientific Aspect of Snow avalanche dynamics*, pages 199–214, 1966.
- [174] B. Salm. Flow, flow transition and runout distances of flowing avalanches. *Annals Glaciology*, 18 :221–226, 1993.
- [175] A. Samandani and A. Kudrolli. Angle of repose and segregation in cohesive granular matter. *Phys. Rev. E*, 64 :1–9, 2001.
- [176] S. B. Savage. Gravity flow of cohesionless granular materials in chutes and channels. *J. Fluid Mech.*, 92 :53–96, 1979.
- [177] S. B. Savage and K. Hutter. The motion of a finite mass of granular material down a rough inclined. *J. Fluid Mech.*, 199 :177, 1989.
- [178] S. B. Savage and M. Sayed. Stresses developed by dry cohesionless granular materials sheared in an annular shear cell. *J. Fluid Mech.*, 142 :391, 1984.
- [179] P.A. Schaerer. Friction coefficients and speed of flowing avalanches. In IAHS-AIHS, editor, *Symposium Mecanique de la Neige*, 1975.
- [180] J. Schäfer, S. Dippel, and D. E. Wolf. Force schemes in simulations of granular materials. *J. Phys. I*, 6 :5–20, 1996.
- [181] A. N. Schofield and C. P. Wroth. *Critical state soil mechanics*. McGraw-Hill, London, 1968.
- [182] S. Schollmann. Simulation of two-dimensional shear cell. *Phys. Rev. E*, (59) :889–899, 1999.
- [183] O. J. Schwarz, Y. Horie, and M. Shearer. Discrete element investigation of stress fluctuation in granular flow at high strain rates. *Phys. Rev. E*, 57 :2053–2061, 1998.
- [184] J. Schweizer. Review of dry snow slab avalanche release. *Cold Regions Sciences and Technology*, 30 :43–57, 1999.
- [185] J. Schweizer and C. Camponovo. The temperature dependence of the effective elastic shear modulus of snow. *Cold Regions Sciences and Technology*, 35 :55–64, 2001.
- [186] C. Sargent. Les métamorphoses de la neige. *Neige et Avalanches*, 83 :2–10, 1998.
- [187] S. L. Silbert, D. Ertas, G. S. Grest, T.C. Halsey, D. Levine, and S. J. Plimpton. Granular flow down an inclined plane. *Phys. Rev. E*, 64 :385–403, 2001.
- [188] W. St Lawrence and C.C. Bradley. The deformation of snow in terms of structural mechanism. In *Snow Mechanics Symposium*, pages 155–169. A. A. Balkema, 1974.
- [189] K.D. Supulver, F.G. Bridges, and D.N.C. Lin. The coefficient of restitution of ice particules in glancing collisions : experimental results for unfrost surface. *Icarus*, 113 :188–199, 1995.

- [190] B. Sève, I. Iordanoff, and Y. Berthier. On the application of granular media shearing in tribology. In R. P. Behringer and J. T. Jenkins, editors, *Powders and Grains*, pages 381–384, Rotterdam, 2001. A. A. Balkema.
- [191] N. Taberlet. *Ecoulements gravitaires rapides de matériaux granulaires modèles*. PhD thesis, Université Rennes 1, 2005. in French.
- [192] N. Taberlet, P. Richard, A. Valence, W. Losert, and J.M. Pasini. Superstable granular heap in a thin channel. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :264301, 2003.
- [193] A. Taboada, N. Estrada, and F. Radjai. Additive decomposition of shear strength in cohesive granular media from grain-scale interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :098302, 2006.
- [194] D. Tabor. Surface forces and surface interactions. *J. Coll. Inter. Sci.*, 58 :1–13, 1977.
- [195] D. Tabor. Friction - the present understanding. *J. Lubrication*, 103 :169–179, 1981.
- [196] Y.C. Tai, J.M.N.T. Gray, K. Hutter, and S. Noelle. On the dynamical properties of granular mass. *Annals Glaciology*, 32 :281–284, 2001.
- [197] I. Talu, G.I. Tardos, and J. Ruud van Ommen. Use of stress fluctuations to monitor wet granulation of powders. *Powder Tech.*, 117 :149–162, 2001.
- [198] P. Tegzes, R. Albert, M. Paskvan, A.-L. Barabasi, T. Vicsek, and P. Schiffer. Liquid-induced transitions in granular media. *Phys. Rev. E*, 60 :5823–5826, 1999.
- [199] P. Tegzes, T. Vicsek, and P. Schiffer. Avalanche dynamics in wet granular materials. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :1–4, 2002.
- [200] P. Tegzes, T. Vicsek, and P. Schiffer. Development of correlations in the dynamics of granular avalanches. *Phys. Rev. E*, 67 :051303, 2003.
- [201] P. A. Thompson and G. S. Grest. Granular flow : Friction and the dilatancy transition. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :1751–1754, 1991.
- [202] C. Thornton. Coefficient of restitution for collinear collisions of elastic perfectly plastic spheres. *J. Appl. Mech.*, 64 :383–386, 1997.
- [203] B. Thorsten, C. Fierz, S.K. Pramod, and S. Martin. A model for kinetic grain growth. *Annals Glaciology*, 32 :1–6, 2001.
- [204] F. Tiefenbacher and M.A. Kern. Experimental devices to determine snow avalanche basal friction and velocity profiles. *Cold Regions Sciences and Technology*, 38 :17–30, 2004.
- [205] L. Tocquer, S. Lavergne, and F. Chevoir. Influence of angularity on dense granular flows. In R. Garcia-Rojo, H. J. Herrmann, and S. McNamara, editors, *Powders and Grains*, pages 1345–1348, Rotterdam, 2005. A. A. Balkema.
- [206] J. Tomas. Fundamentals of cohesive powder consolidation and flow. *Granular Matter*, 6 :75–86, 2004.
- [207] J.M. Valverde, A. Castellanos, and A. Ramos. Avalanches in fine, cohesive powders. *Phys. Rev. E*, 62 :6851–6861, 2000.

- [208] A. Voellmy. Über die Zerstörungskraft von Lawen. *Schweiz Bauzeitung*, 73 :159–166, 212–217, 246–249, 280–285, 1955.
- [209] K.F. Voitkovsky, A.N. Bozhinsky, V.N. Gobulev, M.N. Laptev, A.A. Zhigulsky, and Y.Y. Slesarenko. Creep-induced changes in structure and density of snow. In *Snow Mechanics Symposium*, pages 171–179. A. A. Balkema, 1974.
- [210] D. Volfson, L. S. Tsimring, and I. Aranson. Partially fluidized shear granular flows : Continuum theory and MD simulations. *Phys. Rev. E*, 68 :021301, 2003.
- [211] M.W. Weber, D.K. Hoffman, and C.M. Hrenya. Discrete-particle simulations of cohesive granular flow using a square-well potential. *Granular Matter*, 6 :239–254, 2004.
- [212] J. Wettlaufer and G. Dash. Quand l’eau refuse de geler. *Pour la Science*, 270 :90–94, 2000.
- [213] D. E. Wolf. Modeling and computer simulation of granular media. In K. H. Hoffmann and M. Schreiber, editors, *Computational physics. Selected methods, simple exercises, serious applications*, pages 64–94. Springer-Verlag, Berlin, 1996.
- [214] D.E. Wolf, T. Unger, D. Kadau, and L. Brendel. Compaction of cohesive powders. In R. Garcia-Rojo, H. J. Herrmann, and S. McNamara, editors, *Powders and Grains 2005*, pages 525–535, Leiden, The Netherlands, 2005. A.A. Balkema.
- [215] R.Y. Yang, R.P. Zou, and A.B. Yu. Computer simulation of the packing of fine particules. *Phys. Rev. E*, 62 :3900–3908, 2000.
- [216] R.Y. Yang, R.P. Zou, A.B. Yu, and S.K. Choi. Pore structure of the packing of fine particules. *J. Coll. Inter. Sci.*, 299 :719–725, 2006.
- [217] K.Z.Y. Yen and T.K. Chaki. A dynamic simulation of particule rearrangement in powder packings with realistic interaction. *J. Appl. Phys.*, 71 :3164, 1992.
- [218] A. Zeidler and B. Jamieson. Refinements of empirical models to forecast the shear strength of persistent weak snow layers part a : Layers of faceted crystals. *Cold Regions Sciences and Technology*, 44 :184–193, 2006.
- [219] A. Zeidler and B. Jamieson. Refinements of empirical models to forecast the shear strength of persistent weak snow layers part b : Layers of surface hoar crystals. *Cold Regions Sciences and Technology*, 44 :194–205, 2006.
- [220] Y. Zhang and C. S. Campbell. The interface between fluid-like and solid-like behavior in two-dimensional granular flows. *J. Fluid Mech.*, 237 :541–568, 1992.

Rhéologie des matériaux granulaires cohésifs

Application aux avalanches de neige denses

Résumé. Le but de cette thèse est de mesurer le comportement rhéologique de la neige en écoulement et de comprendre les mécanismes physiques qui le contrôle. Pour répondre à cette double attente, deux approches complémentaires sont abordées : les écoulements expérimentaux de neige naturelle et les simulations numériques discrètes d'écoulements granulaires. La particularité des expériences est qu'elles se déroulent en haute montagne. Elles consistent à générer des écoulements de neige naturelle dans un canal à pente et débit contrôlés. Les mesures de profil de vitesse révèlent un comportement rhéologique atypique. Pour comprendre l'origine de ce comportement à l'échelle des grains de neige, nous avons simulé (méthode de dynamique moléculaire) des écoulements de grains cohésifs d'une part, et polydispersés d'autre part. Les géométries du cisaillement plan homogène et le plan incliné rugueux permettent d'identifier l'effet de la cohésion ou de la polydispersité sur le comportement rhéologique des grains, et de le comparer à celui de la neige.

Mots Clefs : Rhéologie, neige, granulaire, cohésion, polydispersité, expériences, dynamique moléculaire, plan incliné, cisaillement plan.

Rheology of cohesive granular materials

Application to dense snow avalanches

Abstract. This PhD dissertation focuses on the rheological behavior of the snow, and on the understanding of the physical mechanisms involved. Two complementary approaches were used : experimental flows of natural snow and discrete numerical simulation of granular flows. The experimental test site was located at an altitude of 2800m. The experiment consist with performing natural snow flows down a flume, setting both inclination and flow rate. The measurements of the velocity profile highlight the specific rheological behavior of snow. As a way to understand the origin of this behavior at scale of the snow grains, we have simulated (using molecular dynamics methods) the flows of cohesive grains, or polydisperse grains. We have focus on two flow geometries : the homogeneous plane shear and the rough inclined plane, which allow to highlight the effect of the cohesion or of the polydispersity on the rheological behavior of grains, and to compare it with the snow one.

Keywords : Rheology, snow, granular, cohesion, polydispersity, experiment, molecular dynamics , incline plane, plane shear.

Laboratoires d'accueil

LMSGC, Institut Navier - 2 allée Képler, 77420 Champs sur Marne.

CEMAGREF Grenoble, unité ETNA - 2 allée de la Papeterie, BP 76, 38402 Saint Martin d'Hères, France.