

# Université Joseph Fourier

N° attribué par la bibliothèque :

[REDACTED]

## THÈSE

pour obtenir le grade de

### Docteur de l'Université Joseph Fourier

*Spécialité « 2MGE » :  
Matériaux, Mécanique, Génie civil, Electrochimie*

préparée au laboratoire SOLS, SOLIDES, STRUCTURES - RISQUES

dans le cadre de *l'Ecole Doctorale « I-MEP2 » :*

*Ingénierie - Matériaux Mécanique Energétique Environnement Procédés  
Production*

présentée et soutenue publiquement par

Lionel FAVIER

le 27 avril 2009

---

## Approche numérique par éléments discrets 3D de la sollicitation d'un écoulement granulaire sur un obstacle

---

Directeur de thèse : Dominique DAUDON

Co-directeur de thèse : Jacky MAZARS

### JURY

Frédéric-Victor DONZÉ	Professeur UJF	Président
Francesco CALVETTI	Professeur École Polytechnique de Milan	Rapporteur
Ali LIMAM	Professeur INSA de Lyon	Rapporteur
Dominique DAUDON	Maître de Conférence UJF	Directeur de thèse
Jacky MAZARS	Professeur INP Grenoble	Co-directeur de thèse
François NICOT	Chargé de Recherche Cemagref de Grenoble	Examinateur
Pascal PERRONTIN	Maître de Conférence Université de Savoie	Examinateur



---

## Remerciements

---

**Merci** à Dominique Daudon qui m'a toujours laissé un libre choix dans mes orientations scientifiques, tout en m'apportant le recul nécessaire. Je la remercie également pour sa bonne humeur permanente et ses qualités humaines.

**Merci** à Jacky Mazars pour avoir su me donner un point de vue détaché et toujours pertinent.

**Merci** à Frédéric Donzé pour son implication et ses idées lumineuses et simples à la fois.

**Merci** au personnel technique en général, et plus particulièrement à Christophe Rousseau du laboratoire 3S-R pour son travail de conception expérimentale, et Thierry Goldin du LOCIE pour son aide malgré la présence de la loi de Murphy...

**Merci** au LOCIE et plus particulièrement à Pascal Perrotin pour m'avoir permis d'installer mes billes dans leurs locaux, je ne les ai pas toutes récupérées et j'espère qu'il n'y aura pas d'accident, ainsi qu'à Ma Ying qui a également donné de son temps pour m'aider.

**Gracié** à Francesco Calvetti et **merci** à Ali Limam pour avoir accepté de rapporter mon travail, ainsi qu'à Pascal Perrotin, François Nicot et Frédéric Donzé pour avoir contribué à son évaluation.

**Merci**, ... aux photos du labo, toutes les personnes cotoyées pendant ces trois années (et demi), avec qui j'ai échangé des discussions, partagé des barbecues, des repas, et des sorties ski totalement improvisées. À ceux qui ne sont plus là.

**Merci** à la région Rhône-Alpes pour avoir financé ces recherches.

**Merci** au personnel administratif qui fait tout pour que nos problèmes restent essentiellement scientifiques.



---

## Table des matières

---

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Table des matières</b>	<b>ii</b>
<b>Table des figures</b>	<b>viii</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xviii</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 Contexte scientifique</b>	<b>5</b>
1.1 La protection contre les avalanches naturelles de neige . . . . .	5
1.1.1 Contexte et enjeux	5
1.1.2 Quelle avalanche pour quel type de neige ?	7
1.1.2.1 Les différents types de neige	7
1.1.2.2 Les modes d'écoulements avalancheux	10
1.1.3 Les moyens de protection contre les avalanches de neige	12
1.1.4 Historique de l'estimation de la sollicitation avalancheuse	15
1.1.4.1 Dimensionnement de la protection passive permanente	15
1.1.4.2 Historique des mesures <i>in situ</i> de la pression avalancheuse	17
1.1.5 De l'avalanche réelle à l'écoulement granulaire en modèle réduit	19
1.2 Impact d'un écoulement granulaire sur un obstacle . . . . .	20
1.2.1 Introduction	20
1.2.1.1 Complexité et diversité des matériaux granulaires	20
1.2.1.2 Interaction avec un obstacle : création d'une zone morte	22
1.2.2 Rhéologie des matériaux granulaires	23
1.2.2.1 Régime quasi-statique	23
1.2.2.2 Régime dilué	23
1.2.2.3 Régime dense	23
1.2.2.4 Quid de nos écoulements ?	24
1.2.3 Phase de sollicitation : relation entre écoulement et effort	24

1.2.3.1	Le nombre de Froude $Fr$	25
1.2.3.2	Le coefficient de traînée $C_d$	25
1.2.3.3	dépendance du coefficient de traînée au nombre de Froude	25
1.2.3.4	dépendance du coefficient de traînée à la géométrie de l'obstacle	27
1.2.3.5	Rôle de la zone morte	27
1.3	Méthodes numériques pour la simulation d'écoulements granulaires . . . . .	28
1.3.1	Approches continues	28
1.3.2	Approches discrètes	29
1.4	La dynamique moléculaire (MD) . . . . .	30
1.4.1	Principes généraux	30
1.4.2	Initialisation	31
1.4.3	Détection des contacts	31
1.4.4	Lois d'interaction locale entre particules	32
1.4.4.1	Quelques définitions sur le contact intergranulaire	32
1.4.4.2	Modèles répulsifs pour la composante normale	32
1.4.4.3	Modèles adhésifs pour la composante normale	34
1.4.4.4	Modèle pour la composante tangentielle	36
1.4.5	Intégration des équations du mouvement	37
1.4.6	Calcul du pas de temps critique	38
1.4.7	Remarques diverses	38
1.4.7.1	Optimisation des temps de calcul	38
1.4.7.2	Conditions particulières à nos simulations	39
1.5	Conclusion . . . . .	39
<b>Chapitre 2</b>	<b>Expérimentations en canal d'écoulement de laboratoire</b>	<b>41</b>
2.1	Description du dispositif expérimental . . . . .	41
2.1.1	Géométrie du canal	41
2.1.2	Le matériau granulaire	43
2.1.2.1	Granulométries	43
2.1.2.2	Angles de frottement entre bille et canal	44
2.1.2.3	Angle de frottement interne	44
2.1.3	Types de mesures et post-traitement	46
2.1.3.1	Mesure de l'épaisseur au centre	46
2.1.3.2	Mesure de la vitesse en paroi	47
2.1.3.3	Mesure de l'effort normal d'impact	53
2.2	Résultats des écoulements de billes du type B ( $\langle \phi \rangle = 5 \text{ mm}$ ) . . . . .	56
2.2.1	Préliminaires	56
2.2.1.1	Méthode de lissage des courbes brutes d'efforts	56
2.2.1.2	Reproductibilité des expériences	57
2.2.1.3	Comparaison entre les signaux de la jauge et de la cellule de force	58
2.2.2	Caractéristiques des écoulements hors de l'influence de l'obstacle	58

## TABLE DES MATIÈRES

2.2.2.1	Positionnement des caméras	58
2.2.2.2	Évolution de l'épaisseur en fonction du temps et de l'espace	59
2.2.2.3	Profils de vitesse en parois	60
2.2.3	Évolution de l'effort normal sur l'obstacle	61
2.2.3.1	Profil type	61
2.3	Résultats des écoulements de billes du type A ( $\langle \phi \rangle = 0.6$ mm) . . . . .	62
2.3.1	Évolution des caractéristiques de l'écoulement	62
2.3.1.1	Évolution de l'épaisseur en fonction du temps et de l'espace	62
2.3.1.2	Profils de vitesse en parois	63
2.3.2	Évolution de l'effort normal sur l'obstacle	63
2.3.2.1	Profil type	63
2.3.2.2	Données statistiques sur plusieurs essais	64
2.4	Comparaison et discussion des résultats . . . . .	64
2.4.1	Évolution comparative des épaisseurs	65
2.4.2	Évolution comparative des vitesses	65
2.4.3	Évolution comparative des efforts	66
2.5	Conséquences sur le coefficient de traînée et le nombre de Froude . . . . .	66
2.5.1	Évolution du nombre de Froude	67
2.5.2	Calcul du coefficient de traînée	67
2.5.2.1	Estimation de la compacité	68
2.5.2.2	Coefficient de traînée en fonction du type de bille	68
2.5.2.3	$C_d$ en fonction du type d'obstacle	69
2.5.2.4	Comparaison bibliographique	69
2.6	Conclusion . . . . .	70
<b>Chapitre 3</b>	<b>Modélisation numérique d'écoulement granulaire en canal</b>	<b>73</b>
3.1	Description du modèle numérique . . . . .	73
3.1.1	Principes généraux	73
3.1.2	Paramètres locaux	74
3.1.2.1	Effort de contact normal	74
3.1.2.2	Effort de contact tangentiel	78
3.1.2.3	Récapitulatif des paramètres locaux	80
3.1.3	Génération de l'échantillon initial	81
3.1.4	Volumes de calcul des grandeurs caractéristiques de l'écoulement numérique	81
3.2	Validation du modèle . . . . .	82
3.2.1	Caractéristiques de l'écoulement	82
3.2.1.1	Épaisseur au centre de l'écoulement	82
3.2.1.2	Profils moyens de vitesse en paroi	83
3.2.2	Effort exercé sur l'obstacle	84

---

3.2.3	Apport de la validation du modèle	84
3.3	Caractérisation numérique de la zone d'influence . . . . .	85
3.3.1	Estimation de la longueur d'influence $D_c$	85
3.3.1.1	Vitesses moyennes basales au centre	85
3.3.1.2	Évolution de l'épaisseur au voisinage de l'obstacle	87
3.3.2	Caractérisation plus large de la zone d'influence	87
3.3.2.1	Profils moyens de vitesse $U_x(h)$	87
3.3.2.2	Projections des vitesses sur les plans (X,Y) et (X,Z)	88
3.3.2.3	Profils moyens de compacité au centre	89
3.3.2.4	Nombre moyen de contacts par grain	91
3.4	Calcul du coefficient de traînée . . . . .	92
3.5	Conclusion . . . . .	93
<b>Chapitre 4</b>	<b>Mise en place du Canon Granulaire</b>	<b>95</b>
4.1	Présentation du canon granulaire . . . . .	95
4.1.1	Intérêt de l'outil	95
4.1.2	Description de la méthode	96
4.2	Validation du canon . . . . .	97
4.2.1	Rappel des résultats numériques du modèle intégral (chapitre 3)	97
4.2.2	Paramètres numériques	97
4.2.3	Principe de validation	97
4.2.4	Profil temporel de l'effort normal	99
4.2.4.1	Discussion sur le paramètre temporel de la moyenne glissante	99
4.2.4.2	Validation du canon	100
4.3	Paramètres d'influence sur la pression générée . . . . .	102
4.3.1	Influence des paramètres locaux de contact entre grain et obstacle	103
4.3.2	Influence de la masse volumique des grains $\rho_{grain}$	103
4.3.3	Influence du rayon moyen $R_m$	104
4.3.4	Influence de la largeur de l'obstacle $l_o$	105
4.3.5	Le rapport $h_o/h_e$ entre hauteur de l'obstacle et épaisseur de l'écoulement	108
4.3.6	Influence de la forme de l'obstacle	109
4.3.6.1	Obstacle en étrave	109
4.3.6.2	Obstacle en cylindre	111
4.3.7	Le régime d'écoulement, défini par le nombre de Froude	111
4.3.7.1	Influence du régime d'écoulement : méthodologie	111
4.3.7.2	Discussion préliminaire sur les valeurs de $Fr$ voisines de 1	113
4.3.7.3	Influence du régime d'écoulement : résultats	114
4.4	Autre application du canon granulaire . . . . .	115

4.5 Conclusion . . . . .	117
<b>Chapitre 5 Transfert de connaissances vers les écoulements cohésifs</b>	<b>119</b>
5.1 Modélisation d'un matériau cohésif . . . . .	119
5.1.1 Effort de contact normal adhésif	120
5.1.2 Effort de contact tangentiel cohésif	123
5.2 Application à l'interaction entre un écoulement cohésif et un obstacle . .	123
5.2.1 Choix de la valeur des paramètres de la simulation	123
5.2.2 Influence du rapport d'adhésion $\alpha_c$	123
5.2.2.1 Évolution de l'effort exercé sur l'obstacle	125
5.2.2.2 Évolution spatiale des vitesses	125
5.2.2.3 Évolution spatiale du nombre de coordination	128
5.2.2.4 Évolution spatiale de la compacité et de l'épaisseur	129
5.2.2.5 Évolution du réseau de contacts	130
5.2.2.6 Influence sur le régime transitoire	134
5.2.3 Conclusion partielle : pourquoi l'effort augmente avec l'adhésion ?	134
5.3 Influence couplée du régime d'écoulement et du rapport d'adhésion sur le coefficient de traînée . . . . .	134
5.4 Discussion sur l'influence des erreurs de mesure . . . . .	139
5.5 Conclusion . . . . .	140
<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>141</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>145</b>



---

## Table des figures

---

1.1 Habitat protégé par le milieu naturel (photo P. Berthet-Rambaud) . . . . .	6
1.2 Avalanche dans la vallée de Chamouny (source Collection Musée Dauphinois) . . . . .	7
1.3 (a) Cristal de neige fraîche en étoile (photo [SnowCrystals]). (b) Particule reconnaissable (photo [ANENA]) . . . . .	8
1.4 (a) Cohésion par frittage, (b) grains fins (photos [ANENA]) . . . . .	9
1.5 (a) Gobelets (photo [ANENA]). (b) et (c) Grains ronds (photos [MétéoFrance] et [ANENA]) . . . . .	9
1.6 Reptation du manteau neigeux (photo CEMAGREF) . . . . .	10
1.7 Avalanche coulante, Oz-en-Oisans (Photo F. Valla) . . . . .	11
1.8 Vitesse en fonction de l'altitude dans l'épaisseur de neige. (a) Cas d'un écoulement partiellement fluidifié. (b) Cas d'un écoulement solide. . . . .	11
1.9 Avalanche se développant en aérosol (Source U.S. National Park Service) . . . . .	12
1.10 Décomposition d'un site avalancheux en trois zones distinctes : la zone de départ, la zone d'écoulement et la zone de dépôt. . . . .	13
1.11 Divers types de protection active permanente. (a) Claires (photo F. Valla). (b) Rateliers et (c) Filets (photos F. Rapin) . . . . .	13
1.12 Divers types de protection active temporaire. (a) Système Avalhex. (b) Déclenchement préventif d'avalanche. (c) Système Gazex (photos projet OPALE [OPALE]) . . . . .	14
1.13 Divers types de protection passive permanente. (a) Galerie, (b) dent freineuse, (c) étrave (photos F. Rapin). (d) Tas freineur (photo extraite de [Hàkonardòttir et al., 2003]). (e) Dispositif paravalanche de Taconnaz incluant dents freineuses, tas freineurs et digues. . . . .	15
1.14 Les 3 grandes catégories de comportement des milieux granulaires. Selon le mode de sollicitation le régime peut être solide, liquide ou gazeux (figure extraite de [Pouliquen, 2004a]) . . . . .	21
1.15 Illustration des régimes gazeux, liquide, solide en cohabitation lorsque l'on verse des billes de verre sur un tas (figure extraite de [Forterre and Pouliquen, 2008]) . . . . .	21
1.16 Zone morte observée après le passage d'une avalanche (photo P. Berthet-Rambaud) . . . . .	22

1.17 Différentes configurations pour l'étude des écoulements [Forterre and Pouliquen, 2008] avec les profils de vitesse typiques. (a) Cisaillement plan. (b) Cellule de Couette. (c) Chute verticale. (d) Plan incliné. (e) Écoulement sur tas. (f) Tambour tournant. . . . .	24
1.18 Recueil non exhaustif des valeurs de $C_d$ en fonction de $Fr$ , obtenues dans différents types d'études. . . . .	26
1.19 Zone morte en forme de dièdre. . . . .	28
1.20 Illustration simplifiée de l'algorithme de la méthode MD. Les étapes 2 et 3 sont répétées jusqu'à obtention du résultat désiré. . . . .	31
1.21 Contact entre deux sphères $E_1$ et $E_2$ , définition du plan d'interaction, des efforts normal et tangentiel de contact que $E_1$ applique à $E_2$ . . . . .	32
1.22 Diagrammes effort normal - interpénétration caractérisant une dissipation d'énergie (dissipation d'énergie en grisé). (a) Évolution caractéristique. (b) Effet d'une force de contact visqueuse linéaire. (c) Modèle de Walton [Walton and Braun, 1986]. . . . .	34
1.23 Principaux modèles d'adhésion, force normale et interpénétration adimensionnées respectivement par la résistance maximale à la traction $F^c$ et la distance d'équilibre $\delta^c$ . (a) Modèle théorique basé sur le modèle de Maugis [Maugis, 1999] : modèles JKR (- -) et DMT (—). (b) Modèle expérimental d'adhésion capillaire [Bocquet et al., 2002]. . . . .	35
1.24 Construction de la composante normale de la force de contact comme la somme d'une force capillaire et d'une force élastique linéaire [Scholtès, 2008]. . . . .	35
1.25 Exemple de loi de contact avec plastification et adhésion au contact [Luding et al., 2005; Luding, 2008]. . . . .	36
1.26 Forme régularisée de la loi de frottement de Coulomb. (a) Seuil de glissement. (b) Loi de Coulomb régularisée fonction du déplacement relatif tangentiel calculé incrémentalement. . . . .	37
 2.1 Schéma simplifié du canal de laboratoire. Le repère utilisé est constitué des axes X, Y, Z et de l'origine O, notés sur la figure. . . . .	42
2.2 Partie supérieure du canal. (a) Réservoir. (b) Porte d'ouverture. . . . .	42
2.3 Zone d'impact et son obstacle instrumentée. . . . .	43
2.4 Granulométrie laser : (a) billes A, (b) billes B. (- -) Taille moyenne. . . . .	44
2.5 (a) Schéma de principe de l'essai triaxial drainé. (b) Grandes classes d'évolution du déviateur $q = \sigma_1 - \sigma_3$ et de la variation de volume $\delta V$ en fonction de la déformation axiale et de la densité initiale. . . . .	45
2.6 Angles de frottement internes pour les deux types de billes. Sauf mention contraire, la vitesse de déformation verticale est de $0.013\%.s^{-1}$ . (a) Billes du type A : la masse volumique initiale de l'échantillon est comprise entre $1492\text{ kg.m}^{-3}$ et $1537\text{ kg.m}^{-3}$ . (b) Billes du type B : sauf mention contraire l'échantillon est sec, d'une masse volumique initiale de $1310\text{ kg.m}^{-3}$ . Le caractère dense noté en légende correspond à une masse volumique initiale de $1380\text{ kg.m}^{-3}$ . . . . .	45
2.7 Principe de mesure de l'épaisseur de l'écoulement. (a) Schéma de principe. (b) Calibration de la mesure. (c) Déduction de l'épaisseur à un instant $t$ en fonction du déplacement latéral de la ligne, et de la calibration préalable. . . . .	47
2.8 Système typique utilisant la méthode PIV (extrait de [Adrian, 2005]). . . . .	48
2.9 Analyse par intercorrélation numérique (extrait de [ONERA]). . . . .	49
2.10 Images types utilisées pour le calcul des déplacements locaux. La règle graduée au bas de chaque image est utilisée pour mettre en relation nombre de pixels et distance réelle. . . . .	51

2.11 Segmentation de chaque image en fenêtres d'analyse. (a) Le premier paramètre est la taille des fenêtres, ici $64 \times 64$ pixels. (b) Le deuxième paramètre est la période de répartition des fenêtres sur l'image, ici $16 \times 16$ pixels. . . . .	52
2.12 Résultats moyennés sur la série d'images choisies. (a) Moyennes calculées des vecteurs de déplacement pour chaque fenêtre d'analyse. (b) Écarts types calculés. . . . .	52
2.13 Correspondance entre déformation mesurée $\epsilon$ et force $F_x$ . Schéma de situation de la jauge de déformation et formule reliant $\epsilon$ et $F_x$ . $b = 3$ cm la largeur, $h = 3$ mm l'épaisseur, $E = 70$ GPa le module d'Young du matériau, $l$ variable selon la position verticale du point d'application de la force. . . . .	53
2.14 Calibration de la mesure d'effort. (a) Méthode de calibration. (b) Force $F_x$ (N) fonction de la Tension $U$ (V). . . . .	53
2.15 Dispositif de mesure de la pression d'impact normale. (a) Réservoir et zone d'impact. (b) Vue de dessus de la zone d'impact. (c) Les différents écrans interchangeables utilisés. La dénomination d'un écran rectangulaire commence par la lettre "r" et se termine par ses dimensions (par exemple l'écran de dimensions $4$ cm $\times$ $8$ cm se dénomme "r48"). La dénomination de l'écran circulaire de diamètre $4$ cm est "c4". . . . .	54
2.16 Images du dispositif expérimental. (a) Réservoir en cours de remplissage et matériau granulaire. (b) Porte d'ouverture. (c) Caméra A pour la mesure de l'épaisseur. (d) Caméra B pour la mesure du profil de vitesse. (e) Sauvegarde par ordinateur des données d'épaisseur et de vitesse. (f) Obstacle et dispositif de mesure de l'effort normal. . . . .	55
2.17 Utilisation d'une moyenne glissante pour le lissage des courbes d'efforts brutes. (a) Exemple de lissage avec le paramètre $dt_s = 1/20$ s, l'écart type $\sigma_{mg}$ est de l'ordre de 15% au palier. (b) Influence de la valeur de $dt_s$ sur la courbe lissée. . . . .	56
2.18 Écarts types $\sigma_{mg}$ autour de la moyenne glissante ( $dt_s = 1/20$ s) appliquée aux profils temporels d'efforts générés par (a) les billes B et (b) les billes A. (—) Profils moyens, (---) dispersion autour du profil moyen calculée avec $\sigma_{mg}$ . Valeurs particulières de $\sigma_{mg}$ notées sur chaque graphique. . . . .	57
2.19 Effort moyen appliqué par les billes B sur l'écran r44. Courbe moyenne des moyennes glissantes avec la dispersion sur ces moyennes, pour huit expériences similaires. . . . .	58
2.20 Comparaison entre les efforts calculés à partir du signal de la jauge et de la cellule de force, au cours d'un essai où la mesure est doublée. Les droites correspondent aux moyennes respectives en régime stationnaire (indiquées en légende). . . . .	58
2.21 Emplacements des caméras rapides A et B. (a) Position latérale de la caméra B. (b) Position en dessus du canal pour la caméra A, en dessous du canal pour la caméra B. Les distances à l'obstacle $D_o$ des mesures sont comprises entre 10 et 50 cm (pas de 10 cm). . . . .	59
2.22 Évolution de l'épaisseur en fonction du temps pour les billes B, pour différentes valeurs de $D_o$ . Chaque courbe est une moyenne de deux expériences similaires. La moyenne en régime stationnaire est notée sur chaque courbe. Une bille B est représentée dans le coin gauche de la dernière courbe pour la référence de taille. . . . .	60
2.23 Vitesses mesurées à travers les parois pour les billes B. (a) Profils de vitesse en paroi latérale en fonction de l'altitude dans l'épaisseur, pour différents $D_o$ . (b) Profils de vitesse en base sur l'axe latéral Z, en encart les vitesses moyennes. Une bille B est représentée sur la figure (a) pour la référence de taille. . . . .	61
2.24 Moyenne de l'effort au cours du régime stationnaire pour les billes B. . . . .	61

2.25 Évolution de l'épaisseur en fonction du temps pour les billes A, pour différentes valeurs de $D_o$ . Chaque courbe est la moyenne de deux expériences similaires. La moyenne du régime stationnaire est notée sur chaque courbe. . . . .	62
2.26 Vitesses mesurées à travers les parois pour les billes A. (a) Profils de vitesse en paroi latérale en fonction de l'altitude dans l'épaisseur, pour différents $D_o$ . (b) Profils de vitesse en base sur l'axe latéral Z, en encart les vitesses moyennes. . . . .	63
2.27 Évolution type de l'effort généré par les billes de type A sur l'obstacle équipé de l'écran r44. (a) Données brutes et lissage par moyenne glissante. (b) Écart type sur les données brutes. . . . .	64
2.28 Effort appliqué par les billes A sur l'écran r44. Courbe moyenne de sept expériences similaires, dispersion calculée par l'écart type autour de cette moyenne. Est ajouté l'effort de régime pseudo-stationnaire. . . . .	64
2.29 Évolution comparative de l'épaisseur moyenne en régime stationnaire pour les deux types de billes en fonction de $D_o$ . . . . .	65
2.30 Comparaison de l'évolution des vitesses pour les deux types de billes. (a) Vitesses moyennes sur l'épaisseur en fonction de $D_o$ avec la vitesse d'une sphère roulant sans glissement le long du plan incliné. (b) Profils de vitesse moyens. En encart : profils adimensionnés par la vitesse maximale. . . . .	66
2.31 Comparaison entre les courbes temporelles d'effort obtenues pour chaque type de bille. Ajout des valeurs de $F_{palier}^A$ et $F_{palier}^B$ . . . . .	67
2.32 Évolution de $\text{Fr}$ en fonction de $D_o$ , pour les deux types de billes. . . . .	68
2.33 Influence du type d'écran sur l'effort mesuré pour les billes B. Évolution de l'effort moyen en fonction du temps. . . . .	69
2.34 Résumé non exhaustif des valeurs de $C_d$ en fonction de $\text{Fr}$ , pour différents types d'études. Ajout des valeurs moyennes trouvées dans le cadre de notre étude expérimentale. . . . .	70
 3.1 Évolution de l'effort de contact normal dictée par le modèle de Walton. Les trois droites constituant le graphique correspondent aux situations 1, 2 et 3. La considération de la situation et du taux de pénétration ( $\delta^+$ ou $\delta^-$ selon que la pénétration augmente ou diminue) à l'instant $t$ nous permet de calculer $F_n$ à l'instant $t + dt$ . . . . .	74
3.2 Cas de calcul de l'effort de contact entre un grain $E_1$ et une boîte $E_2$ . Le plan d'interaction est la surface en contact de la boîte. Le calcul est fait comme si le grain était en contact avec un grain similaire identique et symétrique par rapport au plan d'interaction. . . . .	77
3.3 Influence de $k_n$ sur l'effort de contact normal en fonction du temps pour un contact binaire. Les valeurs $A_i$ ( $i = 1, 2, 3$ ) correspondent aux intégrales $\int F_n(t) dt$ associées aux courbes avec $k_n = 10^i$ : $A_0 = A_1 = A_2$ . . . . .	78
3.4 Dépendance du frottement global au frottement local, expérimentale et numérique. Résultats rassemblés dans [Mahboudi et al., 1996], ajoutés des résultats de [Chareyre, 2003] et de [Plassiard, 2007]. la valeur de n représente la porosité en configuration 2D. . . . .	80
3.5 Génération de l'échantillon initial par dépôt gravitaire. L'énergie cinétique totale de la masse granulaire rapportée à la masse d'un grain de rayon $R_m$ est tracée en fonction du temps. Les différents encarts exposent les étapes du dépôt pour une moitié latérale du réservoir, l'échelle des couleurs représente l'énergie cinétique. . . . .	81

## TABLE DES FIGURES

3.6	Définition d'un volume de calcul des grandeurs moyennées. Les coordonnées du centre du volume sont $(x_v, y_v, z_v)$ , ses dimensions sont $\Delta x_v$ , $\Delta y_v$ et $\Delta z_v$ dans les trois directions de l'espace. . . . .	82
3.7	(a) Évolutions numérique et expérimentale de l'épaisseur au centre et au palier en fonction de $D_o$ . (b) Profil temporel type d'épaisseur (exemple avec $D_o = 30$ cm) permettant le calcul de $h_{palier}$ . . . . .	83
3.8	Évolutions numérique et expérimentale des profils de vitesses en paroi en fonction de $D_o$ , en régimes stationnaires. . . . .	83
3.9	Comparaison entre les profils temporels d'efforts normaux expérimental et numérique (ajout des données brutes : $\sigma_{mg}$ représente environ 25% de l'effort). La moyenne du palier d'effort est également représentée. L'absence d'une partie de la courbe numérique d'effort, en bas à gauche, est une conséquence de l'utilisation de la moyenne glissante (paramètre $dt_s = 1/10$ s). . . . .	85
3.10	(a) Courbes temporelles des vitesses basales, pour $D_o$ compris entre 2 et 50 cm par pas de 2 cm. Les flèches indiquent l'évolution des courbes en fonction de la variation de $D_o$ ( $D_o^+$ ou $D_o^-$ selon que $D_o$ croît ou décroît). En gras les profils pour lesquels l'influence de l'obstacle est nette : forte baisse au cours du temps. (b) Schéma de situation des volumes de calcul. . . . .	86
3.11	Évolution de l'épaisseur en régime stationnaire au voisinage de la zone d'influence, pouvant être marquée ou diffuse. . . . .	87
3.12	Profils de vitesse au voisinage de l'obstacle. En légende les valeurs de $D_o$ associées à chaque courbe ( $\Delta x_f = \Delta z_f = 4$ cm, $\Delta y_f = 0.1$ cm, $z_f = 10$ cm). . .	88
3.13	Déviation du vecteur vitesse en zone d'influence : composantes selon les axes X et Z pour des couches d'épaisseur 1 cm allant de l'altitude 0 à 4 cm (représentation en vue de dessus). (a) Couche basale, (b) et (c) couches intermédiaires, (d) couche supérieure. L'obstacle est représenté sur chaque image. Correspondance des couleurs en $m.s^{-1}$ , sur la barre en bas à droite. . . . .	88
3.14	Déviation du vecteur vitesse en zone d'influence : composantes selon les axes X et Y pour une couche de profondeur 4 cm allant de 8 cm à 12 cm. L'obstacle est représenté. Correspondance des couleurs en $m.s^{-1}$ sur la barre à droite. . .	89
3.15	principe du calcul des profils moyens de compacité. Le volume de calcul de la moyenne est discrétisé selon l'axe Y avec des incrément de valeur $dy_v$ . Pour chaque altitude $i \cdot dy_v$ (i un entier), la compacité $\Phi$ est calculée par la formule $\Phi(i \cdot dy_v) = S_s/S_t$ , avec $S_s$ la surface occupée par les grains et $S_t$ la surface totale égale à $\Delta x_f \times \Delta z_f$ . . . . .	90
3.16	Compacité $\Phi$ en fonction de l'altitude $h$ , pour 6 cm $D_o < 16$ cm par pas de 2 cm. En légende les valeurs de $D_o$ . Moyennes de $\Phi$ dans toute l'épaisseur de matériau (—), dans la partie non influencée par le socle (---). . . . .	90
3.17	Évolution de la coordination en fonction de $D_o$ voisin de $D_c$ , calculée pour différentes couches d'épaisseur 1 cm. . . . .	91
3.18	(a) Coordination et (b) compacité en fonction de l'altitude, au voisinage de l'obstacle. Mise en évidence de trois zones distinctes dans l'épaisseur de matériau. . . . .	92
3.19	Profils de vitesse (a) et de compacité (b) en frontière amont de la zone d'influence, au centre, en régime stationnaire. Les moyennes de chaque courbe sont ajoutées. . . . .	92

4.1 Schéma de fonctionnement du canon granulaire. (a) L'échantillon est généré par dépôt gravitaire dans un moule, ôté des grains proches des parois, (b) puis translaté en zone de départ pour enfin être lancé en direction de l'obstacle. (c) Durant l'écoulement, les grains en zone grisée claire (zone non gravitaire) sont en mouvement de translation uniforme, les autres (zone gravitaire) sont soumis aux efforts de contact et à la gravité. . . . .	96
4.2 Principe de validation du canon granulaire. Les caractéristiques de l'écoulement du milieu du palier d'épaisseur, à la distance $D_c$ de l'obstacle, sont utilisées en tant que données d'entrée du canon granulaire. La validation s'effectue par comparaison des efforts obtenus dans les deux cas. . . . .	98
4.3 Profils de vitesse (a) et de compacité (b) initiaux pour la validation du canon granulaire. Les deux courbes pour chacun des graphiques ont la même moyenne pour $h$ compris entre 0 cm et $h = h_c$ . . . . .	98
4.4 (a) Influence de $dt_s$ (compris entre 1/50 et 1/10) sur le profil d'effort moyen. (b) Influence de $dt_s$ (pour 1/200, 1/40 et 1/20 s) sur le rapport entre $\sigma_{mg}$ et la courbe lissée (en pourcentage). . . . .	99
4.5 Profil temporel de l'énergie cinétique massique moyenne par grain, décomposé en quatre étapes. (1) Phase d'accélération sans impact. (2) Phase de création de la zone d'influence. (3) Phase stationnaire. (4) Fin de l'alimentation amont des grains. Plus sombre est le gris, plus faible est la vitesse. . . . .	100
4.6 Profil d'effort moyen avec l'obstacle de dimensions 4 cm × 4 cm dans le cas du canon. La phase transitoire s'achève alors à $t = t_{zone morte} = 0.05$ s. . . . .	101
4.7 Profils d'effort moyennés obtenus avec le modèle intégral avec les obstacles de dimensions 10 cm × 4 cm (obstacle large) et 4 cm × 12 cm (obstacle haut). Les droites horizontales correspondent à l'effort en régime stationnaire obtenu avec le canon pour des obstacles de mêmes dimensions. . . . .	101
4.8 Profil de vitesse lateral standard issu du modèle intégral (quel que soit l'obstacle) à la distance $D_c$ de l'obstacle en régime stationnaire. Les moyennes pour Z compris entre 8 et 12 cm, et entre 5 et 15 cm sont ajoutées. . . . .	102
4.9 Influence des paramètres locaux de contact entre grain et obstacle. (a) Raideur normale $k_n$ . (b) Restitution normale $e_n$ . (c) Angle de frottement $\varphi_{obstacle}$ . . .	103
4.10 Influence de la masse volumique des grains sur la pression (a) et sur le coefficient de traînée (b). . . . .	104
4.11 Temps de calcul en fonction du rayon moyen des grains, dans l'utilisation du canon granulaire. La courbe de régression vérifiant une loi puissance est ajoutée. La valeur de référence est ajoutée. . . . .	104
4.12 Influence du rayon moyen des grains sur la pression (échelle de gauche) et le coefficient de traînée (échelle de droite). . . . .	105
4.13 (a) Influence de $R_m$ (en légende) sur le rapport entre $\sigma_{mg}$ et profil lissé, en pourcentage. Les droites horizontales représentent la valeur en phase stationnaire des courbes. La courbe associée à $R_m = 1.5$ mm, dont la phase stationnaire est plus réduite, résulte d'un faible volume de grains. Les pics en début et fin de chaque courbe correspondent à la phase transitoire. (b) Nombre moyen d'impacts sur l'obstacle en fonction de $R_m$ , en régime stationnaire. La courbe aux moindres carrés est quasiment l'inverse d'une puissance de 2. . . . .	105
4.14 Influence de la largeur de l'obstacle : le jeu de données supérieur est associé à la définition 4.2 de la pression, le jeu de données inférieur est associé à la définition 4.3. . . . .	106

4.15 Profils de vitesse latéraux en vue de dessus, pour diverses distances à l'obstacle $D_o$ , pour toute la gamme de $l_o$ largeur de l'obstacle. Pour chaque figure, entre parenthèses la vitesse moyenne maximale atteinte, le profil correspondant étant en pointillé. En encart en haut à gauche, les distances à l'obstacle $D_o$ . . . . .	107
4.16 Évolution finale du coefficient de traînée après les corrections sur la pression (1) et sur la vitesse amont (2). . . . .	107
4.17 Influence du rapport $h_o/h_e$ sur l'évolution de la pression (échelle de gauche) et du coefficient de traînée (échelle de droite). Le nombre de Froude $\text{Fr} = 4.8$ . En encart un extrait des résultats d'une étude similaire dans le cas d'un obstacle émergent [Hauksson et al., 2007]. . . . .	108
4.18 Étude extraite de [Albert et al., 1999]. Rapport entre force de traînée $F_d$ et taille $d_c$ de l'objet fixe la subissant, en fonction de la profondeur d'insertion de l'objet, pour divers couples $(d_c, d_g)$ avec $d_g$ la taille des grains. La vitesse du matériau granulaire est de $1.5 \text{ mm.s}^{-1}$ . . . . .	109
4.19 Forme géométriques utilisées : (a) étrave, (b) cylindre droit, (c) plat. La flèche représente le sens de l'écoulement. . . . .	109
4.20 Influence de l'angle de l'étrave sur la pression (échelle de gauche) et sur le coefficient de traînée (échelle de droite), pour divers angles de frottement local entre grain et étrave ( $\text{Fr} = 4.8$ ). Le résultat de l'obstacle plat est rappelé. . .	110
4.21 Influence de l'angle de l'étrave sur la pression (échelle de gauche) et le coefficient de traînée (échelle de droite), pour un angle de frottement de $18^\circ$ entre grain et étrave. Contributions normale et tangentielle. . . . .	110
4.22 Influence du rayon de courbure sur la pression (échelle de gauche) et le coefficient de traînée (échelle de droite). En marge, un grossissement de la zone de mesures (a) et la surface de l'obstacle schématisée (b). Angle de frottement grain/obstacle de $18^\circ$ . Le résultat de l'obstacle plat est rappelé. . . . .	111
4.23 Schéma du modèle utilisé pour le calcul de la pression exercée sur un obstacle pour des nombres de Froude bas ( $0.16 < \text{Fr} < 1.6$ ). Dimensions du moule : 45 cm de longueur, 20 cm de largeur (environ 25000 grains). . . . .	112
4.24 Profil d'effort classique (vitesse de déplacement de l'obstacle $0.5 \text{ m.s}^{-1}$ ) obtenu lors de simulations à nombre de Froude faible. Les chiffres compris entre 1 et 4 correspondent aux différentes phases du profil. Le calcul de $P_{palier}$ et $C_d$ est effectué à partir de l'effort moyen de la phase 3. . . . .	113
4.25 Influence du nombre de Froude : (a) sur la pression (en encart un agrandissement de la zone des pressions calculées pour de faibles $\text{Fr}$ ), (b) sur le coefficient de traînée. Les pointillés verticaux séparent les domaines d'application des deux types de modélisation. . . . .	114
4.26 Courbes de tendance en loi puissance pour l'évolution discrète de $C_d$ en fonction de $\text{Fr}$ . (a) Expérience numérique de traînée lente. (b) Canon granulaire. . . . .	115
4.27 (—) Profil temporel d'effort expérimental, associé à une vitesse moyenne mesurée avant impact de $2 \text{ m.s}^{-1}$ . (- -) Efforts numériques obtenus pour diverses vitesses initiales implantées dans le canon. . . . .	116
4.28 (—) Vitesse au centre estimée indirectement à partir du canon granulaire. (×) Vitesse en paroi mesurée expérimentalement. (- -) Profil de vitesse concave imaginé en fonction des vitesses au centre et en paroi. (---) Profil de vitesse obtenu pour les billes de type B. . . . .	116

5.1	Évolution de l'effort de contact normal dictée par le modèle de Walton avec ajout d'une composante adhésive. Les valeurs de $F_n^{max}$ et de $F_n^{adh}$ dépendent des paramètres locaux du contact et de la vitesse relative à la création du contact. En encart le lien entre équation utilisée et état du contact. . . . .	120
5.2	transitions entre les états de la loi de contact normale (deux figures pour la lisibilité). . . . .	121
5.3	Forme régularisée de la loi de frottement de Coulomb avec ajout d'une composante cohésive. (a) Seuil de glissement. (b) Loi de Coulomb régularisée fonction du déplacement relatif tangentiel calculé incrémentalement. (---) Loi de comportement pour un matériau non cohésif. . . . .	122
5.4	Évolution de la loi de contact normale lorsque la valeur du rapport d'adhésion $\alpha_c$ varie. . . . .	124
5.5	(a) Profil temporel d'effort pour différents rapports d'adhésion, la phase stationnaire est considérée entre les droites en pointillés. Le paramètre temporel de la moyenne glissante est $dt_s = 1/40$ s. (b) Effort au palier en fonction du rapport d'adhésion $\alpha_c$ . . . . .	125
5.6	Répartition des normes de vitesse parmi la population de grains en zone d'écoulement, en pourcentage par rapport au nombre total de grains. . . . .	126
5.7	Instantanés de la zone morte durant la phase stationnaire pour $\alpha_c = 0$ (gauche) et $\alpha_c = 1$ (droite). Chaque grain est coloré en fonction de la norme de sa vitesse, comprise entre 0 et $1 \text{ m.s}^{-1}$ . Les coordonnées sont en cm. . . . .	126
5.8	Volume de la zone morte (constituée des grains dont la norme de la vitesse est inférieure à $U_{max,zm} = 1 \text{ m.s}^{-1}$ ) rapporté aux dimensions de l'obstacle $l_0$ et $h_o$ , en fonction du rapport d'adhésion $\alpha_c$ . Moyenne sur une dizaine d'instants du régime stationnaire, les barres d'erreur sont calculées à partir de l'écart type.	127
5.9	Influence du paramètre $\alpha_c$ sur le nombre de coordination, pour les deux valeurs extrêmes $\alpha_c = 0$ (matériau non cohésif) et $\alpha_c = 1$ (matériau très cohésif). La barre centrale fait le lien entre nombre de coordination et couleur employée. .	128
5.10	Nombre de coordination $C$ en fonction de la distance à l'obstacle $D_o$ , pour divers rapports d'adhésion, notés en encart. Le calcul de $C$ est effectué durant la phase stationnaire dans le volume défini dans le schéma de droite. . . . .	129
5.11	Répartition du nombre de contacts (en pourcentage du nombre de total de grains) dans le matériau pour les grains directement en amont de l'obstacle ( $8 \text{ cm} < Z < 12 \text{ cm}$ quel que soit X), pour divers rapports d'adhésion, durant le régime stationnaire. Le gris plus foncé correspond à la valeur la plus proche du nombre de coordination global. . . . .	130
5.12	Profils de compacité en fonction de l'altitude, pour divers rapports d'adhésion $\alpha_c$ , pour $D_o = 5$ et $10 \text{ cm}$ . Les profils sont lissés par moyenne glissante pour permettre la comparaison. (---) Valeur de compacité au plateau pour un matériau non cohésif. . . . .	130
5.13	Système de couleurs pour la reconnaissance des états dans le cadre de la loi de contact normale, utilisé dans la figure 5.14. (rouge) phase élastique, (bleu) phase hystéritique répulsive, (vert) phase hystéritique adhésive, (marron) phase de retour à un effort de contact nul. . . . .	131
5.14	Vue 3D du réseau de contacts normal, la correspondance des couleurs est définie dans la figure 5.13. L'épaisseur des traits est fonction de la norme de la force normale de contact. L'obstacle est représenté sur chaque figure. . . . .	132

5.15 (a) Rapport entre la durée moyenne des contacts $\langle t_c \rangle$ et la durée moyenne de parcours des grains $\langle t_e \rangle$ dans la zone d'écoulement, en fonction du rapport d'adhésion $\alpha_c$ . Les moyennes sont faites sur une dizaine de grains disposés dans divers endroit de l'échantillon initial (b). . . . .	133
5.16 (a) Temps moyen par grain passé en écoulement en fonction de l'instant d'entrée dans la zone d'écoulement. . . . .	134
5.17 (a) Influence du nombre de Froude sur le coefficient de traînée, pour divers rapports d'adhésion. (b) Rapport entre le coefficient de traînée obtenu pour un matériau non adhésif ( $\alpha_c = 0$ ) et ceux obtenus pour des matériaux plus adhésifs ( $\alpha_c = 1/5, 1/2, 1$ ). . . . .	135
5.18 Évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude, pour divers rapports d'adhésion. Chaque point correspond à un calcul, basé sur la méthode de traînée lente (à gauche) et sur la méthode du canon granulaire (à droite). Les courbes continues sont des approximations aux moindres carrés des courbes discrètes pour chaque gamme de nombre de Froude, de la forme $C_d = a Fr^{-b}$ . Les valeurs de a,b et du coefficient de corrélation $R^2$ sont notées dans le tableau 5.19. . . . .	136
5.19 Valeurs des coefficients $a$ et $b$ dans l'approximation de la forme $C_d = a Fr^{-b}$ des courbes discrètes représentant l'évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude, pour divers rapports d'adhésion. Le coefficient de corrélation est ajouté pour chaque approximation. La partie grisée correspond aux simulations menées avec la méthode de traînée lente. . . . .	137
5.20 Évolution des valeurs des coefficients numériques $a$ et $b$ en fonction du régime d'écoulement, pour divers rapports d'adhésion, en légende. . . . .	137
5.21 Influence qualitative de la modification des paramètres de calcul de $C_d$ et de $Fr$ . (a) Influence d'une modification de l'épaisseur. (b) Influence d'une modification de la vitesse. (c) Influence d'une modification de la densité. Les flèches vont dans le sens de l'augmentation des paramètres. (—) Courbe de base, (--) diminution, (- - -) augmentation. . . . .	139
5.22 Comparaison des profils de vitesses, adimensionnés par rapport à la vitesse maximale, pour deux matériaux granulaires : des grains fins de neige (issu de [Rognon, 2006]) et des billes de verre. (a) Profils en paroi latérale. (b) Profils en surface libre. . . . .	144



---

## Liste des tableaux

---

2.1	Angles de frottement bille/canal mesurés à la boîte de cisaillement direct, pour les billes du type B (vitesse de cisaillement constante : 1 mm/min <sup>-1</sup> ). . . . .	44
2.2	Caractéristiques principales des caméras CCD utilisées. . . . .	46
2.3	Surfaces d'obstacle interchangeables. Toutes les surfaces sont rectangulaires, excepté celle de l'écran c4 qui est circulaire. . . . .	54
2.4	Calcul du nombre de Froude pour les deux types de billes. . . . .	67
2.5	Valeurs de $\mathbb{C}_d \times \Phi$ pour $D_o = 10$ cm, données pour $Phi = 0.4$ et $Phi = 0.59$ . . . . .	68
2.6	Valeurs de $\mathbb{C}_d$ pour $D_o = 10$ cm, pour les différents types d'obstacles. , données pour $Phi = 0.4$ et $Phi = 0.59$ . . . . .	69
3.1	Traitement de l'effort normal de contact entre deux grains. La situation est celle du contact, notée sur la figure 3.1. . . . .	74
3.2	Calcul de la raideur normale de contact. (a) Valeur choisie du paramètre $E_n$ . (b) Résultats des raideurs normales de contact (équation 3.11), en considérant le rayon moyen $R_m$ . . . . .	77
3.3	Calcul de la Raideur tangentielle de contact. (a) Valeur choisie du paramètre $\nu$ [axesindustries]. (b) Résultat des raideurs de contact tangentielles (équation 3.13), en considérant le rayon moyen $R_m$ . . . . .	79
3.4	Résumé des valeurs des paramètres locaux, en considérant le rayon moyen $R_m$ . . . . .	80
3.5	Valeurs de $\mathbb{F}r$ et de $\mathbb{C}_d$ , issues du modèle numérique et calculées à partir des caractéristiques internes de l'écoulement. Rappel des valeurs analogues calculées en paroi (paragraphe 2.5) pour les billes du type B. . . . .	93
4.1	Paramètres utilisés pour la validation du canon granulaire. . . . .	97
4.2	Résumé des valeurs des paramètres locaux, en considérant le rayon moyen $R_m = 2.466$ mm. . . . .	97
4.3	Paramètres d'influence sur la pression et le coefficient de traînée. Chaque étude paramétrique est effectuée à autres paramètres égaux à leur valeur de référence.103	
4.4	Résumé des valeurs expérimentales obtenues pour les billes de type A. . . . .	115
5.1	Définition des états rencontrés lors d'un contact normal. . . . .	121
5.2	Divers paramètres de la modélisation (valeurs référence du chapitre 4), dont les propriétés de l'échantillon initial. . . . .	124
5.3	Résumé des valeurs des paramètres micromécaniques, pour des grains de rayon $R_m$ . Si $\alpha_c = 0$ le matériau n'est pas cohésif, si $\alpha_c = 1$ le matériau est très cohésif.124	



---

## Introduction générale

---

### **Le domaine de la protection**

Principalement en raison de l'essor du tourisme de montagne, le milieu montagnard français a connu, durant ces 30 dernières années, un développement important de son parc immobilier et de ses infrastructures routières et ferroviaires. Cette urbanisation récente va de pair avec une nécessité de protection contre le principal danger en montagne : les avalanches de neige. Les moyens de s'en protéger sont nombreux. Il peut s'agir de fixer le manteau neigeux en zone de départ, de déclencher de manière préventive les avalanches dans un cadre sécurisé ou encore de construire des ouvrages ayant pour rôle de protéger de l'avalanche une fois celle-ci déclenchée, naturellement ou artificiellement (passage d'un skieur, déclenchement préventif...). Ce dernier type de protection, dont l'appellation est protection passive permanente, est constitué d'ouvrages de génie civil, généralement construits en béton armé. Ils permettent la dérivation de l'énergie de l'écoulement avalancheux, comme dans le cas de paravalanches routiers ou d'étraves, ou encore la dissipation de cette énergie, comme dans le cas de tas freineurs ou de digues de protection.

### **Estimation actuelle de la pression avalancheuse**

Aujourd'hui, malgré trente années de recherche antérieure, la pression qu'exerce réellement une avalanche sur une structure est largement méconnue. Son estimation repose sur un calcul de la pression cinétique de l'avalanche ou pression de référence, multipliée par un coefficient de proportionnalité appelé coefficient de traînée. Or, l'utilisation de la formule de la pression cinétique est basée sur des hypothèses simplificatrices de l'écoulement avalancheux : le régime de l'écoulement est supposé stationnaire, le fluide parfait et incompressible, le champ de vitesses uniforme... De plus, la vitesse et la densité d'écoulement intervenant dans cette formule sont estimées empiriquement par l'expert en fonction d'une avalanche de référence, avec toutes les imprécisions qu'une estimation d'un phénomène naturel, complexe et variable tel qu'une avalanche peut comporter.

### **Dimensionnement de la protection passive permanente**

La protection passive permanente est dimensionnée sur la base de cette estimation. Malgré toutes les approximations que comporte la méthode de dimensionnement, les ouvrages de protection, de la manière dont ils sont construits, remplissent tout à fait correctement leur rôle, et rares sont ceux qui ont été seulement fissurés. Ceci est dû à l'intégration de toute une série de coefficients de sécurité, rendant ces ouvrages souvent très massifs et onéreux.

La poursuite actuelle de l'urbanisation en milieu montagnard liée à une exigence croissante de sécurité va de pair avec une généralisation de ces ouvrages. Ceux-ci doivent donc être optimisés dans un but de compromis entre efficacité et réduction des coûts.

### Vers une meilleure connaissance de la sollicitation avalancheuse

Dans ce but, le verrou scientifique à lever est la connaissance de la pression avalancheuse en fonction des caractéristiques de l'avalanche. Il est délicat d'étudier ce problème en site naturel, car on est alors en présence d'un phénomène non reproductible, dont on ne peut estimer que les propriétés surfaciques. L'expérimentation en canal d'écoulement réduit, soit sur de la véritable neige, soit sur un matériau granulaire, apporte un cadre plus reproductible mais souffre toujours de difficultés quant à la mesure des caractéristiques internes de l'écoulement. La densité du matériau en écoulement doit être estimée arbitrairement et la vitesse est considérée en surface, ce qui rend l'interprétation des phénomènes mis en jeu délicate.

### Méthodes numériques

Les méthodes numériques de type éléments discrets sont particulièrement adaptées pour modéliser des phénomènes dans lesquels les déformations sont importantes, comme cela est le cas dans les écoulements avalancheux. Ces méthodes permettent la modélisation de milieux granulaires, donc constitués de particules indépendantes pouvant interagir entre elles. L'avantage principal de leur utilisation est l'accès à des données inaccessibles à l'expérimentateur. Les vitesses et densités régnant au sein de l'écoulement peuvent donc être calculées. De plus, l'analyse plus locale de la répartition spatiale des contacts entre grains élémentaires peut éclairer sous un nouveau jour les phénomènes étudiés. Encore faut-il que la modélisation soit validée expérimentalement afin de disposer d'une référence fiable à la réalité. Il est donc nécessaire de mettre au point une expérience dont les résultats sont comparés avec ceux obtenus numériquement. Une fois cette validation effective, le modèle numérique, s'il est suffisamment souple, peut permettre des analyses paramétriques pour étudier l'influence de paramètres qu'il serait impossible à piloter de manière expérimentale.

### Présentation du plan

Le travail de cette thèse a pour ambition d'apporter des éléments de réponse pour le calcul de la pression réelle exercée par une avalanche sur une structure frontale. Le manuscrit est décomposé en cinq parties.

Le **chapitre 1** est une revue bibliographique consacrée à la définition de la problématique ainsi qu'à l'exposition des méthodes utilisées pour tenter d'y apporter une réponse. En premier abord sont décrites les méthodes de dimensionnement des ouvrages de protection passive, ainsi que les hypothèses sur lesquelles elles reposent. Ensuite, une brève introduction est faite sur les écoulements granulaires en interaction avec des obstacles, dans l'hypothèse d'une analogie entre écoulement avalancheux et écoulement granulaire. Pour terminer, les fondamentaux de la méthode numérique développée dans cette thèse sont détaillés puis discutés.

Le **chapitre 2** détaille la mise au point de l'expérimentation ainsi que les résultats obtenus. Il s'agit d'un canal d'écoulement de laboratoire. Des mesures de vitesse et d'épaisseur sont effectuées ainsi que la mesure de l'effort normal exercé par l'écoulement granulaire sur un obstacle. Le but est d'en tirer un coefficient de traînée de l'expérience, rapport entre pression exercée sur l'obstacle et pression de référence, ainsi qu'un nombre de Froude, rapport entre

les forces liées à l'inertie dans l'écoulement et les forces liées à la gravité.

Dans le **chapitre 3**, la méthode numérique de dynamique moléculaire est appliquée à la modélisation de l'expérience du chapitre précédent. La validation du modèle est faite grâce à une comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux de vitesse, d'épaisseur pour ce qui concerne les caractéristiques de l'écoulement, et du profil temporel d'effort exercé sur l'obstacle pour ce qui concerne la sollicitation. Le modèle numérique permet alors la mesure de grandeurs non accessibles à l'expérience, comme la vitesse ou la densité au sein de l'écoulement. Ceci permet une correction du coefficient de traînée et du nombre de Froude calculés au cours du chapitre précédent sur la base de ces mêmes caractéristiques, auparavant estimées en surface.

Le **chapitre 4** concerne le développement d'un outil numérique, le canon granulaire, permettant à la fois l'optimisation du temps de calcul et la possibilité d'effectuer des analyses paramétriques. Il est validé à l'aide des résultats du chapitre 3, et permet de ne prendre en compte que la zone d'interaction entre écoulement et obstacle, s'affranchissant par là même de la simulation d'une grande partie de l'écoulement n'exerçant aucune influence sur l'obstacle. La sensibilité du modèle aux paramètres numériques est étudiée par une étude de leur influence sur le coefficient de traînée. Nous étudions également l'influence des caractéristiques de l'écoulement, comme la vitesse ou l'épaisseur, ainsi que celle de la géométrie de l'obstacle, comme sa hauteur ou sa forme, sur le coefficient de traînée. Le but est de mettre en lumière les influences les plus importantes, et celles qui le sont moins.

Enfin, le **chapitre 5** fait état de l'influence de l'utilisation d'un matériau cohésif sur le coefficient de traînée. Le but est d'étudier, avec les outils développés au cours du chapitre précédent, la sollicitation d'un écoulement avalancheux avec l'hypothèse que celui-ci peut être assimilé à l'écoulement d'un matériau granulaire cohésif, sur un obstacle frontal. La cohésion est introduite par l'implémentation dans la loi de contact d'une composante locale adhésive normale ainsi que d'une composante locale cohésive tangentielle. L'influence de la cohésion est analysée par une étude globale à l'échelle de l'écoulement et locale à l'échelle des contacts. Enfin, une étude de l'influence des erreurs de mesures sur les résultats de coefficient de traînée et de nombre de Froude, qui peuvent être nombreuses dans un cadre expérimental, est menée pour terminer ce chapitre. Ces erreurs peuvent provenir de la mesure d'épaisseur, de la mesure de vitesse qui est habituellement effectuée en surface libre, et de l'estimation de la densité de l'écoulement.



# CHAPITRE 1

---

## Contexte scientifique

---

Le but de ce chapitre est de poser les bases de ce qui est utilisé et discuté tout au long de ce manuscrit de thèse. La première partie présente le contexte et les enjeux de la protection contre les avalanches de neige en montagne, ainsi que les connaissances actuelles sur l'action générée par une avalanche sur une structure. La deuxième partie concerne certains aspects généraux liés aux écoulements granulaires ainsi qu'à la problématique de leur interaction avec un obstacle. L'interaction est abordée du point de vue de l'obstacle, de la sollicitation qu'il subit. La troisième partie présente différentes méthodes numériques courantes dans la modélisation des matériaux granulaires en écoulement. Enfin, la dernière partie contient les détails associés à la méthode de dynamique moléculaire, méthode numérique utilisée dans cette thèse pour la modélisation des écoulements granulaires.

### 1.1 La protection contre les avalanches naturelles de neige

#### 1.1.1 Contexte et enjeux

Le milieux montagnard en France et en Europe représente une partie non négligeable de la superficie totale des territoires l'englobant. Les Alpes s'étendent de Nice à Vienne sur une longueur de 1500 km pour une largeur maximale de 200 km. Leur superficie est d'environ 200000 km<sup>2</sup>, représentant approximativement un tiers de la superficie du territoire français. Ce massif, à l'image des autres massifs montagneux, a connu en quelques décennies de profondes modifications dans ses structures traditionnelles, sociales, économiques. La raison principale est à rechercher essentiellement dans l'essor du tourisme de montagne [Ancey, 1998]. Celui-ci a engendré une urbanisation galopante du milieu montagnard, se traduisant par la construction d'infrastructures routières et ferroviaires accompagnées de la naissance d'un parc immobilier important.

À une époque plus ancienne où la montagne était l'habitat d'une minorité, les habitants des régions à risque avalancheux s'implantaient dans des lieux localement sécurisés. Cette sécurité pouvait provenir de la main de l'homme, lorsque celui-ci préservait ou régénérait la couverture forestière. Elle pouvait également être issue de la nature elle-même : dans une maison construite sous la protection d'un gros rocher (figure 1.1), ou dans des lieux dont la mémoire collective ne se rappelait d'aucune avalanche importante. Cela ne fut pas toujours suffisant. L'exemple du village de Talau dans les Pyrénées-Orientales nous le rappelle avec 64 morts en 1806, puis 22 en 1906, à cause de deux avalanches meurtrières. Un autre accident

plus récent, souvent cité car il s'agit de la plus grosse catastrophe en France : en 1970, le chalet de l'UCPA à Val-d'Isère en Savoie fut touché, 39 personnes décédèrent.



FIGURE 1.1: *Habitat protégé par le milieu naturel (photo P. Berthet-Rambaud).*

En France, la création des services de Restauration des Terrains de Montagne (RTM) en 1860 marqua le début symbolique de la lutte contre les avalanches. La RTM fut créée à la suite d'une avalanche catastrophique qui se produisit à Barèges (Hautes-Pyrénées), premier site en France à bénéficier d'un dispositif de protection contre les avalanches. Il y fut construit une série de banquettes et de barrages en pierre, et mis en place un peu moins de 10000 pieux enfouis dans le sol. Si les pieux furent vite arrachés, les banquettes et les barrages montrèrent leur efficacité dans leur rôle de fixation du manteau neigeux. Toutefois, le principal remède d'alors était le reboisement, ce à quoi la RTM s'employa fortement. Il s'agissait du moyen connu dont le rapport entre coût et efficacité était le plus faible. Les enjeux n'étaient pas encore suffisants pour justifier la conception et la construction d'ouvrages d'arts beaucoup plus coûteux.

Le développement du système de protection français fut balbutiant jusqu'au début des années 70. Au même moment, la Suisse voisine était plus avancée dans ce domaine. Le milieu montagnard y représente une partie importante du territoire, il s'agissait par conséquent de protéger certaines lignes de chemin de fer exposées, de garantir l'ouverture des principaux cols de montagne et de sécuriser certains centres touristiques importants. Les dispositifs de protection développés par le voisin helvétique servirent de modèle lorsque l'accident du chalet de l'UCPA arriva en 1970. Au même moment, il existait en France une croissance importante des infrastructures routières et ferroviaires, mais aussi de la construction en milieu montagnard. Le développement de ces nouvelles zones urbanisées en terrain à risque (figure 1.2), souvent motivé par l'essor du tourisme de montagne, s'accompagnait de la nécessité de garantir une protection contre les avalanches. Il s'agissait d'assurer l'intégrité du patrimoine et des activités humaines. Les critères principaux relatifs aux moyens de protection, ayant encore cours aujourd'hui, étaient les suivants : la durée de mise en place de la protection (antagonisme entre permanent et temporaire) et la position de la protection sur le massif selon que son rôle était d'empêcher le départ de l'avalanche (protection active) ou de protéger de l'avalanche (protection passive). Il fut également créé plusieurs organismes d'étude de la

neige et des avalanches<sup>1</sup>, ce qui marqua dans le même temps le début de la lutte moderne française contre les avalanches.



FIGURE 1.2: Avalanche dans la vallée de Chamouny (source Collection Musée Dauphinois).

Le coût engendré par cette lutte est loin d'être négligeable. Le dispositif paravalanche de Taconnaz, le plus important construit en France ces dernières années, coûta environ 4 millions d'euros. Les paravalanches routiers protégeant les routes de montagnes sont également assez onéreux, de l'ordre de 30000 euros par mètre linéaire. Mais ils sont souvent assez massifs et surdimensionnés par rapport à la pression qu'une avalanche peut leur faire subir. Ces moyens de protection ont besoin d'être optimisés, ce qui permettrait de pouvoir les généraliser sans que la facture ne soit trop importante. Il se pose alors la question des bases du dimensionnement des ouvrages paravalanche et autres tas freineurs ou encore dents freineuses. Ces ouvrages d'art font partie de la protection passive face aux avalanches, leur rôle est de protéger les habitats et les voies d'accès principales. Ils sont dimensionnés à partir d'une évaluation de l'énergie cinétique de l'écoulement, opération basée sur des hypothèses simplificatrices faites sur le matériau en écoulement, et la manière qu'il a de s'écouler.

### 1.1.2 Quelle avalanche pour quel type de neige ?

#### 1.1.2.1 Les différents types de neige

Nous répertorions dans cette partie les grandes catégories de neige. Nous prenons soin de ne pas rentrer dans des descriptions thermodynamiques. Les particules de neige sont classiquement réparties en six grandes familles, correspondant chacune à un certain état d'avancement de l'évolution de la neige au sol. Ces familles ont pour appellations cristaux de neige fraîche, particules reconnaissables, grains fins, grains à faces planes, gobelets ou grains ronds.

1. Parmi ces organismes :

- l'Association Nationale pour l'Étude de la Neige et des Avalanches (ANENA : <http://www.anena.org/>),
- une division nivologie à l'Institut de Recherche pour l'Ingénierie de l'Agriculture et de l'Environnement (maintenant le CEMAGREF : <http://www.grenoble.cemagref.fr/>),
- le Centre d'Étude de la Neige (CEN).

### Les cristaux de neige fraîche

On peut les observer (figure 1.3a) lorsqu'il neige par température négative, ils n'ont subi aucune modification depuis la fin de leur création au sein des nuages. Leur structure est à base hexagonale, et ils peuvent se présenter sous la forme d'étoiles, de plaquettes ou d'aiguilles selon la température à laquelle ils ont été créés. Leur taille est comprise entre un et cinq millimètres. Au sol, ces cristaux s'enchevêtrent les uns dans les autres, donnant lieu à une certaine cohésion dite de feutrage. La masse volumique de cet assemblage complexe est comprise entre 50 et 150 kg.m<sup>-3</sup>. Ces cristaux ne gardent leur forme que quelques heures : pour le cas des étoiles par exemple, les dendrites se cassent petit à petit sous l'effet du poids de la couche supérieure.

### Les particules reconnaissables

Elles constituent (figure 1.3b) le stade suivant de l'évolution des cristaux de neige fraîche. Elles sont reconnaissables, c'est-à-dire qu'il est encore possible de reconnaître le type de cristal dont elles sont issues. Il existe encore une légère cohésion de feutrage, issue des dendrites encore intactes. À ce stade, on observe également quelques particules plus arrondies, soudées entre elles par de petits ponts de glace, à l'origine de la cohésion de frittage. Celle-ci est encore faiblement représentée à l'échelle du manteau neigeux. Une couche de ce type de neige a une masse volumique de 100 à 200 kg.m<sup>-3</sup>.

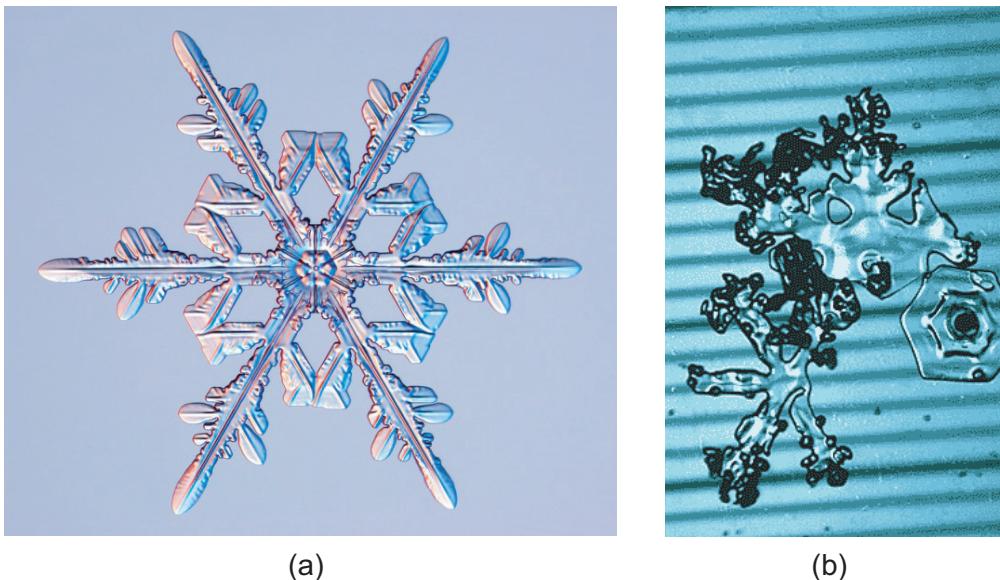


FIGURE 1.3: (a) Cristal de neige fraîche en étoile (photo [SnowCrystals]). (b) Particule reconnaissable (photo [ANENA]).

### Les grains fins

Suite à la destruction de toutes les dendrites d'un cristal, il en résulte un grain fin (figure 1.4b), particule quasiment sphérique dont la taille est de l'ordre de 0.5 mm. Ils sont caractérisés par leur cohésion de frittage (figure 1.4a), une conséquence de la formation de ponts de glace entre les grains, ayant pour effet de les souder les uns aux autres. La masse volumique est ici plus élevée, entre 200 et 400 kg.m<sup>-3</sup>. Les grains fins constituent l'essentiel de la masse du manteau neigeux et persistent tant que la température de l'air est négative. Ils sont le constituant principal, liés par la cohésion de frittage, des plaques dures de neige formées par le vent qui, reposant sur une couche fragile, sont à l'origine d'un grand nombre d'avalanches.

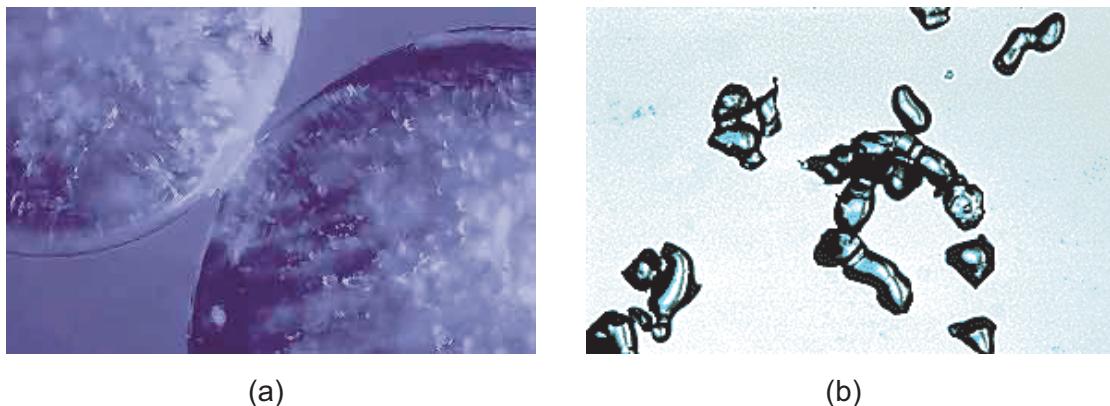


FIGURE 1.4: (a) *Cohésion par frittage*, (b) *grains fins* (photos [ANENA]).

### Les grains à face plane et gobelets

Il s'agit dans les deux cas de grains anguleux. Les premiers présentent des faces planes et des angles marqués, les deuxièmes adoptent la forme d'une pyramide striée généralement creuse (figure 1.5a). Leur taille est de l'ordre du millimètre pour les grains à face plane, de plusieurs millimètres pour les gobelets. La masse volumique d'une couche constituée de ce type de neige est comprise entre 250 et 350 kg.m<sup>-3</sup>. Contrairement aux neiges précédemment citées, la cohésion y est très faible, raison pour laquelle elle est généralement dénommée couche fragile. Celle-ci est souvent à l'origine du glissement d'une couche supérieure de neige, phénomène de déclenchement d'une avalanche.

### Les grains ronds

Ils sont caractéristiques de la neige humide, qui contient de l'eau sous forme liquide. Ces grains (figures 1.5b et 1.5c) sont généralement sphériques, lisses et d'un diamètre de l'ordre de plusieurs millimètres. La masse volumique correspondante est élevée, comprise entre 350 et 500 kg.m<sup>-3</sup>. La cohésion d'une couche de grains ronds dépend de la quantité d'eau présente entre les grains. Si cette quantité est faible, les grains sont maintenus les uns contre les autres par l'effet de la cohésion capillaire. Dans le cas contraire, pour une quantité importante d'eau liquide, la cohésion est faible, la neige devient alors pâteuse, ressemble à de la "soupe".

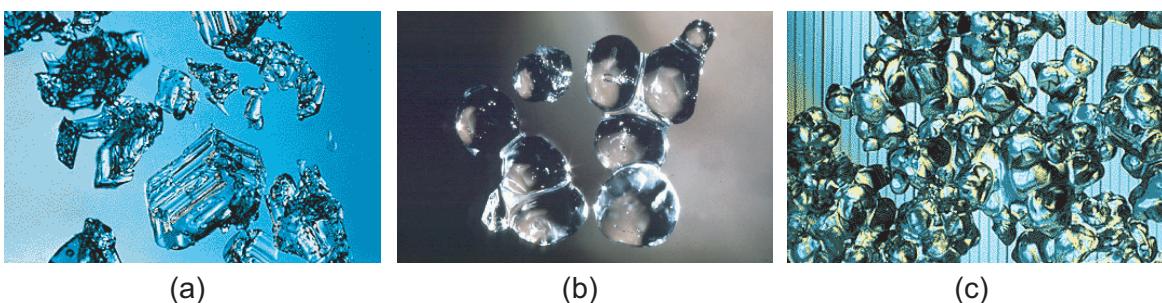


FIGURE 1.5: (a) *Gobelets* (photo [ANENA]). (b) et (c) *Grains ronds* (photos [MétéoFrance] et [ANENA]).

### 1.1.2.2 Les modes d'écoulements avalancheux

Une avalanche est un phénomène naturel au cours duquel une certaine quantité de neige, pouvant être mêlée à de la terre, des pierres ou de la glace, s'écoule de manière gravitaire le long d'une pente montagneuse. Il est défini comme un écoulement gravitaire rapide, contrairement à la reptation définie comme un écoulement gravitaire lent (figure 1.6).



FIGURE 1.6: Reptation du manteau neigeux (photo CEMAGREF).

Le mot "gravitaire" provient du fait que le moteur de ce phénomène est la gravité. L'avalanche peut être de plusieurs natures en fonction du volume de neige mobilisé, du type de neige et de la topographie du terrain. Il est difficile de classer un phénomène naturel complexe tel qu'une avalanche. Nous reprenons donc la classification semblant être admise dans le domaine de l'ingénierie paravalanche [Givry, 2003], dans laquelle on estime qu'il est suffisant de distinguer deux cas limites d'écoulement : l'avalanche coulante et l'avalanche en aérosol. À noter également que cette classification est construite par rapport au type d'écoulement, et non pas par rapport au type de déclenchement.

#### L'avalanche coulante ou avalanche de neige dense

Le centre de gravité d'une avalanche coulante ou de neige dense se situe au voisinage du sol. Le terme "coulante" caractérise le fait que l'écoulement suit la topographie du terrain (figure 1.7). Sa vitesse maximale est de l'ordre de  $30 \text{ m.s}^{-1}$  et sa masse volumique peut atteindre  $500 \text{ kg.m}^{-3}$ . Du fait de cette dernière, la pression exercée par un tel type d'avalanche sur un obstacle est très importante, pouvant atteindre plusieurs centaines de kPa. Les qualités de neige constituant le matériau en écoulement peuvent être très différentes, allant de la neige sèche à de la neige très humide. Par conséquent, on peut y rencontrer la neige sous forme de grains ou de boules plus ou moins grosses. Le milieu en écoulement est fortement hétérogène du point de vue de la répartition des tailles.

En fonction de la proportion d'eau liquide présente dans le milieu, il existe deux grandes classes d'avalanches denses, caractérisées par deux profils de vitesse distincts :

- les écoulements *partiellement fluidifiés* (figure 1.8a) dans lesquels le matériau en écoulement est fortement cisailé à la base. Dans cette zone de cisaillement intense, la vitesse est quasiment nulle au niveau de la surface de glissement, puis augmente rapidement jusqu'à atteindre une valeur maximale. Au dessus de cette zone de cisaillement, la vitesse est uniforme jusqu'à la surface libre de l'écoulement. Ces écoulements sont constitués de neige sèche, généralement des grains fins.



FIGURE 1.7: Avalanche coulante, Oz-en-Oisans (Photo F. Valla).

- Les écoulements *solides* (figure 1.8b) dans lesquels le matériau a un mouvement de bloc solide glissant le long d'une pente, se traduisant par un profil de vitesse uniforme. Ces écoulements sont constitués de neige saturée en eau sous forme liquide.

Bien évidemment, suivant le degré de saturation en eau de la neige, le profil de vitesse peut varier dans une gamme située entre ces deux cas extrêmes.

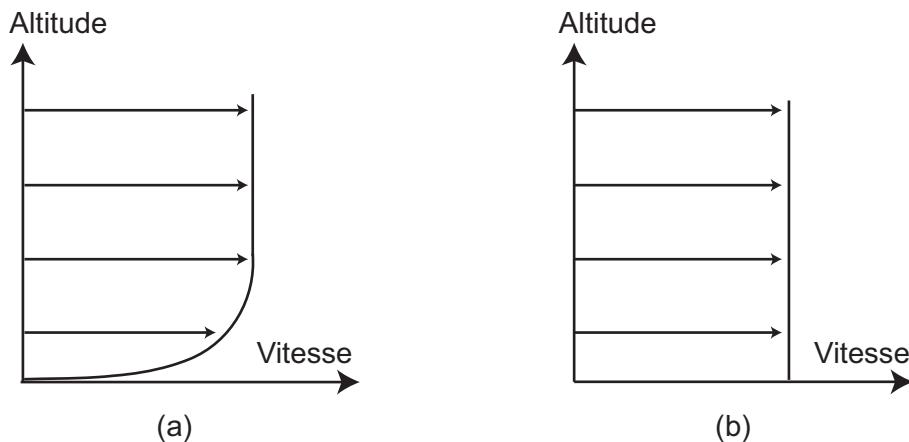


FIGURE 1.8: Vitesse en fonction de l'altitude dans l'épaisseur de neige. (a) Cas d'un écoulement partiellement fluidifié. (b) Cas d'un écoulement solide.

### L'avalanche en aérosol

L'avalanche en aérosol est un écoulement turbulent constitué de particules de neige en suspension dans l'air (figure 1.9). Contrairement aux avalanches coulantes, sa trajectoire est très peu influencée par la topographie du terrain. Ce type d'avalanche peut atteindre des vitesses de  $100 \text{ m.s}^{-1}$  et générer des pressions très élevées (jusqu'à 1000 kPa) sur des instants très brefs de l'ordre de quelques millisecondes. Sa masse volumique est faible, d'environ  $50 \text{ kg.m}^{-3}$ . L'aérosol formé est précédé d'une onde de surpression, appelée souffle de l'avalanche,

capable de briser des arbres ou encore d'arracher une toiture pour la reposer plus loin presque intacte. Ce phénomène naturel naît du brassage d'un écoulement dense, dû aux différences de vitesse entre la base et la surface libre, permettant l'incorporation d'air à la neige. La conséquence de ce mélange est la dilatation du milieu en écoulement au dessus de la surface libre de l'écoulement dense. L'alimentation de l'aérosol en neige dépend des capacités de reprise de neige à la partie dense. Les types de neige rencontrés dans une avalanche en aérosol peuvent être des cristaux, des particules reconnaissables ou encore des grains fins.



FIGURE 1.9: Avalanche se développant en aérosol (Source U.S. National Park Service).

Nous venons de décrire les deux grandes catégories d'avalanche, dans un classement qui tient compte de la dynamique de l'écoulement. Dans la majeure partie des cas, les avalanches résultent du mélange entre une partie dense et un aérosol, la première étant à l'origine du deuxième : ces avalanches sont appelées "mixtes".

### 1.1.3 Les moyens de protection contre les avalanches de neige

Dans ce paragraphe, nous exposons certains des moyens de protection que l'homme a créés afin de se protéger des avalanches.

#### Décomposition d'un site avalancheux

Un site avalancheux peut être scindé en trois zones distinctes : la zone de départ, la zone d'écoulement et la zone de dépôt (figure 1.10).

Les moyens de protection contre les avalanches sont classés selon deux catégories. Ce classement dépend de leur position sur l'une des trois zones d'un site avalancheux. On parle de protection passive lorsqu'ils se trouvent en zone de dépôt ou d'écoulement, de protection active lorsqu'ils se trouvent en zone de départ. Chacune de ces deux catégories est égale-

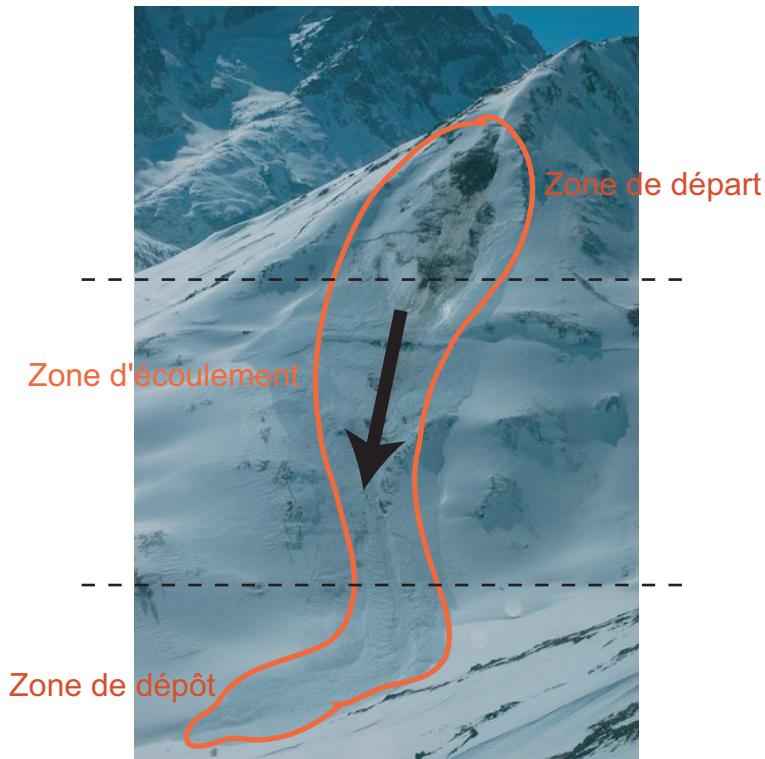


FIGURE 1.10: Décomposition d'un site avalancheux en trois zones distinctes : la zone de départ, la zone d'écoulement et la zone de dépôt.

ment décomposée en deux sous-catégories selon que la protection est installée de manière permanente ou temporaire.

#### La protection active permanente

Son rôle est de garantir la stabilité du manteau neigeux dans le but d'éliminer, dans la mesure du possible, toute initiation d'avalanche, par l'implantation de divers ouvrages en zone de départ (figure 1.11). La fonction de ces ouvrages peut être d'accroître la rugosité du sol par l'ajout de plantations, par fauchage ou par implantation de banquettes. Ils peuvent également agir sur la répartition de la neige par déviation de l'action du vent avec des barrières à neige, des toits-buses ou encore des vires-vent. Ils peuvent enfin, dans le cas le plus fréquent, fixer le manteau neigeux par la construction de rateliers, de claires ou de filets.

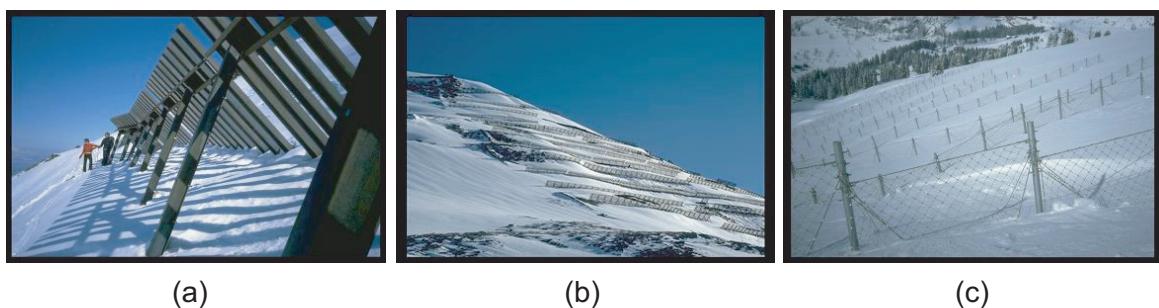


FIGURE 1.11: Divers types de protection active permanente. (a) Claires (photo F. Valla). (b) Rateliers et (c) Filets (photos F. Rapin).

### La protection active temporaire

Il s'agit du déclenchement artificiel et préventif d'avalanches dans des sites naturels sujets à une menace sur les activités humaines. Cette prévention est mise en oeuvre lorsque les conditions nivologiques sont suffisantes et peuvent occasionner des départs accidentels. Les opérations de déclenchement sont menées dans le cadre législatif d'un Plan d'Intervention pour le Déclenchement des Avalanches (PIDA). Son principe de mise en oeuvre est la déstabilisation du manteau neigeux en zone de départ par une explosion artificielle au dessus de sa surface. La charge explosive peut être déclenchée manuellement ou par l'intermédiaire d'un avalancheur, d'un Catex, d'un Gazex ou encore d'un Avalhex (figure 1.12). Chacun de ces moyens est choisi en fonction des conditions météorologiques, de la topographie du terrain, du prix du dispositif...

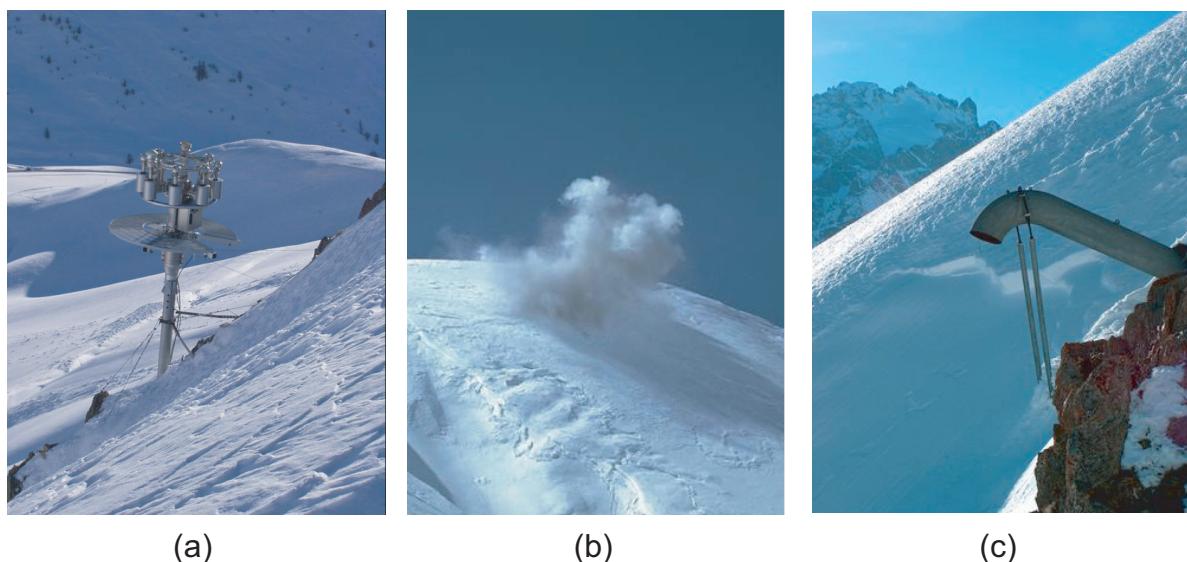


FIGURE 1.12: Divers types de protection active temporaire. (a) Système Avalhex. (b) Déclenchement préventif d'avalanche. (c) Système Gazex (photos projet OPALE [OPALE]).

### La protection passive permanente

Ce type de protection peut être introduit en zone d'écoulement ou de dépôt, son rôle est de protéger les activités humaines et les infrastructures contre un écoulement avalancheux (figure 1.13). Ils peuvent être conçus soit pour freiner (tas freineur, dent freineuse, digue d'arrêt), soit pour dévier (galerie, tunnel, tourne, étrave) l'avalanche. Il s'agit généralement d'ouvrages de génie civil assez massifs, dimensionnés à partir d'une méthode semi-empirique, dont la description est réalisée au cours du paragraphe 1.1.4.1.

Il existe également un dernier type de protection, la **protection passive temporaire**. Il s'agit essentiellement de mesures réglementaires destinées à interdire la circulation, procéder à une évacuation de la population ou la confiner dans un endroit sûr.

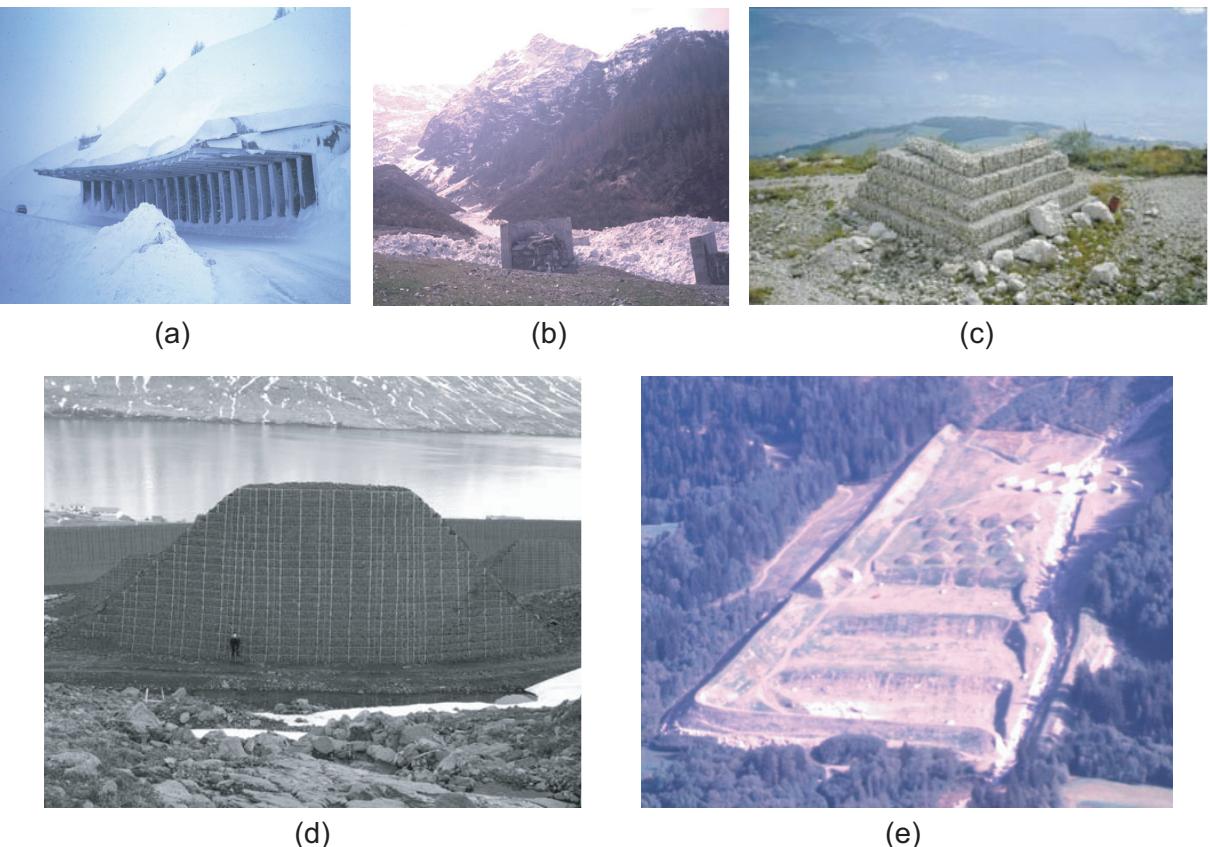


FIGURE 1.13: Divers types de protection passive permanente. (a) Galerie, (b) dent freineuse, (c) étrave (photos F. Rapin). (d) Tas freineur (photo extraite de [Hàkonardòttir et al., 2003]). (e) Dispositif paravalanche de Taconnaz incluant dents freineuses, tas freineurs et digues.

#### 1.1.4 Historique de l'estimation de la sollicitation avalancheuse

Ce paragraphe aborde l'interaction entre un écoulement avalancheux et une structure, ce qui nous place dans le domaine de la protection passive permanente. L'orientation principale est l'étude de cette interaction du point de vue de la structure, en privilégiant les informations sur la pression exercée sur celle-ci par l'avalanche. Cet axe est essentiel dans tout le contenu de cette thèse.

##### 1.1.4.1 Dimensionnement de la protection passive permanente

###### Pression dynamique dans l'écoulement

La pression d'impact  $P$  d'une avalanche sur une structure est généralement reliée à la pression dynamique dans l'écoulement par une relation de proportionnalité :

$$P = \lambda \cdot \frac{1}{2} \rho U_x^2 = \lambda \cdot P_r \quad (1.1)$$

avec  $\rho$  la masse volumique du matériau en écoulement,  $U_x$  sa vitesse selon l'axe principal de la pente,  $\lambda$  un coefficient de proportionnalité sans dimension. Par la suite, la pression dynamique  $\frac{1}{2} \rho U_x^2$  est notée  $P_r$  dans les équations.

## Modèle de Voellmy

L'origine du modèle de Voellmy remonte à 1955 [Voellmy, 1955], la plupart des outils utilisés pour le calcul prédictif des avalanches s'en inspirent. Le modèle proposé par Voellmy est basé sur l'hypothèse suivante : le manteau neigeux en écoulement se comporte comme un bloc indéformable en mouvement de glissement uniforme, sur lequel s'appliquent trois forces dont la pesanteur, la force de réaction perpendiculaire au sol et la force de frottement parallèle et due au sol. Une autre hypothèse liée à ce modèle interprète la force de frottement comme la somme d'un frottement solide  $\mu$  et d'un frottement turbulent  $\xi$ . La vitesse d'une avalanche peut alors être déduite de l'application de ce modèle à une avalanche dite de référence, elle-même définie par l'expert.

Diverses améliorations furent apportées au modèle de Voellmy. Parmi elles, dans [Schaerer and Salway, 1980],  $\xi$  est supposé inversement proportionnel à la vitesse. Par la suite, [Salm et al., 1990] proposèrent des valeurs précises de  $\xi$  et  $\mu$ , dépendant de paramètres nivologiques, topographiques ou encore d'interface entre le sol et la base de l'avalanche. Ces modèles anciens étaient essentiellement destinés à l'élaboration du zonage, à savoir la détermination de la distance d'arrêt de l'avalanche, dont la connaissance aide à la détermination des zones non constructibles.

Cette démarche est parsemée d'hypothèses simplificatrices, à l'instar de l'indéformabilité d'un bloc de neige en écoulement. De plus, les paramètres du modèle sont estimés de manière empirique, ce qui ne reflète donc qu'imparfaitement la physique des phénomènes mis en jeu, notamment dans les zones d'accélération et de freinage que sont respectivement les zones de départ et de dépôt.

## Modèle basé sur le théorème de Bernoulli

La pression dynamique  $P_r$  est alors calculée avec la vitesse, elle-même calculée selon le modèle de Voellmy, et la masse volumique déterminée par l'expert. L'expression de  $P_r$  (équation 1.1) a été établie dans le cadre du théorème de Bernoulli, s'accompagnant de nouvelles hypothèses simplificatrices. L'une d'entre elles est l'assimilation de la neige à un fluide incompressible, alors que la neige est un matériau qui a tendance à se comprimer de manière importante sous l'effet d'une force de compression [Navarre et al., 1987]. Ceci est le cas lorsque des particules de neige prisonnières de la zone morte, se formant en amont d'un obstacle, subissent la pression du reste de l'écoulement avalancheux incident. Par ailleurs, au cours d'un événement avalancheux, la masse volumique de la neige présente dans la zone de dépôt après l'avalanche est plus importante que dans la zone de départ (dans [Thibert et al., 2008], pour une avalanche de neige sèche, la masse volumique se situe autour de  $120 \text{ kg.m}^{-3}$  en zone de départ tandis qu'elle est d'environ  $320 \text{ kg.m}^{-3}$  en zone de dépôt). Une hypothèse supplémentaire consiste à considérer la neige comme un fluide parfait, alors que la viscosité de la neige se manifeste clairement lorsque celle-ci entre en reptation, étudiée dans [Nicot, 2004a,b] dans le cadre de l'interaction de la neige avec des filets de protection.

Pour corriger les conséquences des diverses approximations de cette méthode de calcul de la pression avalancheuse, un coefficient de proportionnalité  $\lambda$  adimensionnel est multiplié à la pression dynamique  $P_r$ . Notons que  $\lambda$  dépend du régime d'écoulement et de la forme de l'obstacle. Dans [Salm et al., 1990] on propose  $\lambda = 1$  pour une forme droite et  $\lambda = 2$  pour une forme concave. Finalement, le dimensionnement des structures de protection passive est basé sur la pression  $P = \lambda \cdot P_r$ , encore multipliée par un coefficient de sécurité important pour le passage à la phase constructive.

Le dimensionnement de la protection passive permanente accumule des hypothèses simplificatrices, qui ne sont généralement pas reliées aux propriétés physiques mises en jeu d'une part dans l'avalanche, d'autre part au cours de l'interaction entre avalanche et structure. De

plus, la pression de dimensionnement ne dépend d'aucun paramètre temporel, l'action de l'avalanche est donc assimilée à un phénomène stationnaire, toute évolution transitoire étant ignorée. Ce dernier point est en contradiction avec les profils temporels d'effort généralement mesurés [Ma, 2008], caractérisés par un pic d'effort important en début de sollicitation, suivi de son adoucissement, plus ou moins progressif selon la quantité de neige en écoulement.

Néanmoins, les ouvrages de protection, de la manière dont ils ont été construits jusqu'à aujourd'hui, sécurisent tout à fait correctement les enjeux qu'ils doivent protéger. Les règlements de calcul, écrits par des personnes conscientes de toutes ces limitations, intègrent différents coefficients de sécurité [Berthet-Rambaud, 2004]. Rares sont les galeries paravalanche conçues seulement contre les avalanches (car certaines le sont également contre les chutes de blocs) ayant seulement été fissurées. En France, seule une des galeries protégeant le train de Montenvers en Haute-Savoie a subi des dommages à la suite d'une avalanche : le mur amont non enfoui a encaissé un choc frontal.

Un problème est le coût important de ces ouvrages, qui sont aujourd'hui conçus à partir des Eurocodes et souvent surdimensionnés. Dans certains cas de vallées exposées, le souhait serait de les généraliser mais ce coût mène au choix de lieux stratégiques limités en taille et en nombre. Ces ouvrages ont aujourd'hui besoin d'être optimisés. Dans ce but, le verrou scientifique à lever est celui de la pression réellement exercée par une avalanche sur une structure. Cette thèse se place dans cette optique, elle a pour ambition d'apporter des pistes à une amélioration de ces bases de dimensionnement, par l'investigation directe de l'interaction entre écoulement et structure.

#### *1.1.4.2 Historique des mesures *in situ* de la pression avalancheuse*

Dans ce paragraphe sont listées diverses investigations scientifiques engagées jusqu'à présent pour mesurer en terrain de montagne la pression d'impact d'une avalanche sur un obstacle.

La connaissance des caractéristiques de la sollicitation d'une avalanche sur une structure, et notamment sa répartition dans l'espace et dans le temps est actuellement limitée. Les données de terrain sur le sujet sont faibles malgré plus de trois décennies d'études scientifiques. Le principal frein est le caractère complexe et naturel, donc variable du phénomène à analyser. Les études conduites à échelle réelle s'accompagnent d'un certain nombre de difficultés expérimentales. Tout d'abord, il faut pouvoir bénéficier d'un site expérimental équipé, alors que seulement une dizaine d'entre eux sont en activité dans le monde [Naaim and Naaim-Bouvet, 2001]. Ensuite, il faut créer une base de données importante. Généralement les avalanches sont déclenchées artificiellement, cela nécessite un manteau neigeux suffisant et suffisamment instable. De plus, la météo doit être assez clémente pour garantir la sécurité des expérimentateurs, et rendre possibles les mesures de vitesses, déduites d'enregistrements vidéo [Thibert et al., 2008]. Enfin, les mesures collectées doivent être exploitables et interprétables au vu de la complexité des phénomènes mis en jeu.

Les premières études investiguant directement le sujet furent théoriques [Voellmy, 1955; Mellor, 1968; Shen and Roper, 1970]. On y suggère que la pression d'impact d'une avalanche peut être décrite par  $P = k \cdot U_x^2$  avec  $k$  un coefficient numérique. Un des premiers scientifiques à avoir testé des mesures de pression réelle semble être P.A. Schaefer [Schaefer, 1972]. Son étude fut établie à partir de huit avalanches de neige sèche étaillées sur deux années. Les mesures de pression, faites par l'intermédiaire d'une cellule de force, enregistrent de fortes variations temporelles, traduisant l'instationnarité du phénomène. La vitesse du front de l'avalanche fut également mesurée. L'analyse des résultats montra une dépendance de la pression au carré de la vitesse du front, et à la masse volumique dans la zone de dépôt.

D'autres études suivirent dans lesquelles des capteurs de pression étaient fixés sur une

structure impactée par les écoulements [Salway, 1978; Schaefer and Salway, 1980]. Dans ces deux dernières études, la surface impactée du capteur de pression était soit de  $6.45 \text{ cm}^2$ , soit de  $64.50 \text{ cm}^2$ , ce qui était faible par rapport à la taille de l'avalanche. D'autres études [McClung and Schaefer, 1985] furent alors engagées afin de comparer les mesures obtenues pour des capteurs de pression limités en taille, avec d'autres mesures effectuées avec de plus gros capteurs, lors de mêmes événements avalancheux. Les pressions mesurées par de petits capteurs montrèrent des pics plus élevés, tandis que le signal obtenu avec de plus gros capteurs fut plus moyené. Par la suite, d'autres expérimentations s'initieront en échelle réelle [Norem et al., 1985; Nishimura et al., 1993; Schaefer and Issler, 2001]. Néanmoins, les conditions difficiles liées à l'expérimentation *in situ* limitaient le volume de données valables et interprétables. De plus, toutes les études citées auparavant utilisaient des capteurs de pression fixés sur une structure mère. Dans ce cas, la mesure du capteur est parasitée par la structure porteuse qui perturbe l'écoulement, ce qui rend délicate l'interprétation de la sollicitation subie par la structure.

Ces mesures *in situ* devaient servir à terme pour le dimensionnement des ouvrages réels de protection passive. Or, l'utilisation de capteurs classiques ne permet pas de rendre compte des véritables déformations que subit une structure impactée par une avalanche. C'est ce qui a motivé la mise au point d'expérimentations dans lesquelles ont été mesurées les déformations réelles subies par un obstacle impacté par une avalanche. La pression est ensuite retrouvée par analyse inverse de la déformation [OPALE]. Lorsqu'une avalanche impacte un obstacle, non seulement l'obstacle a une influence sur le matériau en écoulement, mais cette influence a également un effet sur les déformations mesurées par l'obstacle. Dans les premiers instants de la sollicitation avalancheuse, il se forme une zone morte en amont de l'obstacle, qui modifie non seulement les caractéristiques de l'écoulement, mais aussi la répartition spatiale et temporelle de la sollicitation.

La première étude de capteurs non classiques [Berthet-Rambaud, 2004] a été effectuée via des languettes métalliques dont les déformations ont été mesurées au cours des événements avalancheux. Une analyse en retour de ces mesures a alors permis de calculer l'évolution temporelle de cette sollicitation, tandis que la répartition de plusieurs de ces languettes sur différentes hauteurs a permis d'obtenir une évolution spatiale de la sollicitation [Sovilla et al., 2008a,b]. Dans ce type d'expérimentation, le traitement est d'autant plus facile que l'obstacle est déformé de manière élastique, car il existe alors une relation linéaire entre déformation et sollicitation, ce qui facilite la démarche d'analyse inverse. L'approche basée sur les languettes souffrait néanmoins d'une part d'une taille encore trop faible devant la taille de l'avalanche, si bien que la mesure était toujours influencée par les hétérogénéités présentes dans l'écoulement, d'autre part du fait que les languettes subissaient l'influence du mât porteur sur lequel elles étaient fixées.

Depuis plusieurs années, des mesures de déformation d'un obstacle disposé dans un couloir avalancheux [Thibert et al., 2008] sur le site du Col du Lautaret dans les Hautes-Alpes ont été initiées. L'obstacle est un mât métallique sur lequel est disposé un écran de surface  $1 \text{ m}^2$ , dont la position verticale est modulable. La taille de l'obstacle a alors un ordre de grandeur similaire aux dimensions de l'avalanche, comme cela est le cas pour les ouvrages de protection passive. Après le passage de l'avalanche la sollicitation est calculée par analyse en retour de la déformation du mât [Berthet-Rambaud et al., 2008], mesurée par des jauge de déformations disposées au niveau de sa base. Cette méthode permet la mesure de la sollicitation réelle exercée par l'avalanche sur un obstacle de taille suffisante pour permettre la formation d'une zone morte en amont. Pour ce qui précède, la surface de l'écran est normale à la direction principale de l'écoulement, mais il existe également sur le même site expérimental une étude de la sollicitation tangentielle [Ma, 2008], par l'intermédiaire des déformations d'un modèle réduit de galerie paravalanche. Les études menées sur le site du col du Lautaret le sont dans

le cadre du projet OPALÉ<sup>2</sup>. Des études similaires sont également menées sur le site de la Sionne en Suisse [Sovilla et al., 2008a,b].

Dans l'ensemble, ces études montrent que l'évolution de la pression avalancheuse est une fonction de la pression dynamique. Mais il reste à quantifier l'évolution du coefficient  $\lambda$  de l'équation 1.1. Il dépend du régime de l'écoulement, du rapport entre hauteur de l'obstacle et épaisseur de l'écoulement et de la géométrie de l'obstacle. L'évolution de ce coefficient peut donc être reliée à un nombre adimensionnel, le nombre de Froude  $\text{Fr}$  défini par :

$$\text{Fr} = \frac{U_x}{\sqrt{gh_e}}, \quad (1.2)$$

avec  $U_x$  la vitesse de l'écoulement,  $g$  la constante de gravité et  $h_e$  l'épaisseur de l'écoulement avalancheux. Dans [Thibert et al., 2008], une évaluation empirique de  $\lambda$  est proposée :

$$\lambda = a \cdot \text{Fr}^{-b}, \quad (1.3)$$

avec  $a = 10.8$  et  $b = 1.3$ . La pression dynamique dans l'écoulement dépend alors explicitement de la vitesse, et implicitement du même terme à travers le coefficient  $\lambda$ , lui-même dépendant explicitement de la vitesse. La vitesse et la masse volumique utilisées pour le calcul de la pression dynamique, ainsi que du coefficient  $\lambda$ , sont généralement obtenues respectivement par des mesures du front et dans la zone de dépôt de l'avalanche. En effet, la mesure de ces caractéristiques ne peut se faire au coeur de l'avalanche. La question est de savoir comment accéder à ces grandeurs internes, car cela permettrait de trouver une relation entre caractéristiques de l'écoulement et pression en fonction du temps et de l'espace.

La réponse à cette question peut passer par l'utilisation d'un modèle numérique. Celui-ci doit tout d'abord être validé par le biais de comparaisons entre mesures accessibles expérimentalement et grandeurs analogues calculées numériquement. Le modèle peut alors être exploité dans l'obtention des grandeurs internes. Dans notre contexte, la géométrie sera un canal d'écoulement, donc expérimental et numérique, dans lequel s'écoulera un matériau granulaire, écoulement que l'on appelle à un écoulement avalancheux.

### 1.1.5 De l'avalanche réelle à l'écoulement granulaire en modèle réduit

La neige est constituée de grains de glace dont la taille, la forme et les propriétés mécaniques évoluent au cours du temps. Les avalanches denses sont composées de grains de neige sèche ou humide, qui peuvent être ou non cohésifs selon leurs propriétés de surface (paragraphe 1.1.2). Par conséquent, il est naturel de vouloir comparer un écoulement de neige à un écoulement granulaire.

De tout temps, la neige a été étudiée comme un matériau granulaire. Des tentatives de caractérisation de certaines neiges ont alors été menées à travers d'essais de laboratoire, qui étaient normalement pratiqués par les mécaniciens des sols sur des matériaux tels que les argiles ou les sables [Roch, 1965; Mellor, 1975; Navarre et al., 1987; Petrovic, 2003; Lang and Harisson, 1995; Shapiro et al., 1997]. Dans le cadre de l'interaction entre écoulement avalancheux et obstacle, de nombreux auteurs ont effectué une analogie entre neige et matériau granulaire. Certains auteurs décrivent l'influence de l'obstacle sur l'écoulement [Faug, 2004; Hákonardóttir, 2004; Rognon, 2006], tandis que d'autres s'intéressent plutôt à la sollicitation exercée sur l'obstacle de manière normale [Hauksson et al., 2007] ou tangentielle [Ma, 2008; Platzer, 2006].

2. Ouvrages de protection et bâtiments Pavillonnaires soumis à l' Action des avaLanchEs : sollicitation, réponse, dimensionnement (OPALE : <http://www.cemagref.fr/le-cemagref/lorganisation/les-centres/grenoble/ur-etgr/projets-en-cours/projets-de-recherche-nationaux/ouvrages-de-protection-et-batiments-pavillonnaires-soumis-a-laction-des-avalanches>)

L'investigation de la relation entre pression d'impact et caractéristiques de l'avalanche nécessite la connaissance des valeurs internes de l'écoulement. L'étude expérimentale en conditions réelles est difficile. Les raisons sont diverses : non reproductibilité des phénomènes due à la variabilité du matériau neige et à la topographie du terrain, possibilités de mesures faibles, aléas de la météorologie. Pour pallier ces difficultés de quantification du phénomène réel, il est possible d'exploiter des modèles réduits de canal d'écoulement. En situation intermédiaire entre montagne et laboratoire, certaines études portent sur de la véritable neige s'écoulant en canal réduit [Bouchet, 2003; Rognon, 2006; Håkonardòttir et al., 2003; Platzer, 2006]. Toutefois, la majeure partie de ces études en canal est effectuée en laboratoire [Daerr, 2000; Ma, 2008; Faug et al., 2002; Zanuttigh and Lamberti, 2006]. Mais il se pose toujours la question de l'accès aux données internes de l'écoulement, délicat car il est nécessaire que la mesure ne soit pas intrusive. Certaines études expérimentales comme celle menée en canal de laboratoire sur des laves torrentielles permettent tout de même d'y accéder sans modifier les propriétés rhéologiques de l'écoulement [Tiberghien, 2007]. Dans ce cas, la technique de mesure, fondée sur le traitement d'images d'un laser projeté dans un milieu fluide non opaque, ne permet pas d'obtenir de vitesses basales avec suffisamment de précision, de plus ce traitement ne permet d'accéder qu'à un plan d'écoulement.

Finalement, un moyen d'obtenir une vue complète de l'écoulement, comprenant caractéristiques surfaciques et internes, est d'utiliser des outils numériques de modélisation en 3D. Les méthodes discrètes sont particulièrement adaptées, elles permettent de prendre en compte naturellement des déplacements relatifs importants entre les particules, ce qui est bien le cas dans les avalanches.

L'utilisation d'un modèle numérique discret nécessite la construction et l'exploitation d'un modèle réduit pour la validation des paramètres numériques. Il est alors nécessaire de s'assurer de la similitude entre phénomène réel et modèle réduit, expérimental ou numérique. Cette vérification peut se faire par l'utilisation de deux nombres adimensionnels :

- le coefficient  $\lambda$  (défini dans l'équation 1.1), qui représente le rapport entre pression exercée par l'écoulement et pression dynamique,
- le nombre de Froude  $Fr$ , rapport entre forces d'inertie et forces gravitaires liées à l'écoulement.

L'interaction entre avalanche et obstacle sera donc abordée sous une approche granulaire. Nous utiliserons des moyens expérimentaux à échelle réduite (Chapitre 2) pour la validation d'un modèle numérique (Chapitre 3), lui-même construit à partir d'une méthode discrète. La suite de ce chapitre bibliographique est consacrée aux connaissances actuelles sur les propriétés de l'impact d'un matériau granulaire en écoulement contre un obstacle.

## 1.2 Impact d'un écoulement granulaire sur un obstacle

### 1.2.1 Introduction

#### 1.2.1.1 Complexité et diversité des matériaux granulaires

La définition d'un matériau granulaire, donnée par l'encyclopédie Universalis, est la suivante : "matériau formé de grains", un grain étant une "partie élémentaire discernable de l'ensemble". Cette définition relativement triviale correspond en réalité à une variété très importante de ces milieux : les grains élémentaires peuvent être constitués de matières minérales (roches, sables, argiles), de glace (neige sous forme de grains fins), de matières organiques (grains de café, céréales), de médicaments (gélules, aspirine) ou encore de verre ou de plastique (billes). Leur forme peut être allongée pour les grains de riz, aplatie à bords doux pour

les galets que l'on trouve dans les torrents, aplatie à bords tranchants pour les copeaux industriels, quasiment sphérique pour une goutte d'eau. Leur taille est très variable : du nanomètre au micromètre pour les argiles, du centimètre à la dizaine de mètres pour les roches trouvées en montagne. Nous pourrions également citer notre terre qui, après tout, est un grain à l'échelle de l'univers, ou même de notre système solaire.

Il existe également une grande variété de comportements à l'échelle du milieu granulaire, ou échelle macroscopique, qui dépend du mode de sollicitation. Ces comportements peuvent être classés en trois catégories (figure 1.14) : le milieu granulaire peut se comporter comme un solide (sols sableux, argileux), un liquide (avalanches denses de neige, boues torrentielles) ou un gaz (transport de sable ou de neige par le vent), ces trois modes pouvant également se combiner (figure 1.15).

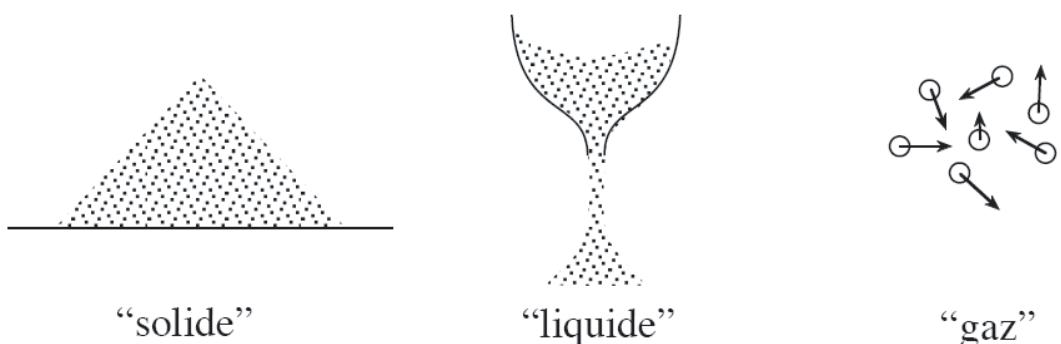


FIGURE 1.14: Les 3 grandes catégories de comportement des milieux granulaires. Selon le mode de sollicitation le régime peut être solide, liquide ou gazeux (figure extraite de [Pouliquen, 2004a]).

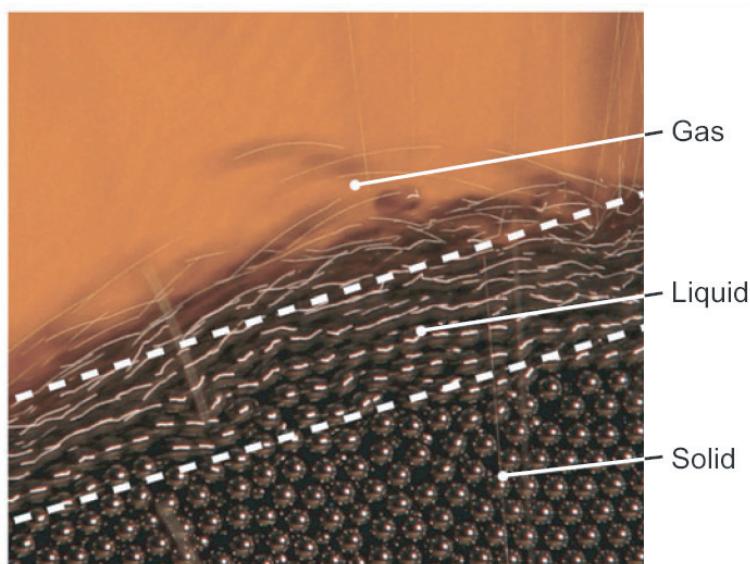


FIGURE 1.15: Illustration des régimes gazeux, liquide, solide en cohabitation lorsque l'on verse des billes de verre sur un tas (figure extraite de [Forterre and Pouliquen, 2008]).

Il existe divers types d'interactions à l'échelle du grain, ou échelle locale, pouvant influencer le comportement global du milieu. Le matériau peut être cohésif, lorsqu'il existe des forces

intergranulaires ayant tendance à rapprocher deux grains voisins ou les contraindre à rester collés. Au contraire, il peut également être non cohésif, s'il n'existe aucune force d'attraction entre les grains, ou si celles-ci sont négligeables.

La complexité et la diversité de ces milieux granulaires font qu'à l'heure actuelle il n'existe pas de théorie unificatrice permettant de prédire l'intégralité de leurs comportements. S'il est assez simple de prédire le comportement d'un ou deux grains isolés, une masse conséquente de ces mêmes grains est plus difficilement appréhendable. Les limitations se situent bien souvent au niveau numérique, car les capacités de calcul, même si elles sont en constante progression, ne sont pas toujours suffisantes pour vérifier les théories développées.

Dans les modèles numériques de type éléments discrets par exemple, la taille des grains est une donnée modifiable. Il se pose alors souvent le problème de la taille et de la forme granulaire à adopter, le but étant de trouver un compromis efficace entre degré de représentativité du modèle et temps de calcul raisonnables. Pour illustrer ceci, voulant modéliser la cohésion capillaire dans des argiles de  $50 \mu\text{m}$ , 10000 éléments en vraie grandeur occupent un volume de l'ordre du millimètre, ce qui rend impensable la modélisation d'un sol à l'échelle d'un bâtiment. Des lois d'échelle sont alors souvent utilisées, elles permettent de déduire les contraintes ou autres paramètres à l'échelle d'un massif, en fonction des contraintes obtenues dans un volume plus faible. Pour ce qui est de la forme des grains, les outils numériques n'en disposent que de quelques unes, assez standards (sphérique, cylindrique, anguleuse), leur complexité croissante augmentant de surcroît le temps de calcul.

#### *1.2.1.2 Interaction avec un obstacle : création d'une zone morte*

L'interaction entre un écoulement granulaire et un obstacle peut être abordée soit du point de vue de l'écoulement [Chiou et al., 2005; Buchholtz and Pöschel, 1998] soit de celui de l'obstacle [Valentino et al., 2008]. Dans le premier cas, l'influence de l'obstacle sur la trajectoire post-interaction des particules dans l'écoulement est étudiée. Dans le deuxième cas, la question de la sollicitation exercée par le milieu en écoulement sur l'obstacle est centrale. Nous nous intéressons pour notre part au deuxième cas d'étude.



FIGURE 1.16: Zone morte observée après le passage d'une avalanche (photo P. Berthet-Rambaud).

Lors de l'interaction, une zone morte ou une zone d'influence se forme directement en amont de l'obstacle. Il s'agit d'une zone morte si les particules la constituant sont immobiles, d'une zone d'influence si les particules la constituant sont simplement déviées par rapport à

l'écoulement non influencé. La taille de cette zone dépend alors des tailles caractéristiques de l'obstacle, de sa géométrie et de la vitesse de l'écoulement non perturbé [Faug, 2004]. Elle est constituée de particules contraintes entre la surface impactée de l'obstacle et le matériau en écoulement. Les caractéristiques de cette zone ont par exemple été étudiées expérimentalement dans [Faug et al., 2002] en 2D pour le cas granulaire, ou encore dans [Tiberghien, 2007] en 3D pour le cas des fluides à seuil, avec application aux boues torrentielles. Dans le domaine des risques naturels et notamment des avalanches de neige, une zone morte a été observée [Thibert et al., 2008] (figure 1.16) après le passage d'une avalanche, mais elle est difficile à étudier *in situ*. En effet, même si l'on connaît sa taille avant et après le passage de l'avalanche, il nous est impossible de quantifier et même de qualifier son évolution spatiale et temporelle entre ces deux instants. Pourtant, le pouvoir dissipant des matériaux granulaires étant bien connu [Pouliquen, 2004b], on imagine facilement que cette zone tampon puisse diminuer l'intensité de la sollicitation sur l'obstacle.

### 1.2.2 Rhéologie des matériaux granulaires

#### 1.2.2.1 Régime quasi-statique

Lorsque l'énergie cinétique des particules est quasiment nulle, chaque grain étant alors en contact prolongé avec plusieurs autres, le régime est dit quasi-statique. C'est le cas de la plupart des sols de notre environnement naturel, comme les sédiments se déposant sur les berges d'une rivière, ou encore plus simplement un tas de sable au repos. Le frottement intergranulaire contrôle les déformations de ce milieu, les contraintes se propagent sur des distances équivalentes à de nombreuses tailles de grains [Radjai et al., 1996]. Chaque particule est confinée dans un environnement qui ne lui permet pas de se déplacer librement, ou de manière négligeable [Pouliquen et al., 2003]. Historiquement, les premiers scientifiques à avoir étudié ce type de comportement et développé des outils dans cette optique, sont les mécaniciens des sols. Les matériaux granulaires en question étaient alors les argiles, les sables, les bétons mais également certains types de neige [Lang and Harisson, 1995]. Les informations recherchées sont par exemple l'angle de frottement à la rupture, la cohésion macroscopique du matériau, à travers le critère de Mohr-Coulomb.

#### 1.2.2.2 Régime dilué

Il s'agit du régime d'écoulement antagoniste du régime quasi-statique. Chaque grain possède une énergie cinétique élevée. Les contacts se font majoritairement par collisions binaires et inélastiques, se traduisant par une dissipation d'énergie globale. Celle-ci doit être compensée par un apport extérieur énergétique pour la conservation de l'agitation. La théorie cinétique des gaz, dont les bases furent posées par Daniel Bernoulli en 1740, a pour ambition de décrire ce type de milieux, donc assimilable à un gaz. Les équations descriptives reposent sur les principes de conservation de la matière et de la quantité de mouvement, ainsi que sur une équation supplémentaire traduisant un bilan énergétique. L'analogie avec un milieu composé de sphères dures a permis la définition de la notion de température granulaire. Ce dernier paramètre correspond aux fluctuations de vitesse des particules élémentaires, proportionnelles à l'intensité de l'énergie cinétique. Il est défini par  $Tg = \langle (u - \langle u \rangle)^2 \rangle$  avec  $u$  une norme de vitesse, ce qui correspond à la moyenne des fluctuations de vitesse par rapport à la vitesse moyenne [Campbell, 1990].

#### 1.2.2.3 Régime dense

La dernière grande classe d'écoulements correspond au régime dense. Il s'agit d'un régime intermédiaire entre les régime dilué et quasi-statique, dans lequel les grains peuvent être en

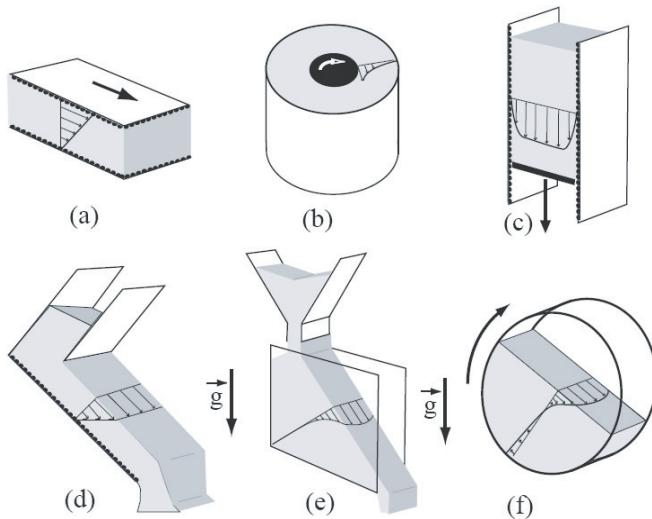


FIGURE 1.17: Différentes configurations pour l'étude des écoulements [Forterre and Pouliquen, 2008] avec les profils de vitesse typiques. (a) Cisaillement plan. (b) Cellule de Couette. (c) Chute verticale. (d) Plan incliné. (e) Écoulement sur tas. (f) Tambour tournant.

contact frictionnel avec plusieurs autres grains, mais il peut également y avoir des contacts inélastiques traduisant les réarrangements dans le milieu. Ces dernières années ont vu un développement important de la recherche scientifique autour de ce type d'écoulement, car il est présent dans de nombreux secteurs tant industriels que géophysiques. En particulier, une loi dite "de frottement" [Pouliquen, 1999; Forterre and Pouliquen, 2008] a été développée pour décrire d'une manière universelle les matériaux granulaires en régime dense d'écoulement uniforme sur fond rugueux, dans toutes les configurations géométriques de base (figure 1.17). La mise au point empirique de cette loi part de l'équilibre existant entre les forces de gravité et les forces de frottement au cœur d'un écoulement uniforme.

#### 1.2.2.4 Quid de nos écoulements ?

Notre configuration géométrique (chapitre 2) génère des écoulements granulaires non uniformes et accélérés. Dans ce cas, les forces dues à la gravité ne sont plus compensées par les forces de frottement, il n'est donc pas possible d'utiliser la loi de frottement développée dans le cadre des écoulements uniformes. Par ailleurs nous n'utilisons pas de socle rugueux pour avoir la possibilité de filmer les écoulements expérimentaux à travers le socle. Ces points sont discutés au chapitre 2.

Nous venons de présenter les différents régimes d'écoulement. À présent, le cadre plus spécifique de l'interaction entre écoulement et obstacle est abordé dans un contexte historique. Les études *in situ* comme les études à échelle réduite sont mentionnées, tout en prenant soin d'expliquer les conditions propres à chacune.

#### 1.2.3 Phase de sollicitation : relation entre écoulement et effort

L'interaction entre écoulement granulaire et obstacle est abordée du point de vue de l'obstacle. Nous ne nous intéressons pas au changement de trajectoire des particules induit par l'interaction avec l'obstacle, mais à la description de l'action appliquée par l'écoulement. Néanmoins, il est important que cette description soit reliée aux propriétés de l'écoulement en dehors de l'influence de l'obstacle. Pour cela, nous rappelons la définition du nombre de

Froude  $\text{Fr}$ , et nous introduisons le coefficient de traînée  $\mathbb{C}_d$  (déjà évoqué sous l'appellation  $\lambda$  dans le paragraphe 1.1.4.1).

### 1.2.3.1 Le nombre de Froude $\text{Fr}$

Le nombre de Froude caractérise l'importance relative des forces liées à la vitesse par rapport aux forces liées à la pesanteur. Il s'agit d'un nombre sans dimension, défini par :

$$\text{Fr} = \frac{U_x}{\sqrt{g h_e}}, \quad (1.4)$$

avec  $U_x$  la vitesse dans la direction principale de l'écoulement,  $g$  la constante gravitationnelle et  $h_e$  l'épaisseur de l'écoulement. Lorsque  $\text{Fr} < 1$ , le régime d'écoulement est dit subsonique, ce qui correspond à une suprématie de la force de pesanteur devant les forces d'inertie dans l'écoulement. Lorsque le nombre de Froude  $\text{Fr} > 1$ , les forces d'inertie sont les plus importantes, ce qui caractérise un régime supersonique. Nos expériences se situent dans ce dernier régime, ainsi que bon nombre d'avalanches, notamment celles constituées de grains fins.

### 1.2.3.2 Le coefficient de traînée $\mathbb{C}_d$

Lorsqu'un objet immobile est immergé dans un fluide en déplacement, il subit un champ de pression dont la résultante dans la direction principale de l'écoulement est appelée *traînée*. La force de traînée  $F_d$  est exprimée de la manière suivante :

$$F_d = \frac{1}{2} \rho U_x^2 \cdot A \cdot \mathbb{C}_d, \quad (1.5)$$

avec  $U_x$  et  $\rho$  la vitesse et la masse volumique du fluide au delà de l'influence de l'obstacle,  $\mathbb{C}_d$  le coefficient de traînée de l'objet immergé et  $A$  le maître-couple, ou encore surface de référence.  $\mathbb{C}_d$  est un nombre sans dimension permettant de quantifier la force de résistance de la surface de l'objet, il est assimilable au coefficient  $\lambda$  que nous avions introduit précédemment. Nous réécrivons l'équation 1.5 pour isoler  $\mathbb{C}_d$  dans un seul membre :

$$\mathbb{C}_d = \frac{F_d}{P_r \cdot A} = \frac{F_d}{\frac{1}{2} \rho U_x^2 \cdot A} \quad (1.6)$$

Nous rappelons que  $P_r = \frac{1}{2} \rho U_x^2$  est la pression dynamique dans l'écoulement.

Le coefficient de traînée dépend de plusieurs paramètres, pouvant être liés soit à l'écoulement, soit à la géométrie de l'obstacle. L'influence de l'écoulement correspond à une dépendance du coefficient de traînée au nombre de Froude. L'influence de la géométrie se manifeste par une dépendance du coefficient de traînée à la forme de la surface, ainsi qu'au rapport entre hauteur  $h_o$  de l'obstacle et épaisseur de l'écoulement  $h_e$ .

### 1.2.3.3 dépendance du coefficient de traînée au nombre de Froude

La dépendance du coefficient de traînée  $\mathbb{C}_d$  au nombre de Froude  $\text{Fr}$  est mise en évidence dans de nombreuses études (figure 1.18). Deux types de dépendance existent selon la valeur de  $\text{Fr}$ , soit inférieure soit supérieure à la valeur unitaire :

Si  $\text{Fr} < 1$ , d'après la définition du nombre de Froude, les forces gravitaires sont prépondérantes devant les forces liées aux vitesses dans l'écoulement. Les études montrent alors une relation de proportionnalité entre  $\mathbb{C}_d$  et  $\text{Fr}^{-2}$ . Ceci implique tout d'abord simplement une décroissance de  $\mathbb{C}_d$  lorsque  $\text{Fr}$  croît, mais également une indépendance entre force de traînée et vitesse lorsque le régime d'écoulement est subsonique. Une des premières études

expérimentales à ce sujet [Wieghardt, 1975] a consisté à déplacer lentement un cylindre non totalement immergé dans un milieu granulaire dense constitué de sable. La raison de l'indépendance de la force de traînée à la vitesse fut alors retrouvée et expliquée par le fait que la traînée était causée par les contacts frictionnels exercés autour du cylindre, mécanisme indépendant de la vitesse. Cette non dépendance fut confirmée par la suite lors d'expériences en 2D [Chehata et al., 2003] et en 3D [Albert et al., 1999, 2001] pour des objets à sections variables immergés dans des billes de verre de différentes tailles. Lors d'expériences *in situ* engageant l'étude de véritables écoulements avalancheux [Sovilla et al., 2008a], une étude récente montre que l'indépendance de la force de traînée à la vitesse, pour des nombres de Froude faibles caractéristiques des avalanches denses fluidifiées, est également valable.

Si  $\text{Fr} > 1$ , les forces cinétiques sont supérieures aux forces gravitaires. Les études effectuées sur une gamme de vitesse suffisamment large montrent, comme dans le cas où  $\text{Fr} < 1$ , une décroissance de  $C_d$  lorsque  $\text{Fr}$  croît. Elles montrent également une évolution de  $C_d$  en  $a \text{Fr}^{-b}$ , avec  $a$  et  $b$  des valeurs numériques positives estimées de manière empirique à partir de plusieurs couples ( $\text{Fr}, C_d$ ). Dans [Holzinger and Hübl, 2004],  $a = 9$  et  $b = 1.2$  pour  $\text{Fr}$  compris entre les valeurs 1 et 15, les expériences sont alors effectuées en laboratoire sur des étraves miniatures impactées par un écoulement de billes de verre. Des valeurs similaires sont estimées [Thibert et al., 2008] dans une étude expérimentale sur des écoulements avalancheux naturels : ici le couple  $a = 2 \cdot 10.8$  et  $b = 1.3$  pour  $0.7 < \text{Fr} < 7$  et l'écran impacté a une surface de  $1 \text{ m}^2$  frontale à l'écoulement. Un nombre de Froude supérieur à l'unité caractérise plus spécifiquement, dans le cas des avalanches, des écoulements denses secs.

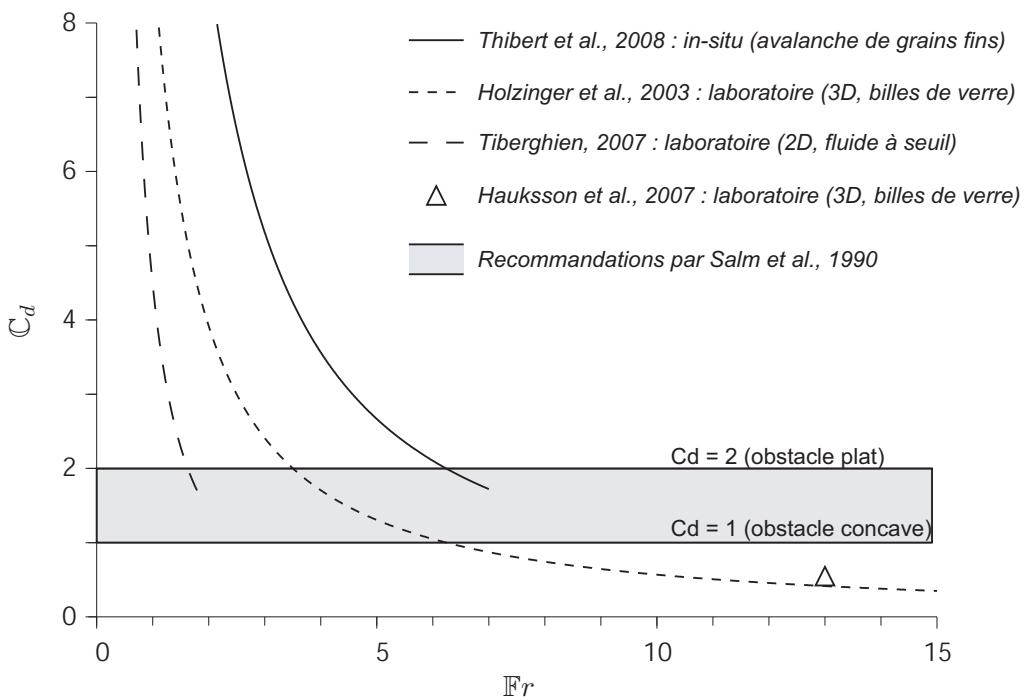


FIGURE 1.18: Recueil non exhaustif des valeurs de  $C_d$  en fonction de  $\text{Fr}$ , obtenues dans différents types d'études.

Cette relation en  $a \text{Fr}^{-b}$  est également retrouvée avec des valeurs numériques différentes [Tiberghien, 2007], avec  $a = 4.48$  et  $b = 1.66$ , pour des nombres de Froude proches de l'unité dans la gamme  $0.6 < \text{Fr} < 1.82$ . L'étude est alors menée en canal de laboratoire sur un fluide à seuil, avec pour but de reproduire une boue torrentielle. La valeur de  $b$  se rapproche de la valeur -2, qui signifie une non dépendance de la force de traînée à la vitesse en amont

de l'obstacle. Dans le cas des avalanches de neige, l'étude de [Sovilla et al., 2008a] montre une non dépendance de la force de traînée à la vitesse lorsque  $\text{Fr} < 1$  et le fait contraire lorsque  $\text{Fr} > 1$ . Néanmoins la transition entre les deux régimes n'est pas bien définie, à cause notamment de la difficulté quant à la détermination précise de la frontière entre zone de saltation et zone dense dans l'avalanche, et du rapport inconnu entre vitesses internes et vitesses surfaciques, ces dernières étant celles considérées dans le calcul de  $\text{Fr}$  et de  $C_d$ .

#### 1.2.3.4 dépendance du coefficient de traînée à la géométrie de l'obstacle

La dépendance de  $C_d$  à la forme et à la hauteur de l'obstacle rapportée à l'épaisseur de l'écoulement est moins importante, néanmoins elle n'est pas négligeable. Dans [Hauksson et al., 2007], cette dépendance est étudiée en canal de laboratoire pour  $\text{Fr} = 13$ , le matériau granulaire est un assemblage de billes de verre. L'application recherchée est l'évaluation de la traînée exercée sur des pilônes de ski, ayant une section circulaire et une hauteur importante devant l'épaisseur de l'écoulement avalancheux incident. Deux géométries sont choisies pour les obstacles : à section rectangulaire ou cylindrique mais ayant la même largeur devant l'écoulement. Il s'avère que la traînée exercée sur l'obstacle à section rectangulaire est 30% supérieure. De plus, la traînée est augmentée de quasiment 30% lorsque le rapport entre  $h_o$  et  $h_e$  passe de 2 à 5, mais au delà du rapport 5 la force de traînée n'augmente quasiment plus.

Ces considérations nous mènent à la conclusion que l'évolution du coefficient de traînée est complexe, et que sa gamme de valeurs est très large. Elle ne peut être simplement réduite à 1 ou 2, comme le propose les recommandations Suisses dans la construction de structures frontales [Salm et al., 1990], selon que la surface impactée est légèrement concave ( $C_d = 1$ ) ou plate ( $C_d = 2$ ). De plus, les mesures de vitesse sont généralement effectuées en surface, sauf pour les expériences en 2D, et les masses volumiques ne peuvent être qu'estimées, ce qui ajoute encore à la difficulté de la réelle compréhension de l'évolution du coefficient de traînée.

#### 1.2.3.5 Rôle de la zone morte

Lors d'un impact entre écoulement et obstacle, il se crée une zone tampon en amont de celui-ci, qui peut être morte ou d'influence. Cette zone a un rôle que l'on pourrait qualifier de protecteur. En effet, dans le cas des avalanches de neige, elle est constituée d'un tas de neige compacté sous l'effet de l'écoulement amont, qui a tendance à dissiper l'énergie véhiculée par l'avalanche. Par ailleurs, si la forme de l'obstacle était initialement droite, cette zone adopte une forme concave, pouvant être diédrique [Thibert et al., 2008] (figure 1.19), ayant pour effet de dévier l'écoulement, diminuant d'autant plus la force de traînée.

De rares études quantifient le rôle de la zone morte dans l'évolution de la pression exercée sur l'obstacle la créant. Par exemple, dans [Tiberghien, 2007], l'auteur étudie cette zone de manière expérimentale pour le cas particulier des fluides à seuil avec application aux laves torrentielles boueuses, pour des nombres de Froude voisins de l'unité. Le matériau exploité est non opaque et permet un accès aux vitesses internes sur un plan d'écoulement en 2D. Sont alors identifiés un régime d'impact de jet et un régime d'impact de zone morte, suivant le régime découlement, une zone morte se formant dans le premier cas, pas dans le deuxième.

Les études citées précédemment, mis à part celle effectuée en 2D, dans lesquelles les vitesses internes sont plus facilement accessibles, souffrent d'une inexactitude plus ou moins grande des mesures de vitesse et de la masse volumique. Les vitesses sont mesurées en surface et la masse volumique est estimée de manière indirecte, en fonction de la vitesse, de l'épaisseur et de la quantité initiale de matériau utilisé. La nécessité de quantifier l'évolution précise du coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude passe par l'utilisation de moyens



FIGURE 1.19: Zone morte en forme de dièdre.

permettant de calculer les valeurs de vitesse et de masse volumique en surface libre, mais surtout à l'intérieur de l'écoulement.

En 3D, ceci peut se faire en utilisant des moyens numériques adaptés, qui peuvent également permettre une meilleure connaissance de la zone morte ou d'influence, et de son effet sur la force de traînée. Dans la suite, nous donnons un aperçu des méthodes numériques classiques utilisées pour la modélisation des milieux granulaires.

### 1.3 Méthodes numériques pour la simulation d'écoulements granulaires

Il existe de multiples méthodes numériques pour la modélisation des milieux granulaires en écoulement [Wolf, 1996]. Elles sont généralement classées en deux catégories principales : les méthodes continues et les méthodes discrètes.

#### 1.3.1 Approches continues

Les premières modélisations continues d'écoulement de neige sont apparues dans les années 50. L'ingénieur suisse Voellmy [Voellmy, 1955] développa une méthode basée sur une déduction empirique du principe de Bernoulli, l'avalanche étant traitée comme un bloc glissant se déplaçant sous une force proportionnelle au carré de la vitesse de l'écoulement. Par la suite, dans les années 70, cette méthode fut améliorée par l'intégration des équations de Saint-Venant (forme intégrée des équations de Navier-Stokes selon la hauteur), utilisées notamment dans le cas des écoulements à surface libre. De gros efforts de recherche sur ces modèles, facilités par une puissance de calcul croissante, ont conduit à leur intégration dans des codes aux éléments finis. L'un des plus utilisés, reposant également sur les équations de

Saint-Venant, intègre notamment des lois de frottement de type Mohr-Coulomb [Savage and Hutter, 1991].

Les méthodes numériques de type éléments finis se trouvent limitées dès lors que les déformations dans le milieu sont importantes. C'est le cas dans les écoulements granulaires, où la rotation relative de deux particules voisines peut atteindre plusieurs dizaines de degrés (domaine des grandes rotations), et le déplacement relatif plusieurs rayons (domaine des grands déplacements). Pour contourner la limitation associée notamment au maillage utilisé, une méthode dite smooth particle hydrodynamics (SPH) a été développée pour modéliser des milieux granulaires en grandes déformations. Il s'agit d'une méthode Lagrangienne établie à partir des lois de conservation, dans laquelle le milieu est divisé en un ensemble de particules fluides se mouvant au sein d'un milieu continu également fluide [Rodriguez-Paz and Bonnet, 2003]. Les premières applications de la méthode SPH concernèrent les problèmes d'astrophysique. Plus récemment, elle fut appliquée aux écoulements à surface libre, comme les écoulements de débris [Rodriguez-Paz and Bonnet, 2003] ou les avalanches de neige [Laigle et al., 2007]. La méthode SPH souffre néanmoins de certains problèmes numériques, impliquant notamment des défauts de consistance [Maurel, 2008; Rabczuk et al., 2004].

### 1.3.2 Approches discrètes

Les approches discrètes considèrent un ensemble de particules. Elles consistent en la résolution des équations fondamentales de la dynamique pour chaque particule, de manière à calculer explicitement les trajectoires individuelles [Taberlet, 2005]. Chaque grain considéré peut être en interaction avec un ou plusieurs grains voisins. Ces modèles forment la classe des méthodes aux éléments discrets, dont les deux principales sont : les méthodes *non smooth* et les méthodes *smooth*.

Le terme anglais *smooth* est à mettre en relation avec la déformabilité des particules. L'approche *non smooth* est caractérisée par une discrétisation non régulière du temps, ainsi que par des contacts instantanés entre grains indéformables. L'approche *smooth* est quant à elle accompagnée d'une discrétisation temporelle quasi-régulière, les contacts ont une durée déterminée par les lois de contact et les grains peuvent s'interpénétrer.

La méthode *event-driven* (ED) est de type *non smooth*, elle présente des collisions instantanées et binaires et une discrétisation du temps non régulière. Le calcul des forces et l'intégration des équations, utilisés dans les méthodes de type *smooth*, sont remplacés par un opérateur de collision, rendant notamment compte de l'inélasticité des chocs, et à partir duquel les vitesses sont calculées. Cette méthode est particulièrement utilisée dans le cadre de la théorie cinétique des gaz [McNamara and Young, 1996; Kumaran, 2005], appliquée aux milieux très dilués. La méthode de *contact dynamics* (CD) est également de type *non smooth*, elle a été mise au point pour traiter des milieux constitués de particules rigides, frottantes et inélastiques [Radjai et al., 1996; Moreau, 1999; Jean, 1999]. Cette méthode est plus adaptée aux milieux denses.

La méthode *molecular dynamics* (MD) est la principale approche de type *smooth*. Elle fut tout d'abord développée pour modéliser les molécules ou les atomes de manière particulière [Alder and Wainwright, 1959]. Son application aux milieux granulaires en 2D fut par la suite proposée par Cundall et Strack [Cundall and Strack, 1979]. À cette époque, les capacités de calcul étaient relativement limitées, si bien que les simulations étaient appliquées à un nombre restreint de particules, typiquement de 50 à 1000 au début des années 80 [Andersen, 1980]. Aidé par l'évolution des capacités de calculs, la méthode fut largement utilisée à partir des années 90 jusqu'à pouvoir aujourd'hui modéliser environ un million de particules [Freddolino et al., 2006]. Toutefois, les calculs de cette importance sont rares. Non seulement le temps réel simulé est faible pour ce dernier exemple (de l'ordre de 50 nanosecondes), mais il faut pouvoir

disposer d'un ordinateur adapté en terme de capacité de calcul et de mémoire vive. Lorsque les conditions de l'étude le permettent, des conditions aux limites périodiques sont utilisées pour économiser du temps machine. C'est le cas pour l'étude des écoulements uniformes [Silbert et al., 2001, 2002; Cruz et al., 2005] de matériaux granulaires.

Si la méthode de type MD est la plus utilisée pour simuler les milieux granulaires, cela est en partie dû à son caractère simple et intuitif : des lois simples à l'échelle locale permettent de rendre compte d'un comportement plus ou moins complexe à l'échelle globale. Néanmoins, il existe certaines limitations, notamment la forme des grains qui se trouve bien souvent être sphérique, forme bien rare à l'état naturel, ou encore leur taille qui influence directement le temps machine. La méthode de type MD a fait l'objet de nombreuses extensions depuis ses débuts, que ce soit au niveau des lois d'interaction ou de la forme des grains. Dans [Johnson and Hopkins, 2005], les particules de glace sont modélisées à l'aide d'une géométrie de type "gelule". Dans [Plassiard, 2007], afin de prendre en compte un roulement excessif de grains sphériques par rapport à des essais sur des sables, une loi de Tranfert de Moment (LTM) a été développée en 3D.

Nous avons brièvement présenté les différentes méthodes numériques permettant la modélisation de milieux granulaires en écoulement. Dans la suite nous discutons des fondamentaux de la méthode choisie, qui est la dynamique moléculaire.

## 1.4 La dynamique moléculaire (MD)

Pour nos calculs numériques, nous avons choisi la méthode de type MD. Outre la mise à disposition au laboratoire 3S-R d'un code l'utilisant, il s'agit de notre point de vue de la méthode la plus utilisée pour modéliser les écoulements granulaires à surface libre.

Le code utilisé se présente sous l'appellation YADE<sup>1</sup>, il s'agit d'une évolution du code SDEC [Donzé and Magnier, 1995] basé sur la méthode MD. Le code YADE est utilisé pour simuler des problèmes de géomécanique en configurations quasi-statique et dynamique [Shiu et al., 2008; Shiu, 2008; Scholtès et al., 2008]. Il donne la possibilité d'utiliser des éléments "sphère" pour modéliser les particules discrètes, des éléments "boîte" pour modéliser des parois rigides parallélépipédiques rectangles.

### 1.4.1 Principes généraux

La méthode peut être introduite à l'aide de l'algorithme général, qui comporte trois étapes principales (figure 1.20) :

1. création d'une assemblée de  $n$  particules ayant chacune un paramètre de position, de vitesse en translation et en rotation,
2. calcul des efforts exercés sur chaque particule à partir des lois locales de contact et des forces gravitaires,
3. intégration des équations du mouvement pour chaque particule, permettant le calcul de chaque nouvelle position et vitesse.

La première étape correspond à l'initialisation de l'assemblée des  $n$  particules, elle apparaît donc une seule fois, en début de simulation. Par la suite, chaque pas de temps est accompagné de la répétition des deuxième et troisième étapes, au sein desquelles il peut également apparaître l'enregistrement de données telles que par exemple les valeurs des pénétrations ou des vitesses, selon le choix fait par l'utilisateur.

---

1. YADE, Open Source Discrete Element Code (2004), <http://yade.wikia.com/wiki/Yade>

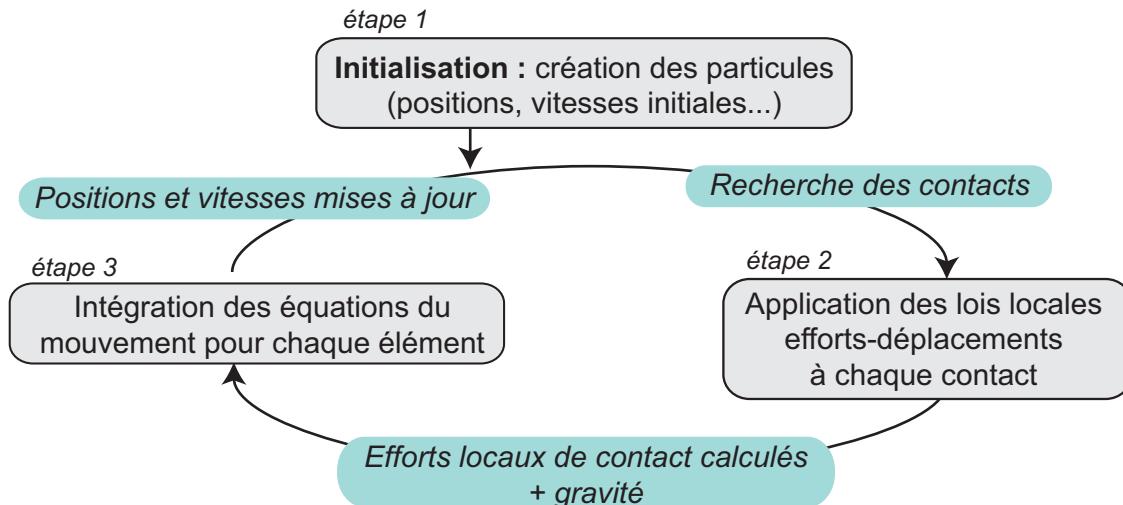


FIGURE 1.20: Illustration simplifiée de l'algorithme de la méthode MD. Les étapes 2 et 3 sont répétées jusqu'à obtention du résultat désiré.

#### 1.4.2 Initialisation

Toute simulation de dynamique moléculaire est initiée par la création de  $n$  particules  $i$ . Dans notre cas, leur forme est toujours sphérique. Chacune d'entre elles se voit donc attribuer un rayon  $R_i$ , une masse volumique  $\rho_i$ , une position  $(x_i, y_i, z_i)$ , une vitesse  $U_\alpha^i$  en translation et une vitesse  $W_\alpha^i$  en rotation (avec  $\alpha$  égal à 1, 2 ou 3 pour chaque direction de l'espace cartésien). Dans notre cas, l'échantillon initial est généré suivant l'un ou l'autre des principes suivants :

- les particules peuvent être disposées en l'absence de gravité selon un arrangement régulier de type cubique à faces centrées, auquel il est rajouté un léger bruit de position. La force gravitaire est alors appliquée (phase de dépôt gravitaire).
- Les particules ont déjà fait l'objet d'un calcul de dépôt gravitaire (voir ci-dessus), les coordonnées des grains en résultant sont alors utilisées en tant que paramètres initiaux (phase d'écoulement gravitaire).

#### 1.4.3 Détection des contacts

La phase de détection des contacts, qui précède le calcul des efforts, a un coût important en temps de calcul, son optimisation est donc nécessaire. Il existe plusieurs méthodes plus ou moins efficaces pour détecter les particules en contact. L'idée la plus simple est de parcourir chaque paire de particules, le volume de tests est alors de  $n(n - 1)/2$ , ce qui correspond à un temps de calcul proportionnel à  $n^2$ . Différentes méthodes ont été proposées pour optimiser cette quantité. La plus simple d'entre elles est de diviser l'espace en cellules de volumes égaux, chacune des particules est alors assignée à une ou plusieurs cellules. La détection des contacts se fait sur des paires de particules appartenant à des cellules voisines. Cette approche donne de bons résultats lorsque les contacts sont peu nombreux et que les particules sont disposées de manière uniforme dans l'espace. Pour les systèmes à contacts nombreux dans lesquels la répartition des particules est très variable, il existe des méthodes de détection dynamique, dont une dénommée "sweep and prune", détaillée dans [Cohen et al., 1995]. Cette dernière méthode est celle utilisée dans le code YADE.

#### 1.4.4 Lois d'interaction locale entre particules

Le comportement aux échelles globale et locale d'un assemblage numérique de particules discrètes, modélisé par la méthode MD, est partiellement dicté par une loi de contact à l'échelle micromécanique. Les lois utilisées sont généralement simples et constituées d'un nombre de paramètres limité. La raison réside dans le principe même de la méthode, à savoir de qualifier et quantifier l'évolution de systèmes complexes avec des lois de bases simples. Dans nos simulations, le contact entre deux particules est effectif dès lors qu'il y a interpénétration des deux surfaces. Les contacts à distance, pouvant par exemple traduire la présence de capillarité dans un milieu, ne sont par conséquent pas pris en compte.

##### 1.4.4.1 Quelques définitions sur le contact intergranulaire

Lors du contact entre deux éléments discrets  $E_1$  et  $E_2$  sphériques de centres respectifs  $C_1$  et  $C_2$  (figure 1.21), on définit le *plan d'interaction* perpendiculaire à la droite passant par  $C_1$  et  $C_2$ . Le point de contact est alors le centre du segment  $[C_1C_2]$ , il appartient au plan d'interaction. L'interpénétration normale  $\delta_n$  entre deux particules en contact est la différence entre la somme des deux rayons et la distance  $C_1C_2$ . L'effort de contact exercé par  $E_1$  sur  $E_2$  est l'opposée de l'effort de contact exercé par  $E_2$  sur  $E_1$ . Considérant l'action de  $E_1$  sur  $E_2$ , l'effort de contact  $F_{1 \rightarrow 2}$  appelé  $F$  par soucis de lisibilité, peut être décomposé en la somme d'une composante normale  $F_n$  au plan d'interaction et d'une composante tangentielle  $F_s$  au plan d'interaction.

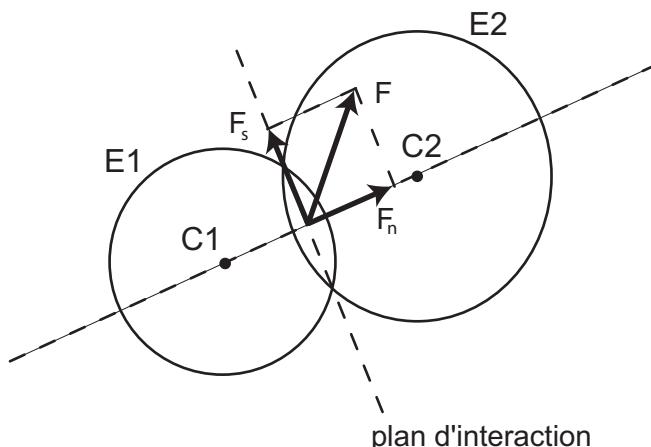


FIGURE 1.21: Contact entre deux sphères  $E_1$  et  $E_2$ , définition du plan d'interaction, des efforts normal et tangentiel de contact que  $E_1$  applique à  $E_2$ .

##### 1.4.4.2 Modèles répulsifs pour la composante normale

Les modèles les plus simples sont généralement constitués d'une composante de répulsion élastique normale, d'une composante de dissipation normale et d'une composante de résistance au glissement tangentiel. Dans ce paragraphe, nous discutons seulement de la répulsion et de la dissipation normales, la composante tangentielle étant abordée au paragraphe 1.4.4.4.

###### Effort normal élastique de répulsion

Il existe principalement deux types de modèles de répulsion élastique : le modèle de Hertz dépendant non linéairement de la pénétration normale  $\delta_n$ , et le modèle de Hooke en

dépendant linéairement. Dans les deux modèles, la force de répulsion élastique est exprimée par la relation :

$$F_n = k_n \cdot \delta_n^\epsilon, \quad (1.7)$$

avec  $k_n$  la raideur normale et  $\epsilon$  une constante valant  $\frac{3}{2}$  dans le modèle de Hertz et 1 dans le modèle de Hooke.

Le modèle de Hertz a été élaboré pour la résolution de problèmes d'élasticité linéaire tridimensionnelle. Sous les hypothèses de la théorie de Hertz, qui peuvent être consultées dans [INRIA], la raideur normale  $k_n^{Hertz}$  est exprimée de la manière suivante :

$$k_n^{Hertz} = \frac{4}{3} R^{1/2} E^*, \quad (1.8)$$

avec  $1/R = 1/R_1 + 1/R_2$  et  $1/E^* = (1 - \nu_1^2)/E_1 + (1 - \nu_2^2)/E_2$ . Les rayons des deux éléments en contact étant définis par  $R_1$  et  $R_2$ , leurs modules d'Young par  $E_1$  et  $E_2$ , leurs coefficients de Poisson par  $\nu_1$  et  $\nu_2$ .

Si la théorie de Hertz se place dans un cadre plus général, le modèle de Hooke ramène le problème de contact entre deux sphères à la déformation de deux ressorts linéaires montés en série. Malgré cette simplification par rapport au modèle de Hertz, le modèle de Hooke est beaucoup plus utilisé. La raison en est que, dans la loi de Hooke, la durée des contacts est indépendante de la vitesse des particules avant interaction, ce qui n'est pas le cas pour la loi de Hertz. Or, pour la simulation il faut choisir un pas de temps faible  $dt$  devant la durée des contacts. Dans un matériau granulaire en écoulement, la plage de vitesses peut être importante et il faut être certain que  $dt$  minore suffisamment chaque temps de contact binaire. Finalement, au delà du côté pratique, les résultats obtenus avec l'un ou l'autre des deux modèles sont similaires lors d'essais numériques de cisaillement direct [Richefeu et al., 2005], mais aussi lors de la modélisation d'écoulements granulaires uniformes [Silbert et al., 2001].

### Dissipation d'énergie au contact normal

Lorsqu'une bille, se déplaçant perpendiculairement à une surface plane horizontale, entre en contact à la vitesse de  $V_n^i$  avec cette surface, sa vitesse après rebond  $V_n^f$  est moindre par rapport à  $V_n^i$ . Il est alors possible d'écrire :

$$V_n^f = e_n \cdot V_n^i, \quad (1.9)$$

avec  $e_n$  le coefficient de restitution, compris entre 0 et 1. Cette diminution de vitesse est due aux phénomènes dissipatifs entrant en jeu lors du choc. La perte d'énergie associée peut être due à la déformation plastique des aspérités présentes au niveau de la surface de contact, ou encore au rayonnement en ondes de surface... Le coefficient de restitution est par exemple égal à 0.9 pour un choc entre deux billes d'acier, ou 0.6 dans le cas de l'aluminium [Pouliquen, 2004a]. Même si  $e_n$  est généralement assorti d'une valeur constante, il existe néanmoins de petites variations en fonction de la vitesse au contact, mais celles-ci sont trop faibles pour être prises en compte. On utilise donc des modèles dissipatifs pour lesquels  $e_n$  ne varie pas en fonction de la vitesse de contact.

La partie grisée du diagramme effort-déplacement de la figure 1.22a traduit un phénomène de dissipation, l'énergie dissipée est alors égale à  $\int F_n d\delta$ .

La modélisation de la dissipation peut se faire en ajoutant une force visqueuse  $F_n^{visqueuse}$ , de signe opposé au déplacement relatif et proportionnelle à la vitesse de pénétration (figure 1.22b) :

$$F_n^{visqueuse} = -\gamma_n \frac{d\delta_n}{dt}, \quad (1.10)$$

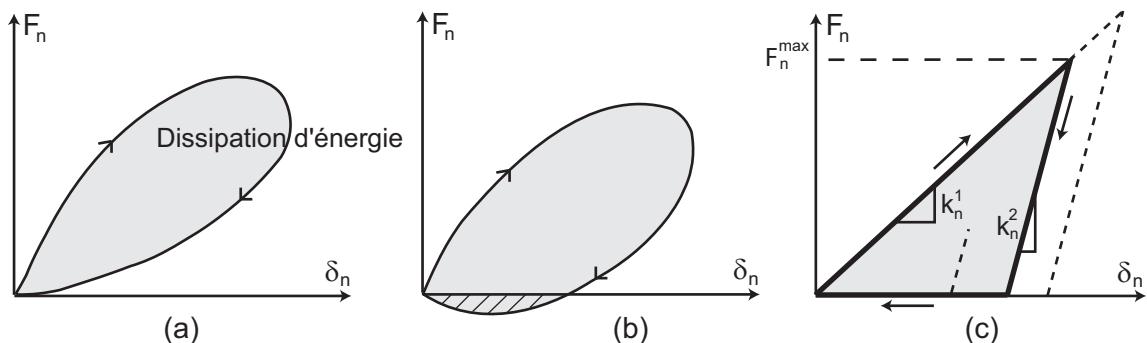


FIGURE 1.22: Diagrammes effort normal - interpénétration caractérisant une dissipation d'énergie (dissipation d'énergie en grisé). (a) Évolution caractéristique. (b) Effet d'une force de contact visqueuse linéaire. (c) Modèle de Walton [Walton and Braun, 1986].

avec  $\gamma_n$  un coefficient constant. La considération d'une force visqueuse mène à la résolution d'une équation différentielle du second degré à coefficients constants et second membre nul [Zhang and Whiten, 1996]. La résolution de cette équation nous donne l'expression suivante du coefficient de restitution :

$$e_n = \exp\left(-\frac{\gamma_n}{2m_{eff}}\Delta t^{coll}\right), \quad (1.11)$$

avec  $m_{eff}$  la masse effective telle que  $1/m_{eff} = 1/m_1 + 1/m_2$  ( $m_1$  et  $m_2$  les masses respectives des particules) et  $\Delta t^{coll}$  le temps de contact.

L'implémentation d'une force visqueuse mène à l'apparition d'une force d'adhésion lorsque la force de répulsion devient faible par rapport à la force visqueuse. Cette adhésion parasite est représentée par un hachurage dans la figure 1.22b. Elle peut néanmoins être supprimée en ramenant artificiellement la force à 0 dès lors que son calcul donne une force négative avec l'utilisation de loi visqueuse. Notons que certains auteurs implémentent une force visqueuse dépendant non linéairement de la vitesse de pénétration [Plassiard, 2007; Zhang and Whiten, 1998].

Le modèle de Walton [Walton and Braun, 1986] peut également être utilisé (figure 1.22c) pour caractériser la dissipation normale. Dans ce modèle, la raideur  $k_n$  peut prendre deux valeurs  $k_n^1$  et  $k_n^2$ , correspondant respectivement à un comportement élastique et hystérétique. Au cours d'un contact, lorsque les deux centres se rapprochent, la pente de la droite caractérisant l'évolution de  $F_n$  en fonction de  $\delta_n$  est  $k_n^1$ . Lorsqu'ils s'éloignent, la pente correspondante est  $k_n^2$ . Le coefficient de restitution issu de ce modèle est donné par la formule  $e_n = \sqrt{\frac{k_1}{k_2}}$  (calcul détaillé dans le chapitre 3).

#### 1.4.4.3 Modèles adhésifs pour la composante normale

Dans les milieux granulaires, il peut exister des forces *adhésives* ayant tendance à rapprocher les particules en contact. Ces forces d'adhésion peuvent apparaître même en l'absence de contact entre les surfaces solides [Soulié, 2005]. La force normale qu'une particule subit en présence d'adhésion est la somme entre l'adhésion  $F_n^{adh}$  et la force de répulsion choisie (élastique dans la figure 1.24). Il existe trois types de forces adhésives, à distinguer selon leur origine physique : les forces électrostatiques, les forces capillaires et les forces dues au frittage.

- Les forces électrostatiques agissent lorsque les grains sont suffisamment petits (taille  $< 100 \mu\text{m}$ ). Elles peuvent être de type Van der Walls [Gady et al., 1996; Argentina et al., 2002]. Les modèles de contact associés aux forces électrostatiques reposent sur

le modèle de Maugis [Maugis, 1999]. Les variantes de ce modèle sont les modèles JKR (Johnson Kendall Roberts) [Hodges et al., 2004] ou DMT (Derjaguin Muller Toporov) [Maugis, 1999] (figure 1.23a), dans lesquels les molécules responsables de l'adhésion sont respectivement situées en périphérie et au sein de la surface de contact, ces propriétés étant par ailleurs toutes deux présentes dans le modèle de Maugis.

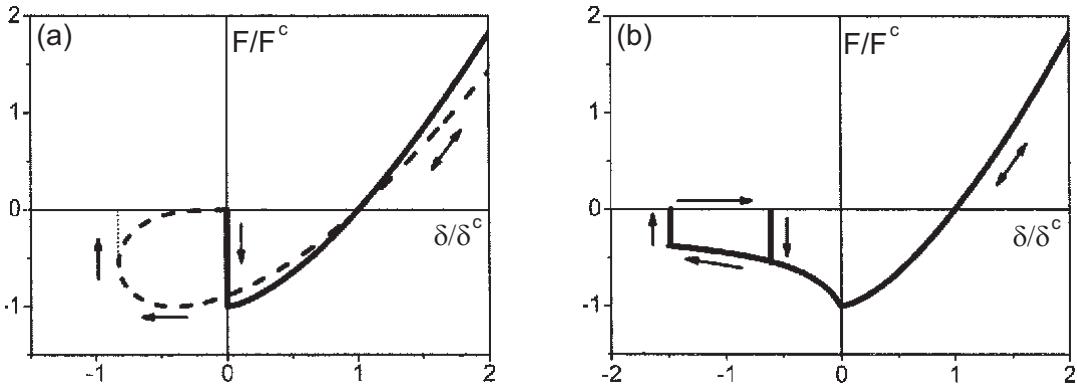


FIGURE 1.23: Principaux modèles d'adhésion, force normale et interpénétration adimensionnées respectivement par la résistance maximale à la traction  $F^c$  et la distance d'équilibre  $\delta^c$ . (a) Modèle théorique basé sur le modèle de Maugis [Maugis, 1999] : modèles JKR (- -) et DMT (—). (b) Modèle expérimental d'adhésion capillaire [Bocquet et al., 2002].

- Les forces capillaires, exercées par des ménisques liquides présents entre les grains, sont issues de la différence de pression entre l'air et l'eau. Pour que ces forces s'exercent, le milieu doit être partiellement saturé en eau. Le ménisque se forme lorsque les surfaces liquides entrent en contact, avant tout contact entre les surfaces solides, et tend à rapprocher les deux grains impliqués. Pour rompre le ménisque, les grains doivent être suffisamment éloignés pour atteindre la résistance limite à la traction  $F^c$  (figures 1.23 et 1.24). Un ménisque relie deux grains dans le cas du régime pendulaire [Scholtès, 2008]. Lorsque la saturation en eau est plus importante, plusieurs ménisques peuvent s'assembler, on parle alors de régime funiculaire [Urso et al., 1999].

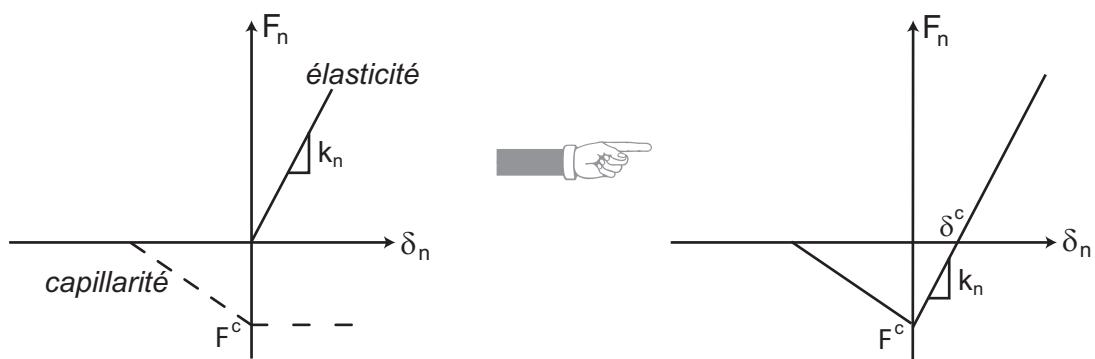


FIGURE 1.24: Construction de la composante normale de la force de contact comme la somme d'une force capillaire et d'une force élastique linéaire [Scholtès, 2008].

- Les forces dues au phénomène de frittage proviennent de la création de ponts solides entre les grains. C'est le cas lors de la compaction des poudres métalliques [Tykoniuk et al., 2005; Martin et al., 2006]. Des forces de frittage peuvent également agir au sein du manteau neigeux, menant à la formation de plaques de neige dure, à l'origine d'avalanches en montagne. Ce phénomène peut alors être associé à de la cohésion de regel,

issue de la condensation solide de l'eau sous forme gazeuse, s'agglomérant au niveau des contacts entre grains de neige [Nicot and Darve, 2005]. Les caractéristiques mécaniques du contact dans le cas du frittage sont celles d'un solide, le pont peut ainsi être caractérisé par une résistance à la traction mais aussi à la torsion, au cisaillement ou à la compression [Luding, 2008]. Un modèle d'adhésion caractérisant la résistance à la traction d'un pont solide est illustré dans la figure 1.25.

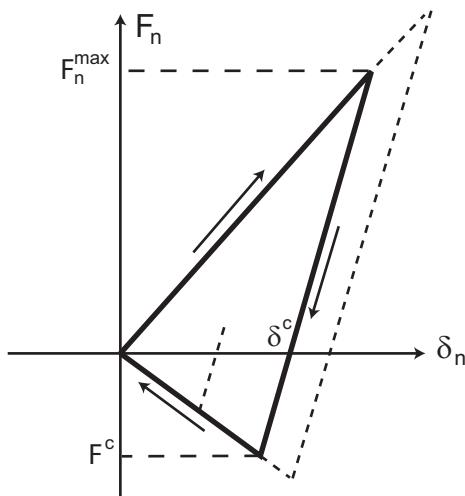


FIGURE 1.25: Exemple de loi de contact avec plastification et adhésion au contact [Luding et al., 2005; Luding, 2008].

Dans nos simulations, nous utilisons principalement le modèle de Walton dans le cas d'un matériau non adhésif (développé en détail dans le chapitre 3 et 4), et le modèle de la figure 1.25 dans le cas d'un matériau adhésif (développé en détail dans le chapitre 5). La raison est que ces modèles sont très voisins, et qu'ils donnent de plus des résultats comparables [Taberlet, 2005].

#### 1.4.4.4 Modèle pour la composante tangentielle

Nous décrivons ici le calcul de l'effort tangentiel de contact entre deux éléments, tel qu'il est implémenté dans YADE.

##### Calcul de la force tangentielle en l'absence d'un seuil plastique

L'existence d'une composante tangentielle de la force est liée à celle du frottement entre particules. Elle est calculée de manière incrémentale à chaque pas de temps  $dt$ . Au  $i^{ème}$  pas de temps nous avons :

$$F_s^i = F_s^{\text{mis à jour}} + \Delta F_s, \quad (1.12)$$

avec  $F_s^{\text{mis à jour}}$  l'actualisation du vecteur  $F_s^{i-1}$  prenant en compte le mouvement de rotation et de translation du plan d'interaction et

$$\Delta F_s = -k_s \cdot \Delta U_s^i, \quad (1.13)$$

avec  $k_s$  la raideur tangentielle et  $\Delta U_s^i$  la composante tangentielle du vecteur incrémental de déplacement. La vitesse de contact peut être décomposée en une composante tangentielle  $V_s^i$  et une composante normale par rapport au plan d'interaction. Finalement, on peut écrire :

$$\Delta U_s^i = V_s^i \cdot dt. \quad (1.14)$$

### Critère de Coulomb pour le glissement

Le critère de Coulomb est basé sur le fait qu'il existe un seuil d'effort au-delà duquel un glissement s'opère entre les deux particules en contact. L'effort de contact tangentiel maximal  $F_s^{max}$  s'écrit :

$$F_s^{max} = \tan(\varphi) \cdot F_n, \quad (1.15)$$

avec  $\varphi$  l'angle de frottement micromécanique. Le glissement s'opère lorsque  $F_s \geq F_s^{max}$ , auquel cas le comportement du contact devient glissant (figure 1.26).

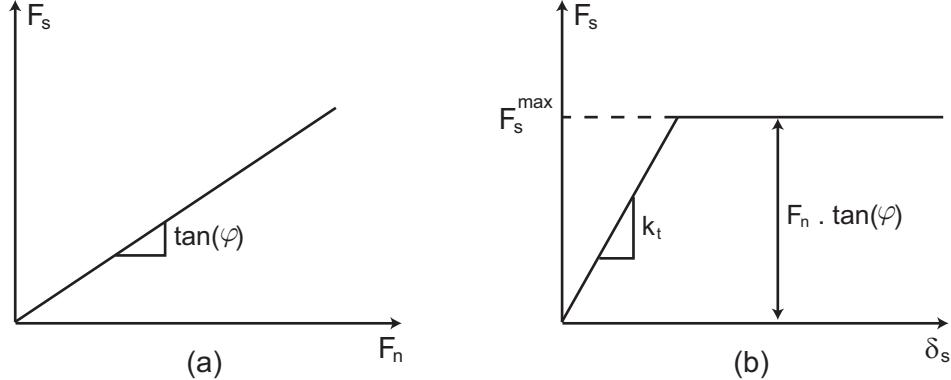


FIGURE 1.26: Forme régularisée de la loi de frottement de Coulomb. (a) Seuil de glissement. (b) Loi de Coulomb régularisée fonction du déplacement relatif tangentiel calculé incrémentalement.

### 1.4.5 Intégration des équations du mouvement

Au cours de chaque cycle de calcul (étapes 2 et 3 de l'algorithme dans le paragraphe 1.4.1), les nouvelles positions et vitesses sont calculées en parallèle pour chaque particule à l'aide des équations du mouvement. Pour une particule  $i$ , ces équations s'écrivent dans un cas 1D, en translation :

$$\ddot{x}_i^t = \frac{F_i^t}{m_i}, \quad (1.16)$$

et en rotation :

$$\dot{w}_i^t = \frac{M_i^t}{J_i}, \quad (1.17)$$

où  $\ddot{x}_i$  et  $\dot{w}_i$  sont respectivement les accélérations en translation et en rotation,  $F_i$  et  $M_i$  sont respectivement la force résultante et le moment résultant appliqués à la particule,  $m_i$  et  $J_i$  sont respectivement la masse et le moment d'inertie de la particule. Pour les éléments sphériques que nous utilisons, le moment d'inertie est donné par  $J_i = \frac{2}{5}m_iR_i^2$ . L'intégration des équations 1.16 et 1.17 utilise un schéma explicite aux différences centrées, sur un pas de temps  $dt$ . Après le calcul des accélérations au temps  $t$ , on obtient les vitesses en translation et en rotation au temps  $t + dt/2$  :

$$\begin{cases} \dot{x}_i^{t+dt/2} = \dot{x}_i^{t-dt/2} + \left( \frac{F_i^t}{m_i} \right) dt \\ \dot{w}_i^{t+dt/2} = \dot{w}_i^{t-dt/2} + \left( \frac{M_i^t}{J_i} \right) dt. \end{cases} \quad (1.18)$$

Finalement, les vitesses en translation et rotation (équation 1.18) sont utilisées pour mettre à jour les positions :

$$\begin{cases} x^{t+dt} = x^t + dt \dot{x}^{t+dt/2} \\ w^{t+dt} = w^t + dt \dot{w}^{t+dt/2}. \end{cases} \quad (1.19)$$

Les positions sont alors connues au temps  $t + dt$ . Le cycle de la méthode MD peut recommencer par une nouvelle détection des contacts, suivie d'un calcul des efforts de contact, etc.

#### 1.4.6 Calcul du pas de temps critique

Le schéma d'intégration des équations du mouvement est de type explicite aux différences centrées. Il s'agit d'un schéma conditionnellement stable, avec une condition de stabilité caractérisée par un pas de temps critique  $dt_{crit}$  tel que  $dt < dt_{crit}$ . Le calcul de  $dt_{crit}$  tient compte du fait que la propagation des ondes dans le milieu doit être correctement reproduite par le modèle. Dans ce but, un pas de temps critique est calculé pour chaque particule et chaque direction  $i$  de l'espace, en translation :

$$dt_i^{tr} = \sqrt{\frac{m}{K_i^{tr}}}, \quad (1.20)$$

et en rotation :

$$dt_i^{ro} = \sqrt{\frac{J}{K_i^{ro}}}, \quad (1.21)$$

avec  $K_i^{tr}$  et  $K_i^{ro}$  les raideurs équivalentes des contacts, respectivement en translation et en rotation. Le pas de temps critique  $dt_{crit}$  du système est alors le minimum de tous les  $dt_i^{tr}$  et  $dt_i^{ro}$  calculés. De plus, une marge de sécurité par l'intermédiaire d'un coefficient de pondération  $C_t$  est adoptée. Par expérience, une valeur de 0.1 est souvent utilisée. Ce coefficient de sécurité est nécessaire en particulier pour une raison : afin d'optimiser le temps de calcul, on choisit de ne pas calculer  $dt_{crit}$  à chaque cycle de calcul. Entre deux  $dt_{crit}$  calculés, il peut y avoir une évolution du système vers un état moins stable, mais cette évolution reste cantonnée dans le domaine de stabilité dans la mesure où  $dt_{crit}$  est suffisamment faible.

#### 1.4.7 Remarques diverses

##### 1.4.7.1 Optimisation des temps de calcul

Dans un calcul basé sur la méthode MD, certaines caractéristiques de la modélisation sont très pénalisantes en termes de temps de calcul si celles-ci ne sont pas maîtrisées. Certaines de ces caractéristiques, comme les raideurs de contact  $k_n$ , le rayon  $R$  des particules et la masse volumique  $\rho$  du matériau, influencent directement la valeur du pas de temps critique. Certaines autres influencent le temps réel d'un cycle de calcul, comme le nombre total  $n$  de particules.

Nous prenons l'exemple du pas de temps critique calculé en translation. L'équation 1.20 peut être réécrite :

$$dt^{tr} = \sqrt{\frac{m}{k_n}}. \quad (1.22)$$

En considérant que la masse  $m$  d'une sphère est donnée par  $m = \frac{4}{3}\pi R^3$ , et que la raideur normale  $k_n$  est proportionnelle au module d'Young  $E$  et au rayon  $R$ , l'équation 1.22 permet d'écrire :

$$dt^{tr} \propto R \cdot \rho^{1/2} \cdot E^{-1/2}, \quad (1.23)$$

avec  $\rho$  la masse volumique du matériau. Considérons alors un calcul de MD dont la durée fait 1 unité de temps réel. Dans le système correspondant, le module d'Young du matériau est de

l'ordre du MPa (matériau "mou"), le rayon  $R$  de l'ordre du mm, et la masse volumique  $\rho$  est celle du verre, à savoir  $2500 \text{ kg.m}^{-3}$ . Nous ne modifions pas la masse volumique des particules. À présent, si nous voulions modéliser le même volume de particules, mais en divisant le rayon par 2, et en considérant un matériau plus "dur" avec un module d'Young de l'ordre du GPa, le même calcul aurait une durée de  $2 \times 8 \times \sqrt{1000}$  unités de temps réel, environ 530 fois plus de temps. Les coefficients 2 et  $\sqrt{1000}$  sont liés au fait que le pas de temps critique est respectivement proportionnel au rayon et à la racine du module d'Young. Le coefficient 8 est lié à la multiplication par ce même chiffre du nombre de particules pour conserver le même volume de matériau. Nous comprenons à travers cet exemple simple qu'il est important de choisir judicieusement ces valeurs. Dans l'utilisation de la méthode numérique de MD, un choix intermédiaire sera toujours à faire entre représentativité du modèle et efficacité en termes de temps de calcul.

#### 1.4.7.2 Conditions particulières à nos simulations

Le contact entre un élément discret de type sphère et un élément discret de type boîte est considéré de la même manière qu'entre deux éléments de type sphère. La boîte est assortie de paramètres locaux de raideur ainsi que du rayon de la sphère en contact. Le plan d'interaction est confondu avec la surface de contact de la boîte. Ces informations permettent alors de calculer la force de contact à partir des équations précédemment détaillées.

Nos systèmes utilisent un nombre de particules discrètes compris entre 30000 et 140000, les pas de temps sont en  $O(10^{-5})$ . Cela mène à des temps de calculs de l'ordre d'une semaine pour la modélisation de l'expérience complète (chapitre 3), de l'ordre de 6 à 10 heures pour chaque simulation utilisant le canon granulaire (chapitres 4 et 5).

## 1.5 Conclusion

Ce chapitre bibliographique a débuté par la mise en place du contexte général de l'étude. La problématique centrale concerne les bases de dimensionnement des structures de protection passive face aux avalanches. Celles-ci sont issues du résultat que la pression exercée par une avalanche est proportionnelle à la pression cinétique de l'écoulement, le coefficient de proportionnalité étant appelé coefficient de traînée. Or, non seulement ce résultat est issu d'une interprétation simplificatrice du théorème de Bernoulli pour un écoulement avalancheux, mais de plus les valeurs des grandeurs intervenant dans son application (vitesse et densité) sont estimées de manière empirique.

Néanmoins, l'accès théorique à cette pression est délicate du fait du caractère variable du phénomène avalancheux. C'est la raison pour laquelle les recherches scientifiques sont actuellement concentrées sur l'évaluation du coefficient de traînée. Certaines de ces recherches sont menées *in situ* sur de la neige, se caractérisant par l'étude de véritables écoulements avalancheux ou encore d'écoulements contrôlés en canal d'écoulement. D'autres le sont en canal d'écoulement dans le cadre du laboratoire, le matériau remplaçant la neige est alors granulaire. Ces études expérimentales sont également limitées dans l'évaluation des grandeurs liées à l'écoulement : la vitesse est évaluée en paroi alors que l'effort exercé sur l'obstacle est lié à la valeur interne, la densité est quant à elle estimée arbitrairement avec plus ou moins de précision.

Un modèle numérique validé peut alors permettre l'accès à ces grandeurs internes. Pour cela, la méthode numérique que nous utilisons dans ce manuscrit de thèse est la dynamique moléculaire. Celle-ci décrit un milieu constitué de grains élémentaires pouvant interagir entre eux selon des lois de contact, ce qui en fait une méthode particulièrement adaptée à l'étude des milieux en écoulement et considérés comme granulaires.



## CHAPITRE 2

---

### Expérimentations en canal d'écoulement de laboratoire

---

L'expérimentation en laboratoire possède l'avantage d'être mieux contrôlable par rapport à celle pratiquée *in situ*. L'échelle réelle permet d'observer les phénomènes naturels de manière partielle, l'échelle réduite en laboratoire génère des phénomènes moins complexes mais plus facilement quantifiables. Pour cette dernière raison, l'expérimentation en laboratoire est choisie. Le modèle réduit doit nous permettre d'étudier deux aspects distincts : l'évolution temporelle de l'action exercée par un écoulement granulaire sec sur un obstacle, et les caractéristiques de l'écoulement, à savoir l'évolution spatio-temporelle de l'épaisseur et de la vitesse. L'objectif est de relier les propriétés de l'écoulement à l'effort exercé sur l'obstacle.

Ce chapitre est composé de deux parties. Le dispositif expérimental, comprenant la géométrie, le matériau granulaire ainsi que les techniques de mesure, est décrit dans la première. Les résultats expérimentaux sont détaillés et commentés dans la deuxième.

## 2.1 Description du dispositif expérimental

Une expérience type d'écoulement granulaire en canal réduit impactant un obstacle peut être décrite de la façon suivante. La première phase constitue le remplissage du réservoir en partie supérieure du canal. Celui-ci s'effectue par ajouts successifs de matériau granulaire, se poursuivant jusqu'au remplissage intégral du réservoir. La libération du matériau dans le canal est alors effective lors de l'ouverture d'une porte de déclenchement. Durant la phase d'écoulement, le matériau granulaire est accéléré sous l'effet des forces gravitaires, pour finalement impacter la surface d'un obstacle situé en partie terminale du canal, appelée zone d'impact. Le matériau rejoint alors un bac de récupération, l'expérience est terminée.

### 2.1.1 Géométrie du canal

La géométrie adoptée pour le canal est en 3D, elle est exposée dans la figure 2.1 avec la définition du repère géométrique. La longueur totale du canal est de 2 m, sa largeur de 20 cm et sa hauteur de 15 cm. Il est incliné de 43° par rapport à l'horizontale. Il a été construit en PVC transparent, ce qui permet les prises d'images à travers les parois latérales et à travers la base.

Le *réservoir* a une longueur de 1 m pour une largeur de 20 cm, il constitue la partie supérieure du canal (figure 2.2a). Son remplissage s'effectue par le haut. Il peut accueillir une quantité maximale de 15 l de matériau granulaire. Au cours de nos expériences, le réservoir est

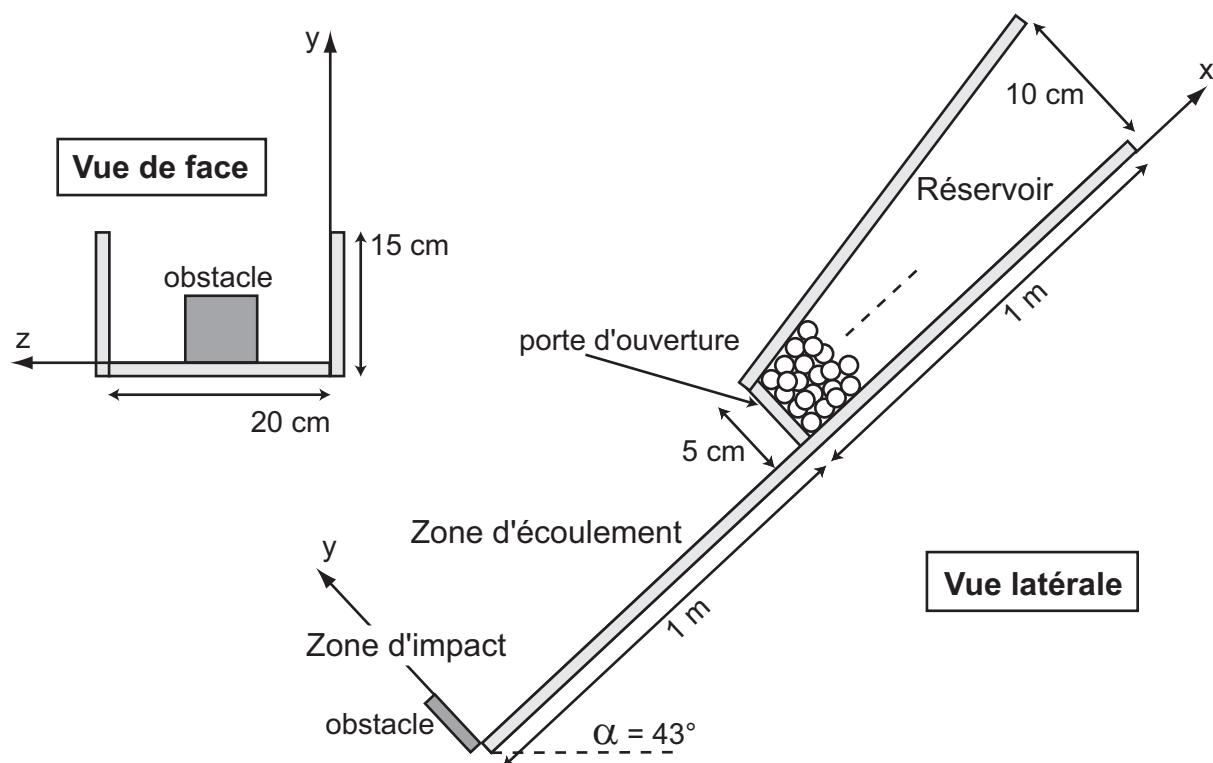


FIGURE 2.1: Schéma simplifié du canal de laboratoire. Le repère utilisé est constitué des axes  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  et de l'origine  $O$ , notés sur la figure.

toujours rempli au maximum de sa capacité. Il a une forme parallélépipédique, une hauteur de 10 cm et de 5 cm, respectivement en partie haute et au niveau de la porte de déclenchement.

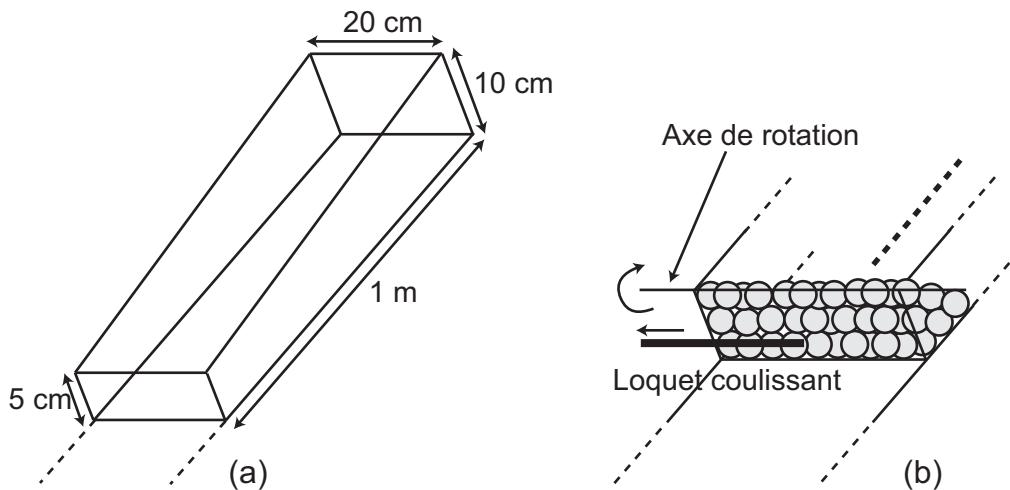


FIGURE 2.2: Partie supérieure du canal. (a) Réservoir. (b) Porte d'ouverture.

Le système de déclenchement se situe en partie basse du réservoir. Une porte en position fermée permet de retenir le matériau au cours de la phase de remplissage. En position ouverte, le matériau n'est plus retenu et s'écoule librement sous l'effet de la gravité. La libération du matériau s'effectue manuellement par rotation de la porte autour de l'axe perpendiculaire aux parois latérales (figure 2.2b). Cette méthode d'ouverture a une faible influence sur les caractéristiques de l'écoulement, car elle s'effectue dans un direction non contrainte par la

masse granulaire.

La *zone d'écoulement* mesure 1 m de longueur pour 20 cm de largeur (figure 2.1). Lors de l'ouverture de la porte, elle permet au matériau granulaire de prendre de la vitesse sous l'action de la gravité.

La *zone d'impact* est située en limite basse du canal. Un obstacle en aluminium y est fixé par l'intermédiaire d'une tige collée sous la base du canal (figure 2.3), à une distance intermédiaire entre les 2 parois latérales. La surface impactée de l'obstacle est perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement (axe X). L'effort généré par l'écoulement granulaire est alors mesuré par l'intermédiaire de l'instrumentation de l'obstacle.

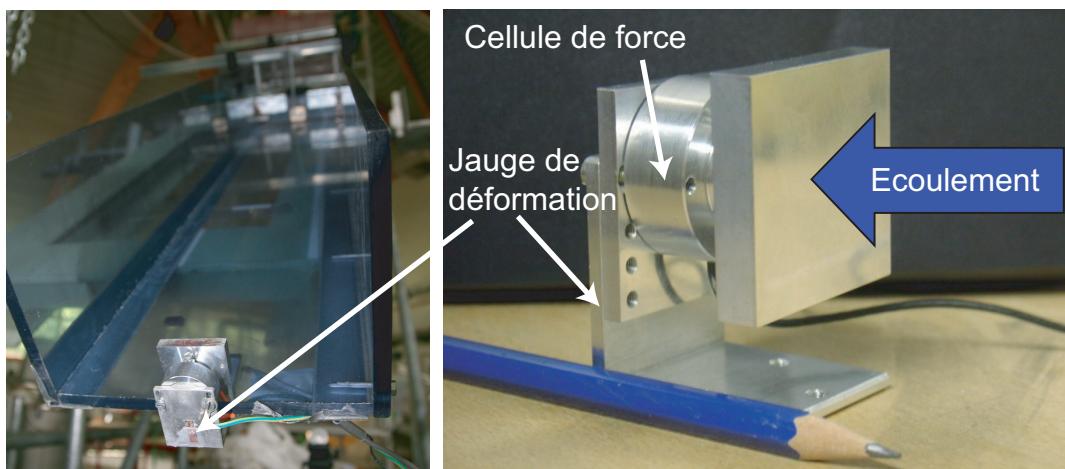


FIGURE 2.3: *Zone d'impact et son obstacle instrumentée.*

### 2.1.2 Le matériau granulaire

Le choix du matériau granulaire doit répondre au double objectif de permettre la validation du modèle numérique (Chapitre 3), et de comparer l'influence de la taille moyenne des grains élémentaires. L'expérimentation porte donc sur deux types de billes de verre, uniquement différenciés par leur taille. Les billes du type A ont un diamètre moyen de 0.6 mm, les billes du type B un diamètre moyen voisin de 5 mm.

#### 2.1.2.1 Granulométries

Les granulométries complètes des billes A et B sont tracées dans les figures 2.4a et 2.4b. Les données principales à retenir sont les suivantes. Le diamètre des billes du type A est compris entre 0.3 et 0.85 mm pour un diamètre moyen  $R_m^A = 0.6$  mm. Le diamètre des billes du type B est compris entre 4.84 et 5.04 mm pour un diamètre moyen  $R_m^B = 4.932$  mm.

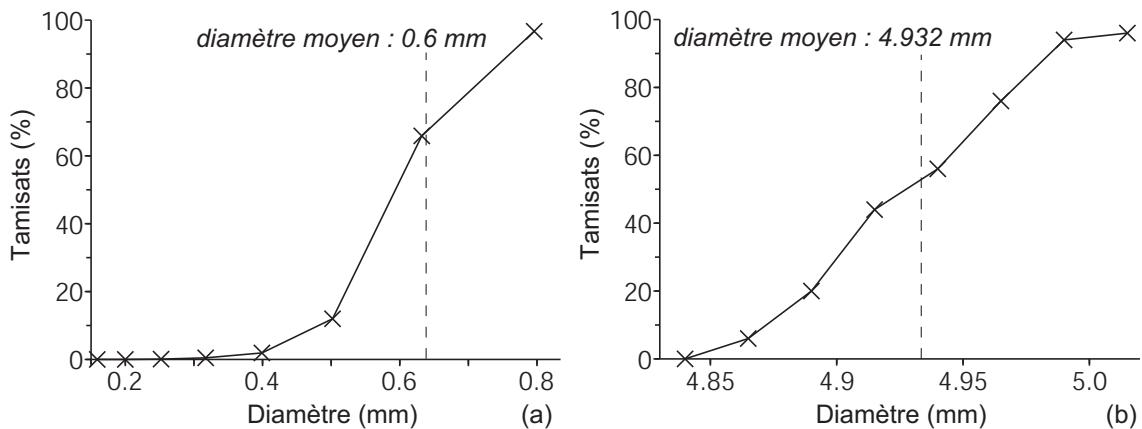


FIGURE 2.4: Granulométrie laser : (a) billes A, (b) billes B. (- -) Taille moyenne.

### 2.1.2.2 Angles de frottement entre bille et canal

Les deux angles de frottement macroscopique entre un échantillon de billes de verre, de types A ou B, et le canal, ont été évalués à l'aide d'essais de cisaillement direct. Au cours de l'essai, la partie inférieure de la boîte de cisaillement est remplie avec le même matériau que le canal, à savoir du PVC transparent. La partie supérieure est remplie avec le matériau granulaire. Une contrainte  $\sigma_n$  est tout d'abord appliquée dans le sens vertical. Puis la partie supérieure de la boîte est poussée perpendiculairement à la direction de l'effort vertical, se traduisant par une contrainte de cisaillement  $\sigma_s$  au niveau du plan de cisaillement. L'essai s'effectue à déplacement imposé, la vitesse de déplacement étant constante ( $1 \text{ mm} \cdot \text{min}^{-1}$ ). À la rupture de l'échantillon, caractérisée par un pic de contrainte tangentielle  $\sigma_s^{max}$ , l'angle de frottement  $\phi_{billes\_canal} = \arctan(\sigma_s^{max}/\sigma_n)$  entre le matériau granulaire et le PVC est obtenu. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 2.1.

$\sigma_n$ (kPa)	$\sigma_s$ (kPa)	$\phi_{billes\_canal}$ (°)
36.2	11.1	17
84.4	27.8	18.2
138.5	47.2	18.8
240.6	83.3	19.1

TABLE 2.1: Angles de frottement bille/canal mesurés à la boîte de cisaillement direct, pour les billes du type B (vitesse de cisaillement constante :  $1 \text{ mm}/\text{min}^{-1}$ ).

Une légère augmentation accompagnée d'une baisse de la variation de l'angle de frottement est constatée avec l'augmentation de la contrainte normale. Bien que nous n'ayons pas pu vérifier, nous pensons que ceci est dû à un réarrangement des billes d'autant plus important que la contrainte normale est grande, ce qui se manifeste par une migration de certaines billes vers le bas, entraînant une augmentation des billes en contact avec la plaque de PVC. Par conséquent, la résistance au cisaillement en est augmentée.

### 2.1.2.3 Angle de frottement interne

Afin d'estimer l'angle de frottement interne du matériau, des essais triaxiaux drainés ont été réalisés sur les deux types de billes (figure 2.5). Le principe de l'essai est le suivant : un échantillon cylindrique de matériau granulaire, d'élancement deux pour notre cas (70 mm de diamètre pour 140 mm de hauteur), est monté dans la cellule triaxiale. La cellule est

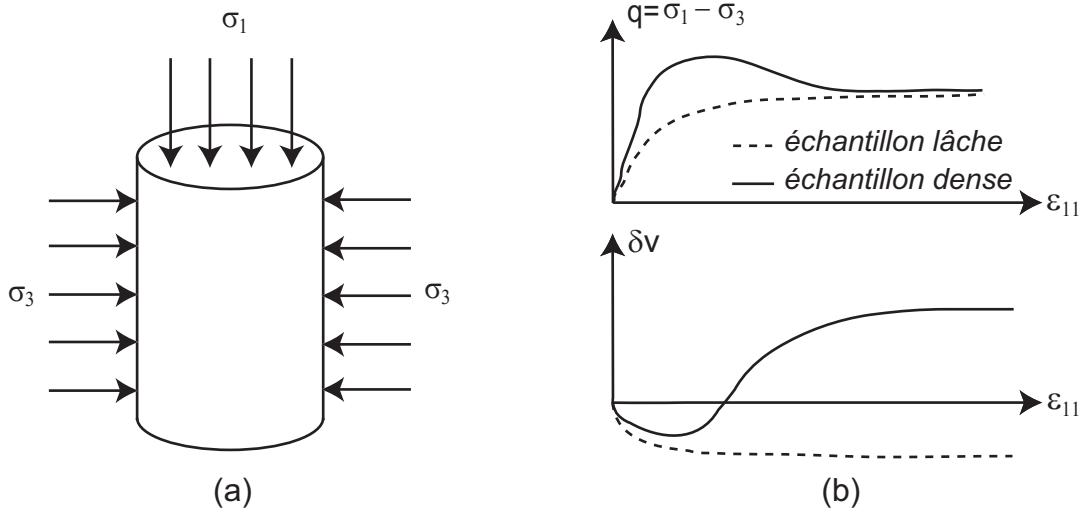


FIGURE 2.5: (a) Schéma de principe de l'essai triaxial drainé. (b) Grandes classes d'évolution du déviateur  $q = \sigma_1 - \sigma_3$  et de la variation de volume  $\delta V$  en fonction de la déformation axiale et de la densité initiale.

ensuite refermée, puis confinée à la pression hydrostatique voulue. L'échantillon subit alors la contrainte de confinement  $\sigma_3$ . Une force longitudinale est alors appliquée à déplacement contrôlé, résultant en une contrainte  $\sigma_1$  appliquée longitudinalement. Dans l'évolution de  $\sigma_1$  en fonction de la déformation longitudinale  $\epsilon_1$ , lorsque  $\sigma_1$  atteint un plateau, dans le cas d'un échantillon initialement lâche, ou un pic, dans le cas d'un échantillon initialement dense, l'angle de frottement du matériau est alors obtenu à l'aide de l'enveloppe des cercles de Mohr dans le plan ( $p,q$ ), avec  $q = \sigma_1 - \sigma_3$ . Les résultats de cette étude sont exposés dans la figure (figure 2.6).

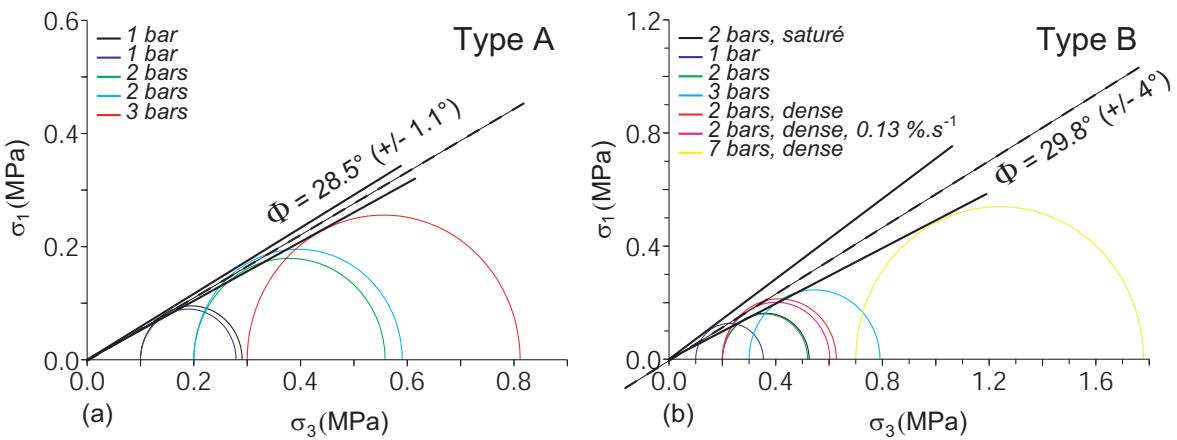


FIGURE 2.6: Angles de frottement internes pour les deux types de billes. Sauf mention contraire, la vitesse de déformation verticale est de  $0.013\% \cdot s^{-1}$ . (a) Billes du type A : la masse volumique initiale de l'échantillon est comprise entre  $1492 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $1537 \text{ kg.m}^{-3}$ . (b) Billes du type B : sauf mention contraire l'échantillon est sec, d'une masse volumique initiale de  $1310 \text{ kg.m}^{-3}$ . Le caractère dense noté en légende correspond à une masse volumique initiale de  $1380 \text{ kg.m}^{-3}$ .

Les résultats sur les billes B montrent une dispersion assez importante de  $\pm 13.3\%$ , tandis que la dispersion sur les billes A n'est que de  $\pm 3.9\%$ . Nous attribuons cette différence au

rapport de l'ordre de la dizaine entre la taille des billes A et B. Le diamètre de la section des échantillons est l'équivalent de la longueur de 14 fois le diamètre des billes B, et de environ 120 fois le diamètre des billes A. La variabilité des résultats est à mettre en relation directe avec la taille des billes. Par ailleurs, les angles de frottement internes trouvés pour les deux catégories de bille sont similaires. Pour les billes de type B, les essais effectués sous deux différentes masses volumiques ne montrent pas d'influence de ce paramètre sur l'angle de frottement. De même, l'essai pratiqué à une vitesse de déformation 10 fois supérieure aux autres essais mène à un angle de frottement se situant à l'intérieur de la fourchette de dispersion.

### 2.1.3 Types de mesures et post-traitement

Les méthodes de mesure détaillées dans ce paragraphe doivent nous permettre d'avoir l'idée la plus précise possible de l'écoulement, mais aussi de l'histoire de la pression appliquée sur la surface de l'obstacle. S'il est possible d'obtenir des mesures de certaines caractéristiques comme la vitesse à travers les parois latérales ou à travers la base, il est néanmoins impossible de mesurer leur évolution à l'intérieur de l'écoulement. Les mesures sur l'écoulement ont été mises au point au sein d'une autre équipe [Ma, 2008] travaillant sur la thématique de l'impact d'un écoulement granulaire sur un obstacle de type galerie paravalanche.

Toutes les estimations des caractéristiques de l'écoulement sont issues de l'interprétation d'images prises par deux caméras rapides CCD (Charge Coupled Device), dont l'acquisition est faite par l'intermédiaire d'un ordinateur. Les caractéristiques techniques des caméras CCD sont détaillées dans le tableau 2.2.

Capteur	CCD pixel carré ( $7.4 \mu\text{m} \times 7.4 \mu\text{m}$ )
Méthode d'enregistrement	Mémoire embarquée
Capacité d'enregistrement	128 MB : 544 images pleines format (2.2 s) 256 MB : 1087 images pleines format (4.3 s) 384 MB : 1631 images pleines format (6.5 s) 512 MB : 2175 images pleines format (8.7 s)
Résolution	de $128 \times 32$ pixels à $512 \times 480$ pixels
Niveaux de gris	Monochrome : 256 pas
Gamme de température	0 à $40^\circ$

TABLE 2.2: Caractéristiques principales des caméras CCD utilisées.

Il existe une dépendance entre le paramètre de résolution et la vitesse d'acquisition, une résolution importante allant de pair avec une vitesse d'acquisition faible. Des compromis, dont les détails sont exposés dans les paragraphes concernés, sont donc nécessaires à trouver.

#### 2.1.3.1 Mesure de l'épaisseur au centre

Le dispositif de mesure de l'épaisseur de l'écoulement est constitué de trois organes. La caméra rapide dénommée A par soucis de lisibilité, une nappe laser [Daerr, 2000] projetée en direction de la surface libre, et une cale servant à la calibration de la mesure. L'obtention de la mesure d'épaisseur passe alors par deux étapes (figure 2.7) : la calibration de la mesure suivie de la déduction de l'épaisseur.

1. La *calibration de la mesure* constitue la première étape, elle s'effectue en l'absence de matériau granulaire dans le canal. Elle se fait à l'aide d'une cale constituée de trois blocs parallélépipédiques de bois identiques collés les uns sur les autres, d'épaisseur 1 cm, et latéralement décalés de 1 cm. Cette cale est disposée sur la base du canal, parallèlement

aux parois. La nappe laser est ensuite projetée sur la cale, on observe alors une ligne laser brisée qui se décale en fonction de la hauteur de la cale. Ce décalage est filmé par la caméra A, il nous permet d'obtenir une relation entre le décalage latéral de la ligne laser et l'épaisseur du matériau réfléchissant cette ligne.

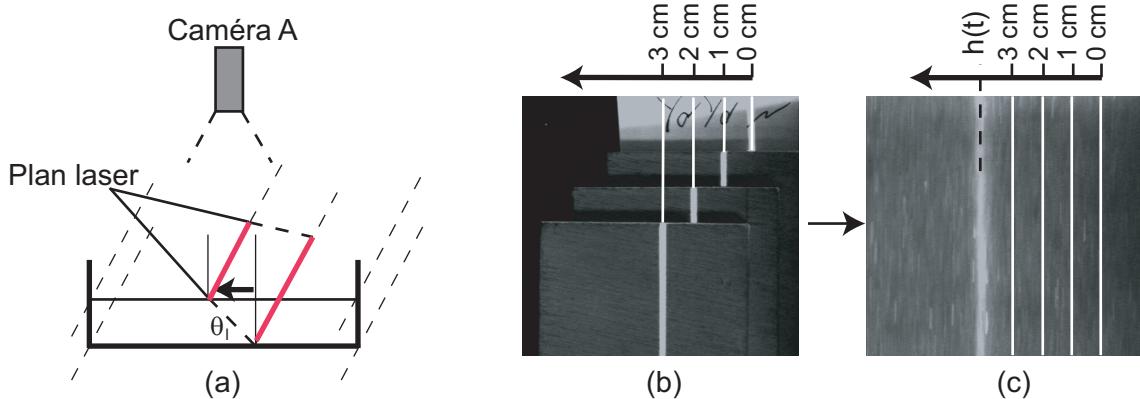


FIGURE 2.7: *Principe de mesure de l'épaisseur de l'écoulement. (a) Schéma de principe. (b) Calibration de la mesure. (c) Déduction de l'épaisseur à un instant t en fonction du déplacement latéral de la ligne, et de la calibration préalable.*

2. La déduction de l'épaisseur en fonction du résultat de la calibration constitue la deuxième étape. Elle s'effectue à partir des images prises par la caméra A au cours de l'écoulement. Les positions de la caméra et de la nappe laser restent les mêmes durant la calibration. La ligne laser réfléchie par la surface libre de l'écoulement et filmée par la caméra A, nous permet de calculer l'épaisseur du matériau en écoulement, en fonction de la relation trouvée au cours de l'étape de calibration.

Selon l'angle d'inclinaison  $\theta_l$  de la nappe laser par rapport à l'horizontale, les résultats sont plus ou moins précis. Leur précision est le résultat d'une compétition entre l'écart entre les différentes lignes laser renvoyées vers la caméra, et l'épaisseur de chacune de ces lignes. Lorsque  $\theta_l$  passe d'une position quasi horizontale à une position quasi verticale, l'écart entre les lignes diminue, ce qui diminue la précision de la mesure postérieure, et leur épaisseur diminue également, ce qui augmente la précision. À l'usage, nous avons constaté qu'une inclinaison de l'ordre de  $\theta_l = 45^\circ$  donne des résultats satisfaisants (paragraphe 3.2).

La résolution de la caméra A doit être suffisamment grande pour que la ligne laser soit visible pour une épaisseur d'écoulement comprise entre l'épaisseur nulle et l'épaisseur maximale. Il s'agit ici de la seule contrainte pour le choix des paramètres réglables de la caméra. Nous choisissons d'utiliser la résolution maximale de  $512 \times 480$  pixels, associée à une vitesse d'acquisition de 250 images par seconde.

#### 2.1.3.2 Mesure de la vitesse en paroi

L'opacité du matériau granulaire ne permet pas les mesures de vitesse à l'intérieur de l'écoulement. Les images étant prises à travers les parois transparentes, latérales ou basale, les vitesses estimées correspondent aux propriétés de l'écoulement en paroi. Les effets de bord sur la vitesse dans l'écoulement sont difficilement quantifiables dans notre système expérimental, mais ils existent. Ils ont été étudiés expérimentalement au niveau de la surface libre [Jop et al., 2005], en fonction du rapport entre rayon moyen des billes et largeur du canal. Dans cette étude il s'avère que les vitesses au centre en surface libre peuvent être multipliées par deux par rapport aux vitesses en paroi. Par ailleurs, plus la taille des billes est petite devant

la largeur du canal, plus le rapport entre vitesse au centre et vitesse en paroi est important. Néanmoins, cette dernière étude ne peut être utilisée pour déduire les vitesses au centre dans notre configuration, car menée dans un canal à socle rugueux, tandis que notre canal a un socle lisse. En revanche, elle montre tout de même un effet important de parois lisses sur un écoulement à surface libre. Dans le chapitre 3, nous quantifierons ces effets de bords par l'utilisation d'un modèle numérique.

Les images de l'écoulement prises à travers une paroi par la caméra rapide B, et enregistrées à l'aide d'un ordinateur, sont traitées avec la méthode Particle Image Velocimetry (PIV) utilisée dans [Crassous et al., 2008]. Cette méthode est tout d'abord détaillée dans un cadre général, puis dans notre cas particulier.

### Description générale de la méthode PIV

La PIV est une méthode optique utilisée pour l'estimation des champs de déplacement, et toutes les propriétés qui en découlent dont la vitesse, d'un milieu en écoulement. Elle a tout d'abord été utilisée à la fin des années 1970 [Adrian, 2005] pour l'étude des champs de vitesse dans les fluides. Au début des années 1990, le remplacement de la photographie par la vidéographie a permis un développement très important de la méthode au cours des années qui suivirent. Les secteurs d'application vont de l'aérodynamique à l'hydrodynamique, dans une gamme de vitesses mesurable allant de très basses à supersoniques [ONERA].

Le dispositif classique permettant l'utilisation de la méthode est constitué d'une caméra pointée en direction du fluide, d'une source de lumière éclairant le plan sur lequel les vitesses sont mesurées, ainsi que d'un ordinateur pour l'acquisition des données, et bien sûr du fluide investigué ensemencé avec des traceurs (figure 2.8). Ce qui précède est détaillé dans la suite, extrait de [ONERA] :

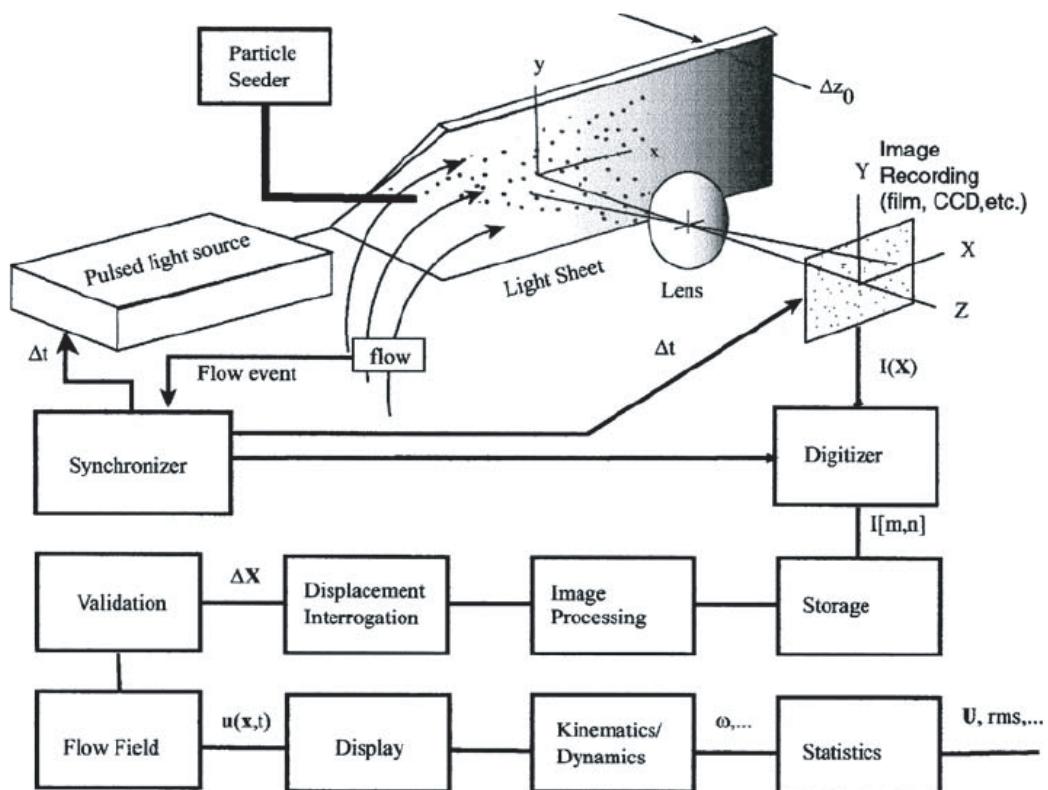


FIGURE 2.8: Système typique utilisant la méthode PIV (extrait de [Adrian, 2005]).

### *Les traceurs*

Les traceurs sont des particules insérées dans le milieu fluide. Ils doivent être de taille suffisamment petite pour pouvoir suivre la dynamique du fluide dans lequel ils sont en suspension sans en modifier la rhéologie. Leur taille doit être également suffisamment grande pour qu'ils soient visuellement différenciables. En effet, il s'agit du déplacement de ces particules entre deux images successives qui est utilisé pour le calcul des vecteurs locaux de déplacement à un instant donné.

### *Le plan lumineux*

Dans la PIV classique, la lumière est générée par une source laser pulsée, qui envoie deux impulsions espacées d'un  $\Delta t$  choisi par l'opérateur. Les traceurs présents dans le plan lumineux sont donc éclairés à deux instants successifs. Des images des traceurs sont enregistrées au cours de ces deux instants. La vitesse locale est alors donnée par le déplacement local divisé par l'intervalle de temps, mais également par le grandissement de prise de vue, qui met en relation distance sur la prise de vue et distance réelle.

### *Acquisition et traitement des données*

Le principe d'analyse des clichés successifs est le suivant : chaque cliché est divisé en sous domaines, appelés fenêtres d'analyse. À ce stade, les clichés peuvent avoir été enregistrés sur une seule image ou sur deux images séparées, l'analyse se faisant alors soit par autocorrélation, soit par intercorrélation. Dans ce dernier cas, la fonction d'intercorrélation présente un seul pic intense (figure 2.9), dont la position par rapport au centre donne accès au vecteur de déplacement local des particules. Lors de l'analyse par autocorrélation, ces informations sont données par la position de deux pics secondaires supplémentaires par rapport au centre, mis à part le sens du déplacement qui est donné par la connaissance de l'écoulement.

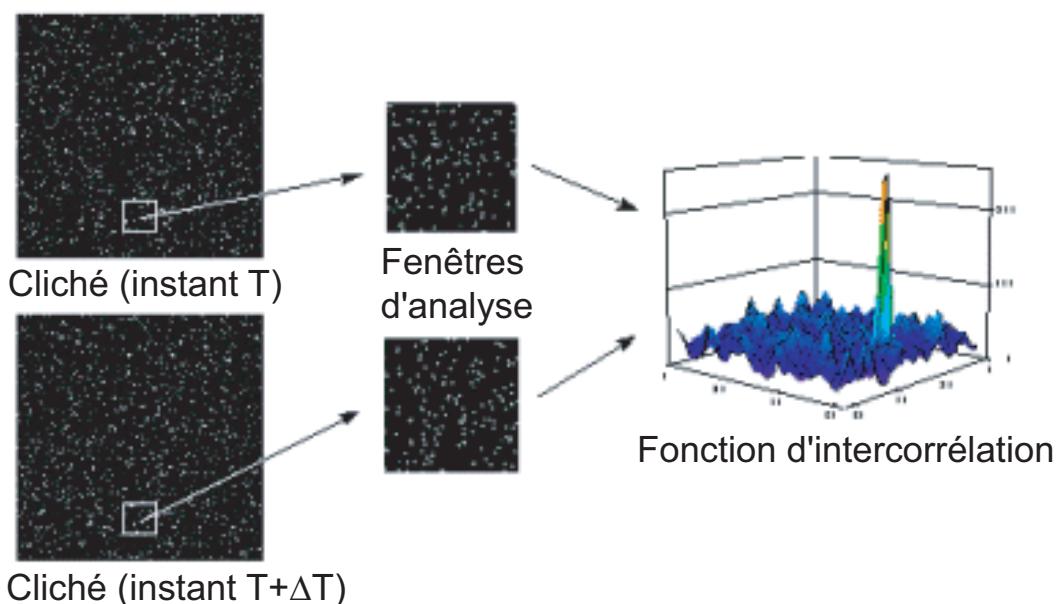


FIGURE 2.9: Analyse par intercorrélation numérique (extrait de [ONERA]).

## Particularités de notre utilisation de la PIV

Ce qui a été décrit dans le paragraphe précédent relève du cas général. Dans notre cas, il y a plusieurs points à préciser :

### *Matériaux granulaire et traceurs*

La méthode PIV est applicable à des fluides transparents, auquel cas n'importe quel plan à l'intérieur de l'écoulement peut être étudié. Les matériaux que nous avons utilisés sont opaques, ce qui nous permet seulement d'étudier les plans extérieurs. Dans le cas des billes A, les traceurs sont représentés par 1% de la masse des billes peintes en noir [Daerr, 2000]. Dans le cas des billes B, l'ajout de traceurs n'a pas été nécessaire. En effet, la teinte n'étant pas uniforme d'une bille à l'autre, le contraste qui en découle dans les images permet tout de même d'utiliser la méthode PIV. D'autres études utilisant la méthode PIV ont été réalisées sur des matériaux d'une taille granulaire similaire. Nous pouvons citer l'étude de [Pudasaini et al., 2005, 2007] sur du quartz (taille 4 mm), ou encore celle de [Chehata et al., 2003] sur des billes de verre (tailles 3 mm et 6 mm), dans lesquelles aucun traceur n'est ajouté au matériau initial.

### *Plan lumineux extérieur*

Le plan extérieur étudié est éclairé par une source lumineuse continue, mais la caméra rapide dispose d'un obturateur. Ceci permet de reproduire l'effet des impulsions lumineuses de la méthode classique, en ne recevant la source lumineuse que pendant un court laps de temps.

### *Utilisation de moyennes*

La méthode PIV appliquée à deux images successives donne des vecteurs de déplacements instantanés, ce qui peut aboutir à des résultats ne reflétant pas la physique de l'écoulement. Il est alors nécessaire de calculer des moyennes de plusieurs traitements PIV consécutifs. La dispersion sur les résultats peut alors être évaluée à l'aide de l'écart type ou encore du coefficient de corrélation. Pour nos conditions expérimentales, l'utilisation d'une dizaine d'images successives pour le calcul des vecteurs de déplacement donne des résultats cohérents.

### *Caméra rapide B*

La caméra rapide utilisée pour les traitements PIV sera dénommée B dans la suite. Le réglage des paramètres tels que la vitesse d'acquisition et la résolution, dépendants l'un de l'autre, doivent faire l'objet de compromis. La résolution doit être suffisamment large pour englober toute l'épaisseur de l'écoulement et la vitesse d'acquisition doit être suffisamment rapide pour limiter le flou de bougé. Celui-ci a tendance à uniformiser la teinte des images et diminuer les contrastes, ce qui gêne la bonne application de la méthode PIV car cela limite la reconnaissance des particules.

De plus, il faut également choisir de positionner la caméra B à une certaine distance du plan filmé. Augmenter cette distance a pour effet d'agrandir la fenêtre de prise d'image, mais aussi de diminuer la taille des particules sur l'image, ce qui peut affecter leur reconnaissance par la PIV. Ces différentes considérations nous ont finalement menés à utiliser une résolution de  $256 \times 240$  pixels pour une vitesse d'acquisition de 1000 images par seconde, et la caméra B est placée à environ 0.6 m du plan filmé. Ces paramètres ont été adoptés de manière empirique, en testant différents réglages, de manière à pouvoir traiter les données.

### *Présentation et exploitation du logiciel WIMA*

Le logiciel de post-traitement que nous avons utilisé pour appliquer la méthode PIV aux images est WIMA. Il a été développé en langage C++ dans le cadre du Laboratoire de Traitement du Signal et Instrumentation de Saint-Etienne en 1992 [Ducottet, 1994; Frey et al., 2003]. Les grandes lignes de la procédure d'utilisation ainsi que les choix les accompagnant sont les suivants :

- il nous faut tout d'abord choisir les instants  $t$  pour lesquels le traitement des images est voulu. Autour des instants choisis, une dizaine d'images est sélectionnée (figure 2.10), le résultat obtenu est alors la vitesse moyenne entre les instants  $t - 5 \times (1/1000) s$  et  $t + 5 \times (1/1000) s$ , l'intervalle temporel étant alors de 1/100<sup>ème</sup> de seconde.

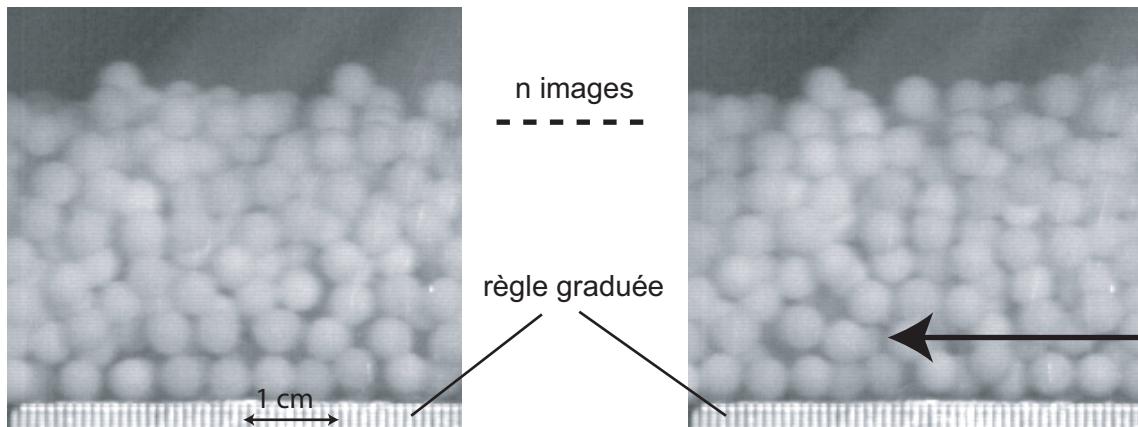


FIGURE 2.10: *Images types utilisées pour le calcul des déplacements locaux. La règle graduée au bas de chaque image est utilisée pour mettre en relation nombre de pixels et distance réelle.*

- Ensuite, les fenêtres d'analyse doivent être définies (figure 2.11). Elles remplissent toute l'image et peuvent se chevaucher. Nous rappelons que les images ont une résolution de  $256 \times 240$  pixels. Plusieurs solutions peuvent être adoptées pour la taille des fenêtres d'analyse et de leurs zones de recouvrement, ces deux paramètres dépendant essentiellement de la vitesse des particules. La taille est généralement choisie à  $64 \times 64$  pixels, tandis que la période avec laquelle les fenêtres d'analyse sont disposées sur l'image est généralement de  $16 \times 16$  pixels.

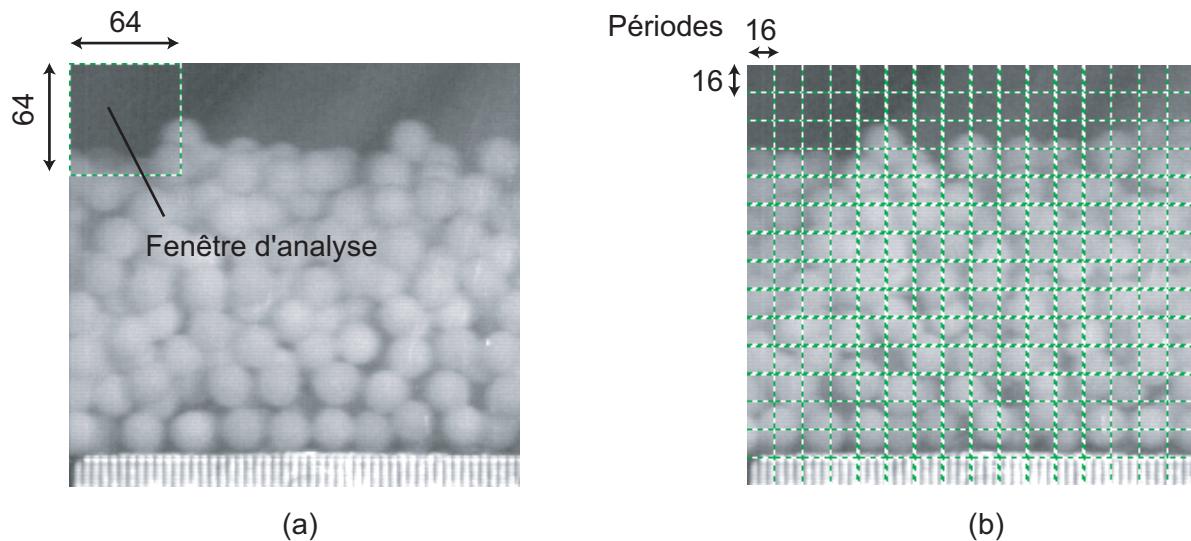


FIGURE 2.11: Segmentation de chaque image en fenêtres d'analyse. (a) Le premier paramètre est la taille des fenêtres, ici  $64 \times 64$  pixels. (b) Le deuxième paramètre est la période de répartition des fenêtres sur l'image, ici  $16 \times 16$  pixels.

- La fonction d'intercorrélation permet le calcul des vecteurs de déplacement en pixels entre les paires d'images successives segmentées. Les vitesses locales sont alors calculées avec la relation suivante :

$$u_l = d_l \cdot f \cdot cm\_pixels, \quad (2.1)$$

avec, pour une fenêtre d'analyse quelconque,  $u_l$  la vitesse locale,  $d_l$  le déplacement local, calculé en pixels entre deux images successives par la méthode PIV. Enfin,  $f$  est la fréquence d'acquisition des images et  $cm\_pixels$  représente la taille réelle d'un pixel en cm. La relation 2.1 est alors appliquée à toutes les paires d'images. Le logiciel WIMA calcule la moyenne locale (figure 2.12a) pour chaque emplacement de fenêtre d'analyse, ainsi que l'écart type (figure 2.12b) autour de ces moyennes.

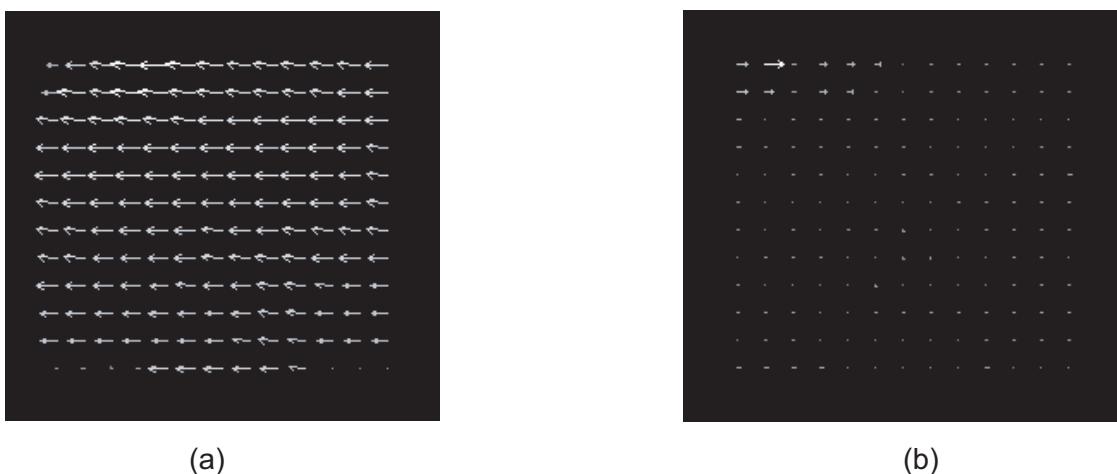


FIGURE 2.12: Résultats moyennés sur la série d'images choisies. (a) Moyennes calculées des vecteurs de déplacement pour chaque fenêtre d'analyse. (b) Écarts types calculés.

### 2.1.3.3 Mesure de l'effort normal d'impact

La structure de l'obstacle utilisé pour mesurer l'effort normal d'impact a été fabriquée en aluminium (figure 2.15). L'obstacle est l'assemblage de trois pièces principales : un mât, une chambre d'accueil de la cellule de force ainsi qu'un écran amovible.

Le mât est un coude (figure 2.13) de largeur  $b = 3 \text{ cm}$  et d'épaisseur  $h = 3 \text{ mm}$  d'épaisseur. La fixation de l'obstacle se fait par collage de la partie inférieure du mât en dessous de la partie terminale inférieure de la base du canal. Sur la partie supérieure de ce mât est collée une jauge de déformation positionnée de manière à mesurer une compression (figure 2.13). Au cours de la sollicitation, la jauge fournit une tension mesurée  $V_m$  en Volts qu'il faut convertir en déformation  $\epsilon$ .

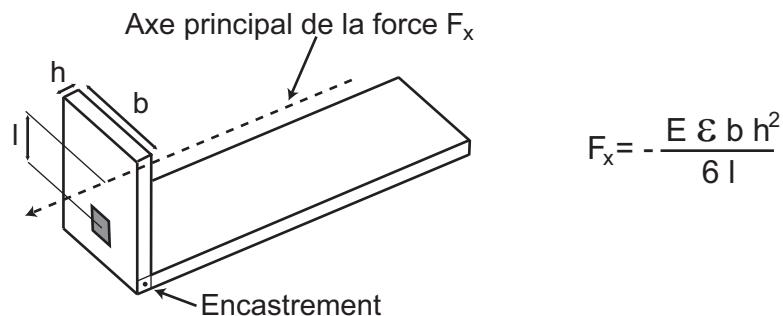


FIGURE 2.13: Correspondance entre déformation mesurée  $\epsilon$  et force  $F_x$ . Schéma de situation de la jauge de déformation et formule reliant  $\epsilon$  et  $F_x$ .  $b = 3 \text{ cm}$  la largeur,  $h = 3 \text{ mm}$  l'épaisseur,  $E = 70 \text{ GPa}$  le module d'Young du matériau,  $l$  variable selon la position verticale du point d'application de la force.

La calibration de la jauge a été réalisée statiquement par ajouts successifs de masses au repos sur l'écran positionné horizontalement. L'effort correspondant est du même ordre de grandeur que les efforts attendus durant les écoulements (figure 2.14a). Nous avons également effectué un calcul statique de résistance des matériaux, afin de mettre en relation la déformation mesurée avec l'effort exercé sur le mât (figure 2.13), ce qui nous a permis d'obtenir une vérification du premier résultat de calibration.

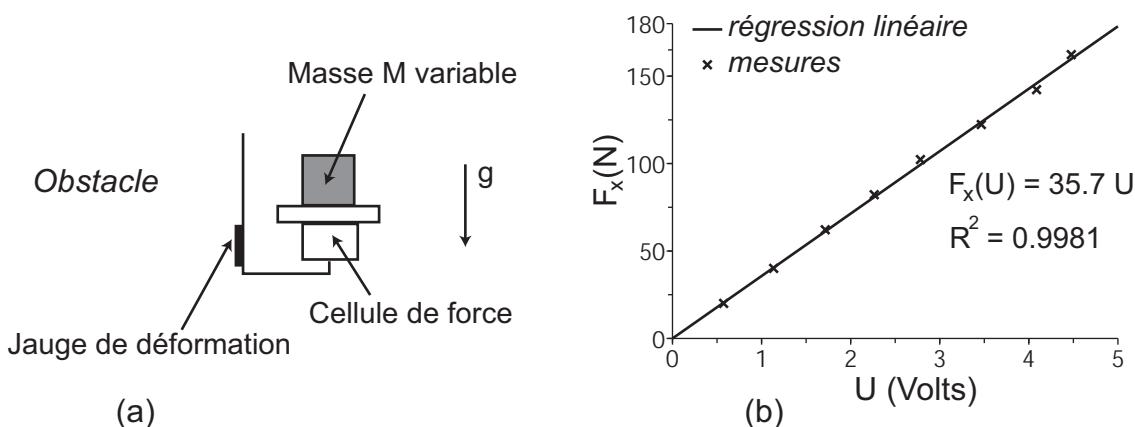


FIGURE 2.14: Calibration de la mesure d'effort. (a) Méthode de calibration. (b) Force  $F_x$  (N) fonction de la Tension  $U$  (V).

La calibration de la cellule de force a été faite statiquement en posant des masses correspondant aux pressions attendues durant les écoulements (figure 2.14a). Les résultats sont

détaillés dans la figure 2.14b.

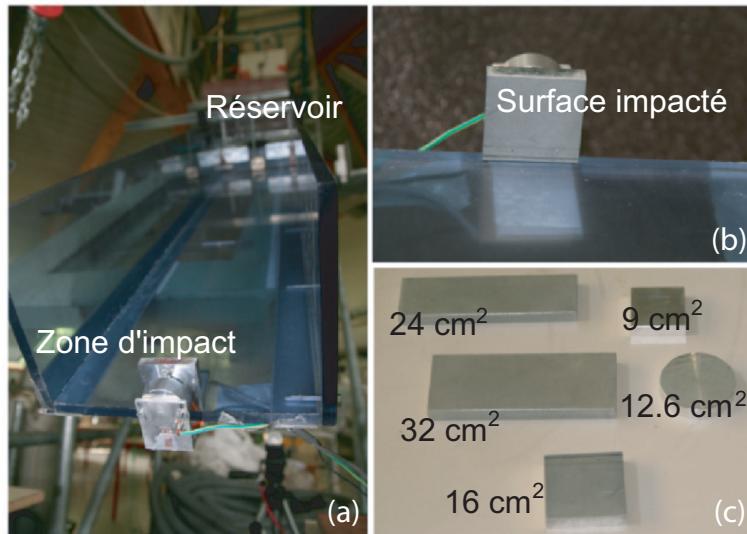


FIGURE 2.15: Dispositif de mesure de la pression d'impact normale. (a) Réservoir et zone d'impact. (b) Vue de dessus de la zone d'impact. (c) Les différents écrans interchangeables utilisés. La dénomination d'un écran rectangulaire commence par la lettre "r" et se termine par ses dimensions (par exemple l'écran de dimensions 4 cm × 8 cm se dénomme "r48"). La dénomination de l'écran circulaire de diamètre 4 cm est "c4".

Afin d'étudier l'effet de la taille de l'écran impacté sur la force de traînée, plusieurs écrans interchangeables peuvent être montés sur l'obstacle (figure 2.15c et tableau 2.3), leur surface est comprise entre 9 cm<sup>2</sup> et 32 cm<sup>2</sup>. L'influence de la géométrie est également étudiée : quatre d'entre eux ont une surface rectangulaire (r33, r44, r38, r48), tandis qu'un a une surface circulaire (c4).

Écran	Dimensions (cm)	Surface (cm <sup>2</sup> )
r33	3 × 3	9
r44	4 × 4	16
r38	3 × 8	24
r48	4 × 8	32
c4	diamètre 4	12.6

TABLE 2.3: Surfaces d'obstacle interchangeables. Toutes les surfaces sont rectangulaires, excepté celle de l'écran c4 qui est circulaire.

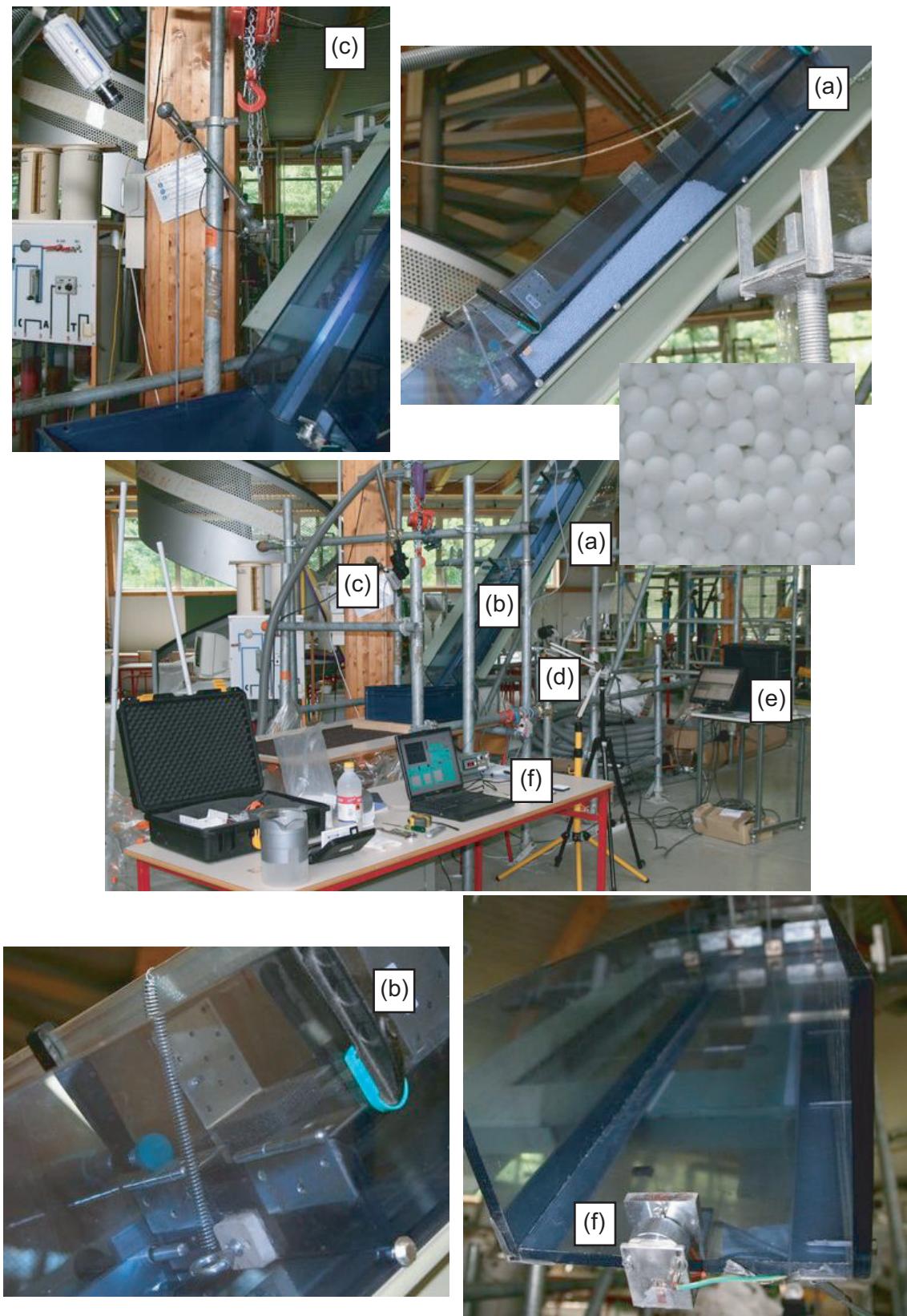


FIGURE 2.16: Images du dispositif expérimental. (a) Réservoir en cours de remplissage et matériau granulaire. (b) Porte d'ouverture. (c) Caméra A pour la mesure de l'épaisseur. (d) Caméra B pour la mesure du profil de vitesse. (e) Sauvegarde par ordinateur des données d'épaisseur et de vitesse. (f) Obstacle et dispositif de mesure de l'effort normal.

## 2.2 Résultats des écoulements de billes du type B ( $\langle \phi \rangle = 5 \text{ mm}$ )

Au cours de ces essais, le remplissage du réservoir est effectué avec une masse  $M_d = 22 \text{ kg}$  de matériau granulaire. Considérant que le réservoir à une capacité de 15 l, la masse volumique initiale du matériau est de  $1467 \text{ kg.m}^{-3}$ .

### 2.2.1 Préliminaires

#### 2.2.1.1 Méthode de lissage des courbes brutes d'efforts

Les courbes brutes d'évolution de l'effort en fonction du temps sont caractérisées par une certaine dispersion (figure 2.17a). Dans le but de mener des analyses comparatives postérieures, nous utilisons une méthode de moyennage du signal brut. Le choix de la méthode s'est reporté sur l'utilisation d'une moyenne glissante. Chaque point de la courbe moyennée est la moyenne des  $n/2$  points précédents et suivants par rapport au point ayant la même abscisse sur la courbe brute. Le nombre  $n$  correspond à un temps  $dt_s$ , seul paramètre ajustable dans le calcul de la moyenne glissante. Schématiquement parlant, le lissage est d'autant plus important que  $dt_s$  est grand, puisqu'il s'effectue alors sur un plus grand nombre de valeurs. La figure 2.17b montre l'influence du paramètre  $dt_s$  sur les courbes moyennées. Lorsque  $dt_s$  est compris entre 1/10<sup>ème</sup> et 1/30<sup>ème</sup> de seconde, les courbes résultat sont très proches. Nous choisissons donc d'utiliser la valeur intermédiaire  $dt_s = 1/20 \text{ s}$ . Dans la figure 2.17a, on peut constater que la courbe lissée représente bien les phénomènes réguliers, notamment la phase stationnaire durant laquelle l'effort est constant, mais également les phénomènes transitoires tels que la mise en charge de l'obstacle.

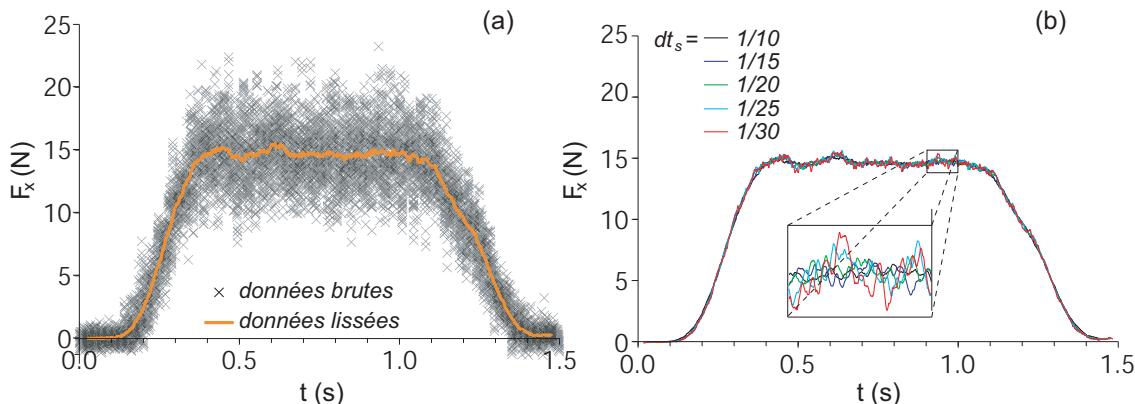


FIGURE 2.17: Utilisation d'une moyenne glissante pour le lissage des courbes d'efforts brutes. (a) Exemple de lissage avec le paramètre  $dt_s = 1/20 \text{ s}$ , l'écart type  $\sigma_{mg}$  est de l'ordre de 15% au palier. (b) Influence de la valeur de  $dt_s$  sur la courbe lissée.

La dimension des billes B est faible mais non négligeable devant les dimensions de l'obstacle. Le diamètre moyen est en effet 8 fois inférieur à la hauteur de l'obstacle r44, utilisé ici. La figure 2.18 permet de montrer que la dispersion autour du profil moyen d'effort dans le cas des billes B est due en grande partie à leur taille. On y constate qu'en l'absence de sollicitation, l'écart type  $\sigma_{mg}$  est de 0.3 N, quel que soit le type de billes. Par ailleurs, lorsque les expériences sont menées avec les billes A, dont la taille est 8 fois inférieure à la taille des billes B (environ 500 fois moins massives),  $\sigma_{mg}$  est également de 0.3 N durant l'intégralité du profil d'effort. La seule différence avec les expériences menées avec les billes B étant la taille des billes, on peut considérer que la valeur de 2.25 N calculée pour  $\sigma_{mg}$ , otée de 0.3 N, est due à la taille des billes. De plus,  $\pm 0.3 \text{ N}$  est la dispersion numérique générée par notre système

de mesure de l'effort. En régime stationnaire, la totalité de cette dispersion représente 15% de l'effort 2.18a).

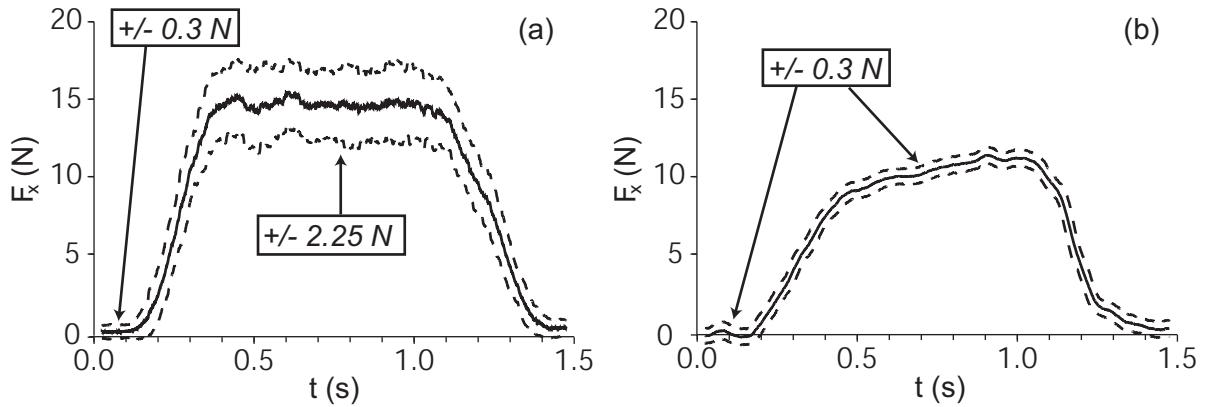


FIGURE 2.18: Écarts types  $\sigma_{mg}$  autour de la moyenne glissante ( $dt_s = 1/20 \text{ s}$ ) appliquée aux profils temporels d'efforts générés par (a) les billes B et (b) les billes A. (—) Profils moyens, (- -) dispersion autour du profil moyen calculée avec  $\sigma_{mg}$ . Valeurs particulières de  $\sigma_{mg}$  notées sur chaque graphique.

Dans la suite de ce chapitre, les profils temporels d'effort seront toujours moyennés avec la méthode de la moyenne glissante, associée à  $dt_s = 1/20 \text{ s}$ .

### 2.2.1.2 Reproductibilité des expériences

La reproductibilité des expériences est évaluée à partir des courbes d'efforts lissées de huit essais, sur lesquelles une moyenne arithmétique est appliquée. Ces expériences ont toutes été effectuées sous les mêmes conditions, au cours d'une même campagne expérimentale. L'écran r44 a été utilisé pour la mesure de l'effort. Nous considérons seulement la mesure fournie par la cellule de force. Les résultats sont présentés dans la figure 2.19. L'écart type est en moyenne assez faible, de l'ordre de 3.3% et l'effort moyen en régime stationnaire est d'environ 15 N. Ce résultat est important car il montre non seulement que nos expériences sont reproductibles du point de vue de la mesure de l'effort appliquée sur l'obstacle, mais également du point de vue de l'expérience dans son intégralité. En effet, les caractéristiques de l'écoulement que sont l'épaisseur, la vitesse et la masse volumique influencent directement la sollicitation de l'obstacle. Nous considérons donc que les écoulements sont également reproductibles.

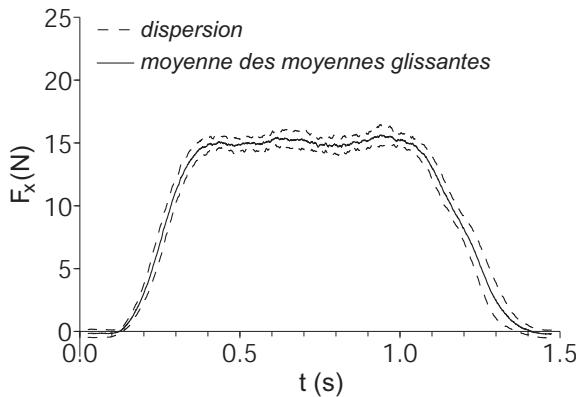


FIGURE 2.19: Effort moyen appliqué par les billes B sur l'écran r44. Courbe moyenne des moyennes glissantes avec la dispersion sur ces moyennes, pour huit expériences similaires.

#### 2.2.1.3 Comparaison entre les signaux de la jauge et de la cellule de force

À l'origine de la mise au point de la structure de l'obstacle, nous avons voulu doubler la mesure des efforts par l'utilisation d'une jauge de déformation et d'une cellule de force. Nous pensions que la comparaison entre les deux signaux pourrait nous donner des indications sur la résultante de l'effort exercé sur l'obstacle, et notamment son évolution en fonction de l'altitude. Mais nous constatons sur la figure 2.20 que la différence entre les deux signaux est faible au cours d'une même expérience, de l'ordre de 2.2%. Cette différence est inférieure à la dispersion calculée dans l'étude précédente sur la reproductibilité des mesures. Cette différence minime ne peut donc nous permettre de mener des interprétations physiques. Par la suite nous utilisons seulement la cellule de force pour mesurer la sollicitation normale de l'écoulement sur l'obstacle.

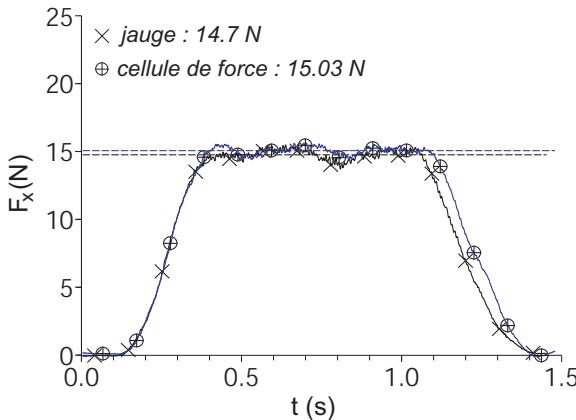


FIGURE 2.20: Comparaison entre les efforts calculés à partir du signal de la jauge et de la cellule de force, au cours d'un essai où la mesure est doublée. Les droites correspondent aux moyennes respectives en régime stationnaire (indiquées en légende).

## 2.2.2 Caractéristiques des écoulements hors de l'influence de l'obstacle

### 2.2.2.1 Positionnement des caméras

Les prises d'images, qu'elles soient destinées à mesurer n'importe quelle grandeur de l'écoulement, sont réalisées à quelques distances  $D_o$  de l'obstacle. La figure 2.21 résume les

différentes positions choisies et la manière dont nous y faisons référence. La caméra A est positionnée au dessus du canal, la prise d'images étant pratiquée perpendiculairement à la base du canal. La caméra B peut être positionnée pour filmer soit à travers la paroi latérale soit à travers la base du canal, également perpendiculairement à la paroi filmée.

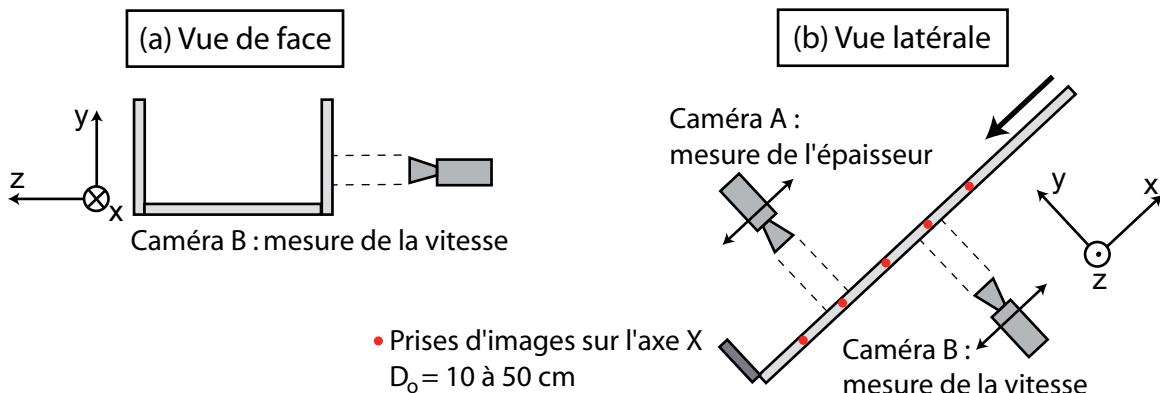


FIGURE 2.21: Emplacements des caméras rapides A et B. (a) Position latérale de la caméra B. (b) Position en dessus du canal pour la caméra A, en dessous du canal pour la caméra B. Les distances à l'obstacle  $D_o$  des mesures sont comprises entre 10 et 50 cm (pas de 10 cm).

### 2.2.2.2 Évolution de l'épaisseur en fonction du temps et de l'espace

Dans la figure 2.22, nous présentons l'évolution de l'épaisseur de l'écoulement, mesurée au centre, en fonction du temps et pour plusieurs distances à l'obstacle  $D_o$ . Qualitativement, chaque profil temporel adopte une allure similaire : une première phase transitoire correspondant à une arrivée progressive du matériau durant laquelle l'épaisseur augmente progressivement, une deuxième au cours de laquelle l'épaisseur est quasiment constante, et enfin une troisième marquant la fin progressive de l'arrivée de matériau. Nous rappelons que l'épaisseur initiale au niveau de la porte d'ouverture est de 5 cm. Nous remarquons que l'épaisseur du matériau au cours de la deuxième phase précédemment décrite diminue lorsque la zone de mesure se rapproche de l'obstacle.

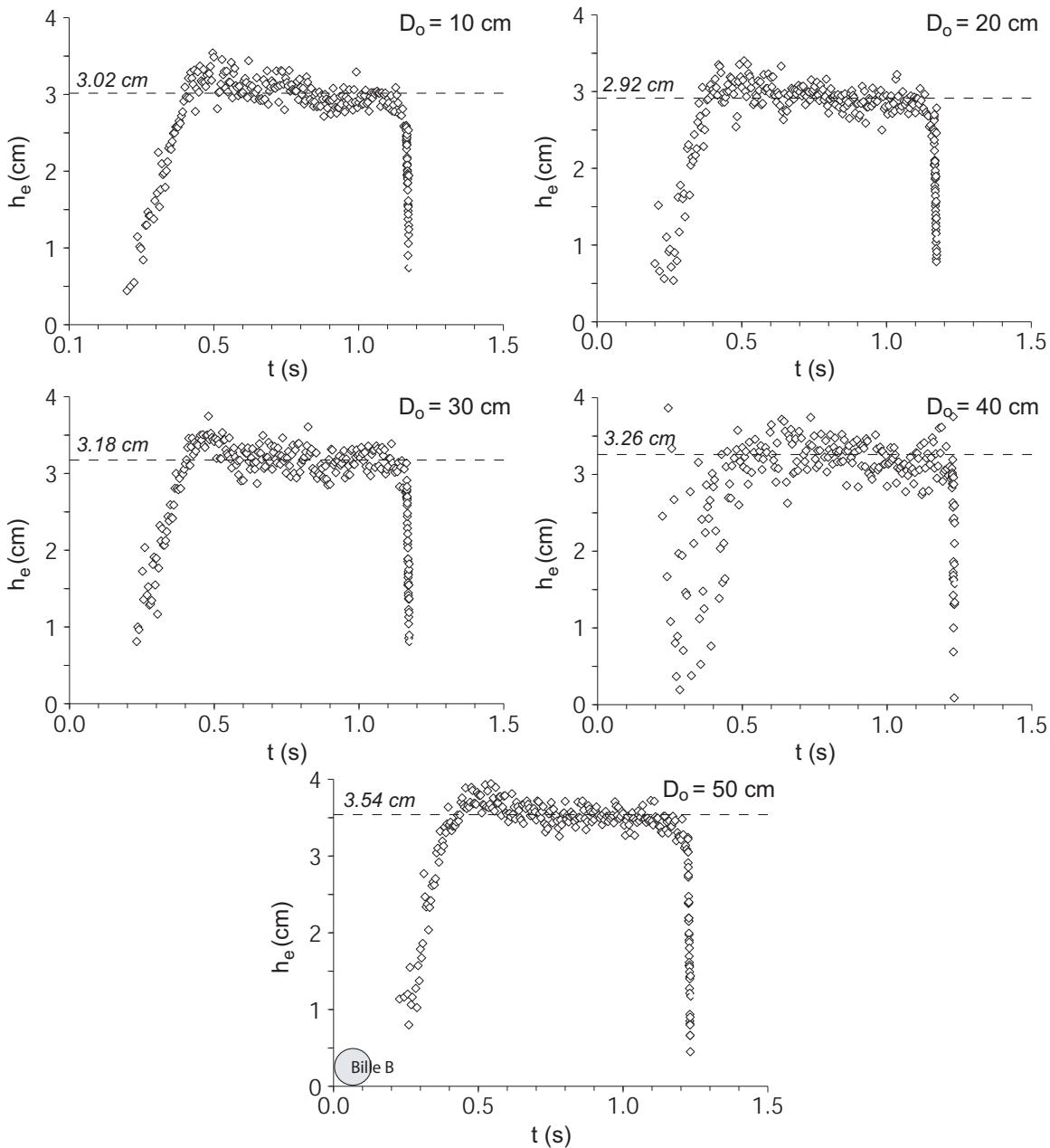


FIGURE 2.22: Évolution de l'épaisseur en fonction du temps pour les billes B, pour différentes valeurs de  $D_o$ . Chaque courbe est une moyenne de deux expériences similaires. La moyenne en régime stationnaire est notée sur chaque courbe. Une bille B est représentée dans le coin gauche de la dernière courbe pour la référence de taille.

#### 2.2.2.3 Profils de vitesse en parois

Les profils de vitesse estimés à travers la paroi latérale et la base sont respectivement représentés dans les figures 2.23a et 2.23b, ainsi que les erreurs de mesure associées, calculées à partir des écarts types. Les instants auquels ces vitesses sont estimées correspondent aux instants intermédiaires du régime stationnaire d'épaisseur. On rappelle qu'une dizaine d'images consécutives permettent l'obtention de ces valeurs statistiques de vitesse. Les écarts types représentent en moyenne 15% de la valeur des vitesses.

Les profils de vitesse en fonction de l'altitude dans l'épaisseur (figure 2.23a) sont légère-

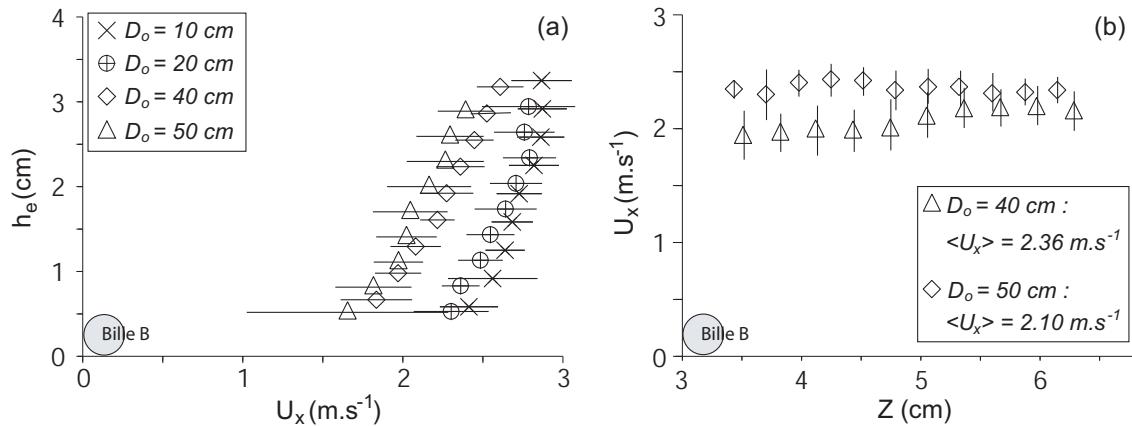


FIGURE 2.23: Vitesses mesurées à travers les parois pour les billes B. (a) Profils de vitesse en paroi latérale en fonction de l'altitude dans l'épaisseur, pour différents  $D_o$ . (b) Profils de vitesse en base sur l'axe latéral  $Z$ , en encart les vitesses moyennes. Une bille B est représentée sur la figure (a) pour la référence de taille.

ment concaves, la vitesse en base est inférieure d'environ 0.7 N à la vitesse en surface libre. Il existe également une différence d'environ 0.2 m.s<sup>-1</sup> entre la vitesse basale au niveau de la paroi latérale et la vitesse basale au centre du canal, cette dernière étant supérieure à la première (figure 2.23b). Ceci met en lumière l'influence des parois sur les bords de l'écoulement. Une partie de l'énergie véhiculée par le matériau en écoulement est dissipée par l'effet du frottement entre les billes de verre et les parois du canal. Les profils de vitesse latéraux en base ont été seulement mesurés pour les abscisses 40 cm et 50 cm. Malgré une légère courbure dans chaque profil, il semble que ceux-ci soient réguliers si l'on considère les écarts types. Les vitesses basales et latérales augmentent toutes deux avec la proximité de l'obstacle. Il semble donc que l'écoulement étudié soit accéléré sur toute la zone du canal où l'obstacle n'a pas d'influence.

### 2.2.3 Évolution de l'effort normal sur l'obstacle

#### 2.2.3.1 Profil type

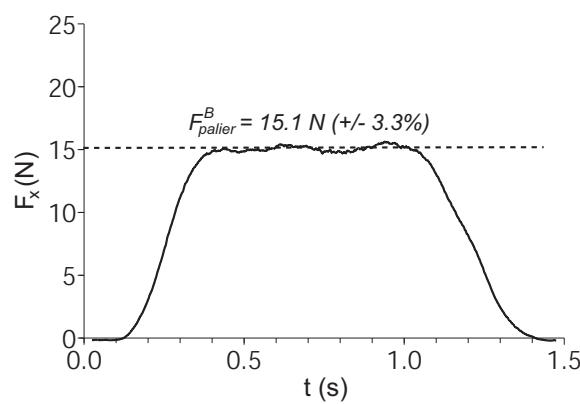


FIGURE 2.24: Moyenne de l'effort au cours du régime stationnaire pour les billes B.

L'évolution moyennée de l'effort en fonction du temps est caractérisée par trois phases distinctes (figure 2.17). Pendant la première phase, on observe une montée globalement linéaire de l'effort, ce qui correspond à une phase transitoire de mise en charge de l'obstacle. Au cours

de la deuxième phase, ou régime stationnaire, l'effort est constant. Enfin, la dernière phase marque la diminution progressive du nombre de billes par seconde impactant l'obstacle, et une diminution progressive de la charge jusqu'à atteindre un effort nul. L'effort en régime stationnaire est  $F_{palier}^B = 15.1$  N, l'écart type  $\sigma_{mg}$  autour de cette moyenne est d'environ 3.3%.

## 2.3 Résultats des écoulements de billes du type A ( $\langle \phi \rangle = 0.6$ mm)

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats expérimentaux pour les billes du type A. Nous commentons brièvement les courbes obtenues, pour la raison qu'il existe des ressemblances certaines avec les courbes obtenues pour les billes de type B, ayant déjà été commentées. Une comparaison est d'ailleurs effectuée à la fin de ce chapitre entre les résultats obtenus sur les deux types de bille.

Le remplissage du réservoir est effectué avec  $M_d = 22$  kg de matériau granulaire. Considérant que le réservoir à une capacité de 15 l, la masse volumique initiale du matériau est de  $1467 \text{ kg.m}^{-3}$ .

### 2.3.1 Évolution des caractéristiques de l'écoulement

#### 2.3.1.1 Évolution de l'épaisseur en fonction du temps et de l'espace

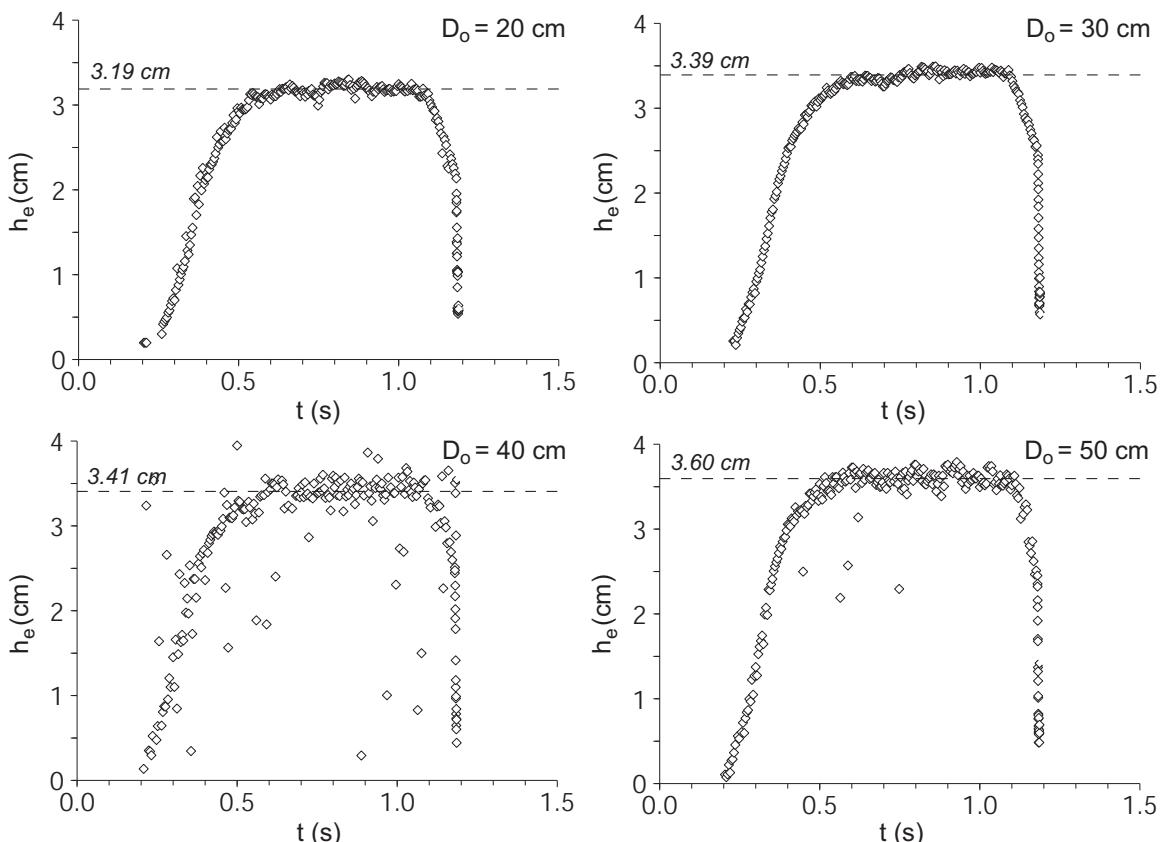


FIGURE 2.25: Évolution de l'épaisseur en fonction du temps pour les billes A, pour différentes valeurs de  $D_o$ . Chaque courbe est la moyenne de deux expériences similaires. La moyenne du régime stationnaire est notée sur chaque courbe.

La figure 2.25 présente l'évolution de l'épaisseur de l'écoulement en fonction du temps,

pour plusieurs distances à l'obstacle  $D_o$ . Pour chaque graphique, L'évolution générale de l'épaisseur est similaire quelle que soit la valeur de  $D_o$ . Enfin, l'épaisseur de matériau décroît à l'approche de l'obstacle.

### 2.3.1.2 Profils de vitesse en parois

Les profils de vitesse, ainsi que les écarts types associés, estimés à travers la paroi latérale et la base du canal, sont représentés dans la figure 2.26. Nous ne rediscutons pas des écarts types, similaires à ceux obtenus dans les résultats sur les billes B. On note qu'il existe une différence importante entre les vitesses mesurées en base (comprises entre 0 et 1 m.s<sup>-1</sup>) et en surface libre (comprises entre 2 et 3 m.s<sup>-1</sup>). Il existe également une différence entre vitesse en base mesurée à travers la paroi et vitesse en base au centre, qui est supérieure d'environ 50%. La vitesse augmente à l'approche de l'obstacle, traduisant le caractère accéléré des écoulements avec les billes du type A.

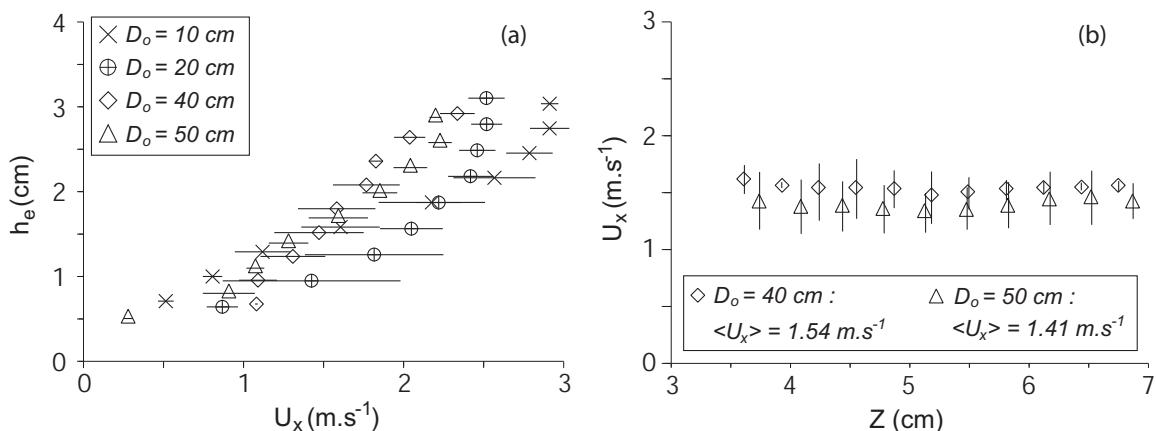


FIGURE 2.26: Vitesses mesurées à travers les parois pour les billes A. (a) Profils de vitesse en paroi latérale en fonction de l'altitude dans l'épaisseur, pour différents  $D_o$ . (b) Profils de vitesse en base sur l'axe latéral  $Z$ , en encart les vitesses moyennes.

### 2.3.2 Évolution de l'effort normal sur l'obstacle

Comme nous l'avons vu précédemment, les signaux mesurés par la jauge de déformation et la cellule de force donnent des résultats quantitativement similaires. Dans cette partie, seuls les résultats d'efforts basés sur le signal de la cellule de force sont exposés et commentés.

#### 2.3.2.1 Profil type

La figure 2.27a représente l'évolution type de l'effort exercé par un écoulement constitué de billes A sur l'obstacle associé à l'écran r44. Le profil est légèrement différent de celui observé au cours des expériences utilisant les billes B. Les première et dernière phases de l'effort ont toujours l'allure d'une droite, ascendante ou descendante. Cependant, on n'observe plus vraiment de régime stationnaire, mais une croissance homogène et limitée de l'effort. Étant donné qu'un régime stationnaire existe dans le profil temporel d'épaisseur, cette croissance ne peut venir que d'une modification de la densité ou de la vitesse de l'écoulement. La densité n'est pas mesurable avec une telle précision et nous n'avons pas mené de mesures de vitesse autres qu'au niveau du milieu de la phase stationnaire du profil d'épaisseur.

De la même manière que dans la partie précédente, la courbe brute traçant les efforts en fonction du temps a été moyennée par moyenne glissante. L'écart type mesuré sur la figure

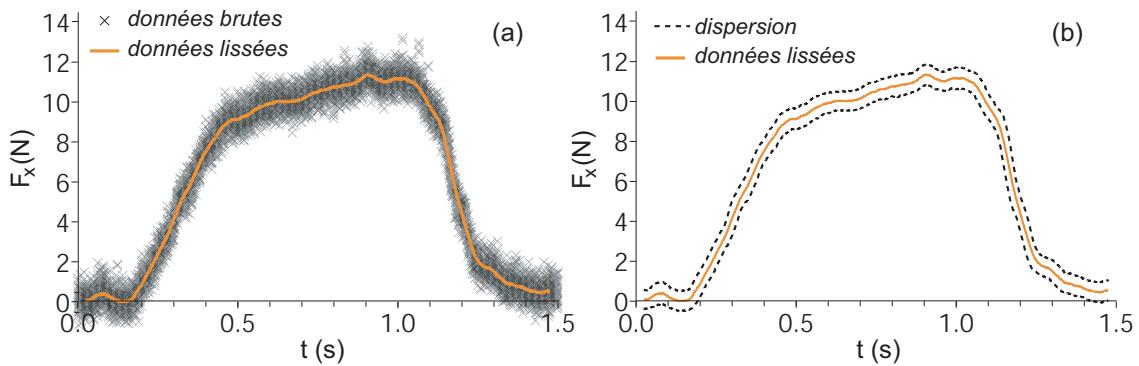


FIGURE 2.27: *Évolution type de l'effort généré par les billes de type A sur l'obstacle équipé de l'écran r44. (a) Données brutes et lissage par moyenne glissante. (b) Écart type sur les données brutes.*

2.27b est de 0.3 N, nous avons déjà mentionné qu'il s'agit d'une dispersion associée à notre système de mesure.

### 2.3.2.2 Données statistiques sur plusieurs essais

La figure 2.28 présente les résultats moyennés d'effort pour sept expériences consécutives et similaires. Le but est d'en extraire un effort moyen ainsi qu'un écart type. La dispersion autour de la moyenne est relativement faible, comprise entre 1 et 2%. Pour les comparaisons futures avec l'effort observé en régime stationnaire dans le cas des billes B, nous définissons un effort de régime pseudo-stationnaire, mesuré à un instant médian de la deuxième phase, par  $F_{palier}^A = 11$  N (figure 2.28).

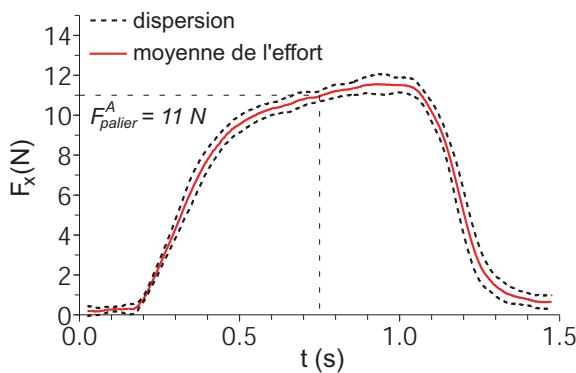


FIGURE 2.28: *Effort appliqué par les billes A sur l'écran r44. Courbe moyenne de sept expériences similaires, dispersion calculée par l'écart type autour de cette moyenne. Est ajouté l'effort de régime pseudo-stationnaire.*

## 2.4 Comparaison et discussion des résultats

Dans ce paragraphe, des comparaisons entre les mesures effectuées avec les deux types de matériau granulaire sont réalisées. Cela concerne les épaisseurs et les vitesses de l'écoulement, ainsi que les efforts exercés sur l'obstacle. Le but est d'essayer de comprendre pourquoi l'effort est plus faible lorsque les billes A sont utilisées, alors que le volume et la masse initiaux sont similaires dans les deux types d'expériences, qui se déroulent dans les mêmes conditions.

### 2.4.1 Évolution comparative des épaisseurs

La figure 2.29 représente l'évolution de l'épaisseur en régime stationnaire en fonction de la distance à l'obstacle, pour les deux types de billes. Dans les deux cas nous observons un tassemement progressif de la couche de matériau granulaire au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'obstacle. Par ailleurs, les deux jeux de données sont relativement proches quelle que soit la distance à l'obstacle  $D_o$ . La différence la plus importante est observée pour  $D_o = 20$  cm. L'épaisseur de billes B est plus importante de 5%, ce qui ne peut engager aucune conclusion puisque le diamètre moyen d'une bille B représente déjà 17% de l'épaisseur de matériau.

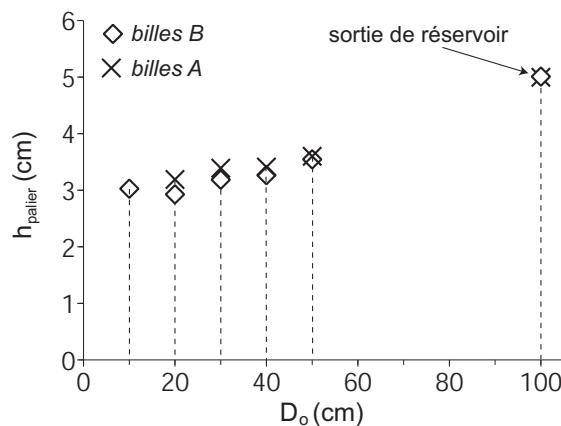


FIGURE 2.29: *Évolution comparative de l'épaisseur moyenne en régime stationnaire pour les deux types de billes en fonction de  $D_o$ .*

### 2.4.2 Évolution comparative des vitesses

La figure 2.30 résume les différences que l'on peut trouver sur les vitesses associées aux deux types de billes. La figure 2.30a représente les vitesses moyennes pour chaque distance à l'obstacle. L'évolution des vitesses moyennes est similaire dans les deux cas, mis à part entre  $D_o = 20$  cm et  $D_o = 10$  cm où elle diminue pour les billes A, alors qu'elle continue à augmenter pour les billes B. Ce phénomène marque une petite différence de comportement à l'approche du voisinage de l'obstacle. Les billes B se déplacent en moyenne plus rapidement que les billes A. Cette différence est particulièrement marquée à la base de l'écoulement (figure 2.30b) : le rapport entre les vitesses est alors d'environ 3 à 4, tandis qu'en surface libre les deux vitesses sont sensiblement proches. En observant les profils de vitesse adimensionnés par la vitesse maximale pour chaque type de bille (encart de la figure 2.30b), nous constatons que les effets de bord ont une portée plus importante dans le cas des billes A. Les écoulements de billes B sont peu cisaillés, tandis que les écoulements de billes A le sont de manière très importante.

Nous avons ajouté sur la figure 2.30a la vitesse qu'aurait une sphère roulant le long du canal sans glissement, et lâchée avec une vitesse initiale nulle au niveau de la porte d'ouverture. Ce cas particulier, idéal car ne souffrant d'aucune perte d'énergie, montre que de l'énergie est dissipée au cours des écoulements de billes B et surtout de billes A, donc d'autant plus que les billes ont une taille réduite. Ces pertes d'énergie proviennent en fait non seulement du frottement avec les parois, mais également de toutes les collisions qui ont lieu entre les billes, donc plus nombreuses lorsque la quantité de billes est plus importante.

La présence de dissipation dépendant de la taille élémentaire des grains, dans un écoulement, a déjà été observée numériquement dans [Crosta et al., 2001]. Les auteurs ont étudié des

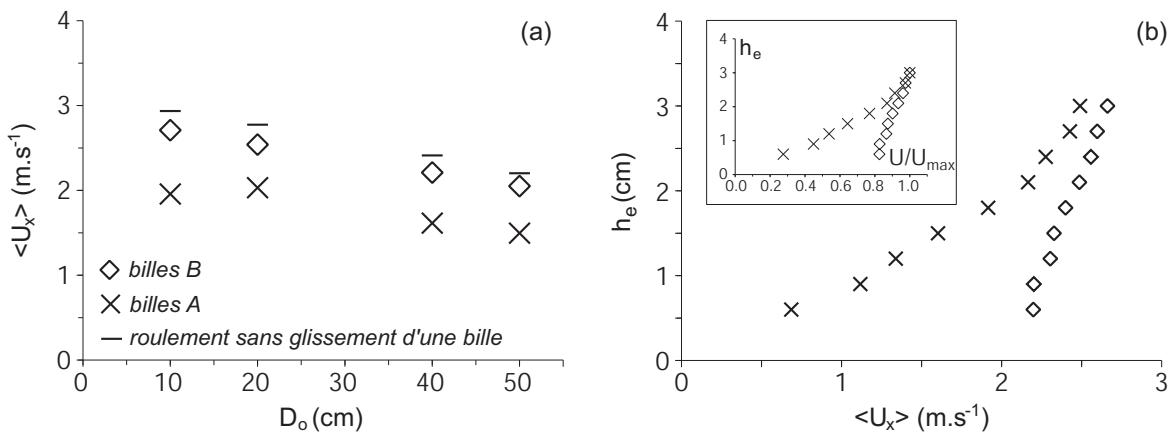


FIGURE 2.30: Comparaison de l'évolution des vitesses pour les deux types de billes. (a) Vitesses moyennes sur l'épaisseur en fonction de  $D_o$  avec la vitesse d'une sphère roulant sans glissement le long du plan incliné. (b) Profils de vitesses moyennes. En encart : profils adimensionnés par la vitesse maximale.

écoulements 2D de matériaux granulaires constituées de disques assortis de plusieurs rayons, la masse totale étant constante. Le résultat est que l'énergie cinétique au cours du temps est globalement plus faible lorsque le rayon diminue.

#### 2.4.3 Évolution comparative des efforts

À surface d'obstacle similaire (écran r44), durant le régime stationnaire ou pseudo-stationnaire, la force d'impact des billes A est plus faible de 30% par rapport à celle des billes B (figure 2.31). Cette différence trouve son origine dans l'énergie variable véhiculée par les deux types de billes. En effet les billes A arrivent sur l'obstacle avec une vitesse moyenne inférieure de 25% à celle des billes B. Nous rappelons que l'effort généré par un écoulement sur un obstacle est grossièrement une fonction de la vitesse au carré. Mais considérant cela, multiplier par 1.25 la vitesse devrait mener à multiplier l'effort par 1.56 ( $1.25^2$ ), alors qu'il est seulement multiplié par 1.3. Néanmoins, les vitesses sont mesurées aux parois, alors que l'obstacle est positionné au centre. Il y aurait certainement une correction à appliquer à ces vitesses. Cette correction devrait être plus importante dans le cas des billes A puisque nous y avons constaté une plus grande portée des effets de bord par rapport aux billes B. Similairement, il a déjà été observé [Jop et al., 2005] des effets de bord dûs aux parois latérales plus importants sur un écoulement à petites billes par rapport à ceux sur un écoulement à billes plus grosses. Dans le cadre de nos expériences, ces effets ont seulement été mesurés selon l'axe Y, mais ils doivent respecter la même logique latéralement, c'est à dire un rapport entre vitesse au centre et vitesse au bord plus importante dans le cas des billes A.

## 2.5 Conséquences sur le coefficient de traînée et le nombre de Froude

Dans ce paragraphe, les comparaisons effectuées auparavant sont interprétées en termes de nombre de Froude  $Fr$  et de coefficient de traînée  $C_d$ .

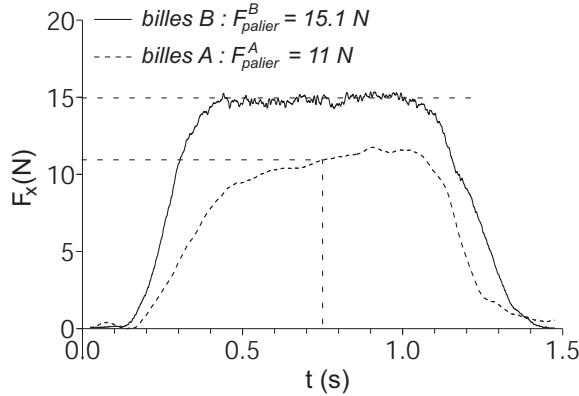


FIGURE 2.31: Comparaison entre les courbes temporelles d'effort obtenues pour chaque type de bille. Ajout des valeurs de  $F_{\text{palier}}^A$  et  $F_{\text{palier}}^B$ .

### 2.5.1 Évolution du nombre de Froude

Nous réécrivons le nombre de Froude (équation 1.2) d'une manière adaptée à nos données :

$$\mathbb{F}r = \frac{\langle U_x \rangle}{\sqrt{g \cdot h_{\text{palier}}}}, \quad (2.2)$$

avec  $\langle U_x \rangle$  la valeur moyenne de la vitesse en paroi sur l'épaisseur de matériau,  $h_{\text{palier}}$  la moyenne de l'épaisseur en régime stationnaire. Le tableau 2.4 rassemble les données permettant de calculer l'évolution du nombre de Froude en fonction de la distance à l'obstacle et du type de bille, ainsi que les résultats de ce calcul. Les valeurs de  $\mathbb{F}r$  pour  $D_o = 10$  cm sont écrites en caractère gras, car elles servent plus tard pour l'évaluation de  $C_d$ . La figure 2.32 montre que, à l'approche de l'obstacle, le nombre de Froude  $\mathbb{F}r$  croît, comme cela est le cas pour la vitesse moyenne, fait logique puisque l'épaisseur intervenant dans le calcul de  $\mathbb{F}r$  varie peu.

Type de bille	A				B			
$D_o$ (cm)	10	20	40	50	10	20	40	50
$\langle U_x \rangle$ (m.s <sup>-1</sup> )	1.945	2.032	1.614	1.496	2.72	2.54	2.21	2.05
$h_{\text{palier}}$ (cm)	3	3.2	3.41	3.6	3.02	2.92	3.26	3.54
$\mathbb{F}r$	<b>3.584</b>	3.627	2.791	2.517	<b>4.997</b>	4.746	3.908	3.479

TABLE 2.4: Calcul du nombre de Froude pour les deux types de billes.

### 2.5.2 Calcul du coefficient de traînée

Dans ce paragraphe, nous quantifions un coefficient de traînée  $C_d$  relatif à nos expériences. Nous réécrivons sa définition (équation 1.6) pour l'adapter à nos données :

$$C_d^i = \frac{F_{\text{palier}}^i}{\frac{1}{2} \rho_{\text{verre}} \Phi^i \langle U_x^i \rangle^2 S_o}, \quad (2.3)$$

où  $i$  peut être remplacé par la lettre A ou B selon le type de bille. Dans l'équation 2.3,  $\rho_{\text{verre}}$  est la masse volumique du verre,  $\Phi$  est la compacité dans l'écoulement définie par le rapport entre volume solide et volume total,  $U_x$  est la vitesse en paroi. Enfin,  $S_o$  représente le maître-couple, à savoir la surface projetée de l'écoulement non modifié sur la surface de l'obstacle.

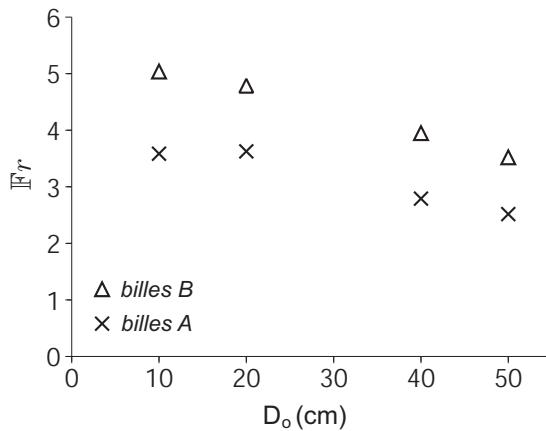


FIGURE 2.32: Évolution de  $\text{Fr}$  en fonction de  $D_o$ , pour les deux types de billes.

#### 2.5.2.1 Estimation de la compacité

La valeur de  $\phi$  est inconnue à priori durant le régime stationnaire. Nous avons essayé une estimation sur la base des caractéristiques de l'écoulement et de la masse initiale [Hauksson et al., 2007], mais cette méthode ne donne pas de résultat satisfaisant dans la mesure où le rapport entre vitesse au centre et vitesse en paroi est inconnu. Néanmoins, on peut déjà considérer que  $\Phi$  est majorée par la compacité initiale égale à 0.6 dans le réservoir. Par conséquent, d'une manière qui peut paraître arbitraire, on fait l'hypothèse que  $\Phi$  est compris entre 0.59 et 0.4, ce choix étant appuyé par la suite dans le chapitre 3.

#### 2.5.2.2 Coefficient de traînée en fonction du type de bille

Type de bille	A	B
$F_{\text{palier}}$ (N)	11	15.1
$< U_x >$ ( $\text{m.s}^{-1}$ )	1.945	2.72
$S_o = h_{\text{palier}} \cdot l_o$ ( $\text{m}^2$ )	12e-4	12.08e-4
$C_d$ ( $\Phi = 0.4$ )	4.845	3.358
$C_d$ ( $\Phi = 0.59$ )	3.285	2.276

TABLE 2.5: Valeurs de  $C_d \times \Phi$  pour  $D_o = 10$  cm, données pour  $\text{Phi} = 0.4$  et  $\text{Phi} = 0.59$ .

L'écran r44 est le seul à avoir été impacté par les deux types de matériau granulaire. Le tableau 2.4 rassemble les paramètres de calcul de  $C_d$ , ainsi que le résultat de ce calcul. Nous considérons que la zone d'influence qu'exerce l'obstacle sur l'écoulement a une taille approximative de 10 cm (estimation basée sur les résultats de la figure 2.30). Les valeurs de vitesse et d'épaisseur sont donc considérées à la distance  $D_o = 10$  cm de l'obstacle. La valeur de  $C_d$  est supérieure de 30% pour les billes du type A. Il est néanmoins difficile de conclure puisque nous avons vu que les effets de bords sont plus importants sur les billes du type A. La valeur de la vitesse est donc sur-estimée de manière plus importante dans le cas des billes A, ce qui aboutit également à une sous-estimation plus importante de la valeur de  $C_d$ . S'il était possible d'utiliser les vitesses internes, et non plus les vitesses en paroi, dans le calcul de  $C_d$ , les résultats pour les billes des types A et B devraient donc se rapprocher, ce qui est néanmoins impossible à quantifier.

### 2.5.2.3 $C_d$ en fonction du type d'obstacle

La figure 2.33 rassemble les profils d'effort mesurées pour chaque type d'écran interchangeable en fonction du temps. Les profils temporels sont qualitativement similaires. Le tableau 2.6 présente le résultat des coefficients de traînée pour chaque type d'obstacle, les expériences ayant été réalisées avec les billes B. Les résultats sont assez similaires dans l'ensemble, mis à part pour l'écran r38. À largeur équivalente, il est logique de calculer un  $C_d$  plus important pour l'obstacle dont la hauteur est la plus importante, dans la mesure où les deux hauteurs sont supérieures à l'épaisseur de l'écoulement incident. La raison est que dans ce cas, le calcul de  $C_d$  fait intervenir l'épaisseur de l'écoulement hors influence à la place de la hauteur de l'obstacle impacté. Les particules impactant l'obstacle par un effet de jet au dessus de l'épaisseur de l'écoulement ne sont pas considérées dans ce calcul alors qu'elles contribuent à augmenter l'effort sur l'obstacle. Ceci explique de manière qualitative que le coefficient de traînée associé à r38 soit plus faible que pour r48.

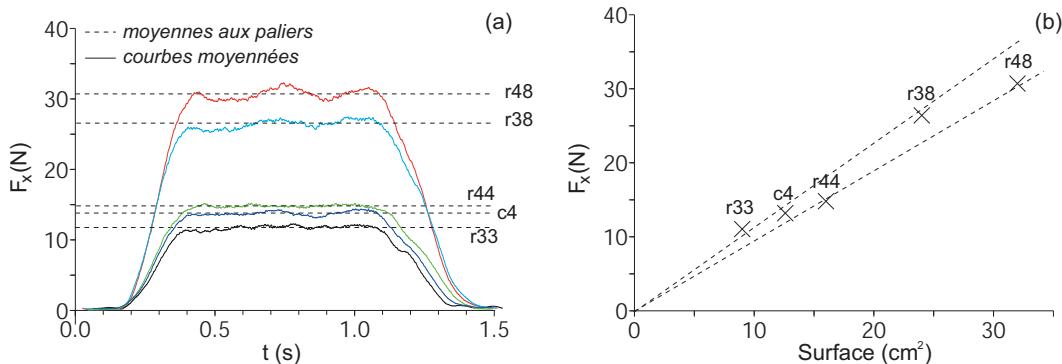


FIGURE 2.33: Influence du type d'écran sur l'effort mesuré pour les billes B. Évolution de l'effort moyen en fonction du temps.

Type d'écran	r33	r44	r38	r48	c4
$F_{palier}$ (N)	11.3	15	26.4	30.7	13.2
$< U_x >$ ( $\text{m.s}^{-1}$ )	2.72	2.72	2.72	2.72	2.72
$S_o$ ( $\text{m}^2$ )	$9 \text{ e}^{-4}$	$12.08 \text{ e}^{-4}$	$24 \text{ e}^{-4}$	$24.16 \text{ e}^{-4}$	$10.179 \text{ e}^{-4}$
$C_d$ ( $\Phi = 0.4$ )	3.395	3.358	2.973	3.435	3.505
$C_d$ ( $\Phi = 0.59$ )	2.302	2.276	2.015	2.329	2.376

TABLE 2.6: Valeurs de  $C_d$  pour  $D_o = 10 \text{ cm}$ , pour les différents types d'obstacles. , données pour  $\Phi = 0.4$  et  $\Phi = 0.59$ .

### 2.5.2.4 Comparaison bibliographique

La figure 2.34 est un dérivé de la figure 1.18 du chapitre 1, à laquelle nous avons ajouté la gamme des valeurs du coefficient de traînée, tracée en fonction du nombre de Froude, obtenues dans le cadre de nos expériences entre deux valeurs extrêmes supposées de la compacité (0.4 et 0.59). Chaque étude associée à la figure 2.34 a ses spécificités : le rapport entre vitesse interne et vitesse surfacique mesurées peut grandement varier en fonction des conditions expérimentales, de la taille élémentaire des particules en écoulement, les matériaux peuvent être très différents, la masse volumique dans l'écoulement n'est pas toujours évidente à estimer. Néanmoins, l'ordre de grandeur obtenu est similaire aux résultats de l'étude *in situ* de [Thibert et al., 2008], et environ deux fois supérieur aux résultats de l'étude de [Holzinger

and Hübl, 2004]. De plus, les recommandations de [Salm et al., 1990] semblent faibles par rapport à nos résultats.

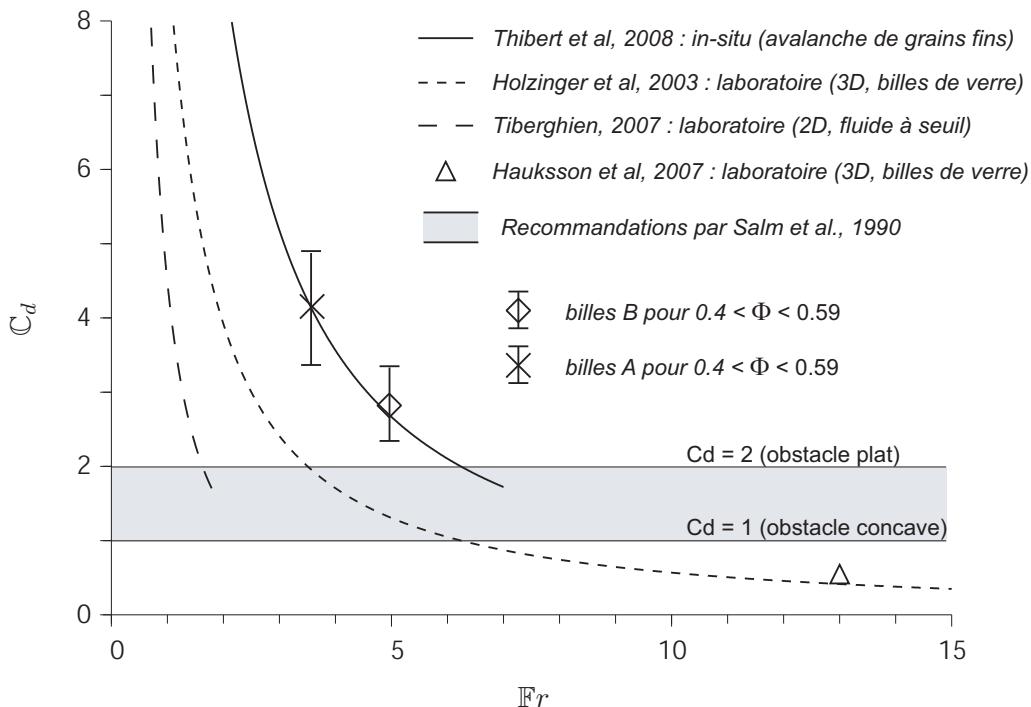


FIGURE 2.34: Résumé non exhaustif des valeurs de  $C_d$  en fonction de  $\text{Fr}$ , pour différents types d'études. Ajout des valeurs moyennes trouvées dans le cadre de notre étude expérimentale.

## 2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le dispositif expérimental, développé pour la validation du futur modèle numérique. Il est constitué d'un canal d'écoulement additionné d'un obstacle frontal, un matériau granulaire et un dispositif de mesure de la vitesse, de l'épaisseur et de l'effort exercé sur l'obstacle. Les expériences ont porté sur deux types de billes de verre, uniquement différencier par leur taille, de 0.6 ou 5 mm. Dans les deux cas, les écoulements sont accélérés sur toute la longueur du canal, excepté dans la zone d'influence exercée par l'obstacle sur l'écoulement. L'évolution de l'épaisseur en fonction de la distance à l'obstacle est similaire dans les deux cas. Par contre, le caractère dissipatif des matériaux granulaires a été mis en évidence par les mesures de vitesse, en moyenne 30% inférieure dans le cas des billes de 0,6 mm. Les billes sont alors plus nombreuses à volume équivalent, les chocs plus fréquents et la dissipation d'énergie plus importante. Par conséquent, l'effort exercé sur l'obstacle est également plus faible d'environ 30% là où les vitesses le sont.

Le coefficient de traînée  $C_d$ , et le nombre de Froude  $\text{Fr}$  associés à l'écoulement pour chaque type de bille, ont également été calculés, au cours du régime stationnaire. Les valeurs obtenues sont conformes en ordre de grandeur aux résultats de la littérature. Néanmoins, comme dans toutes ces études, les résultats de certaines grandeurs intervenant dans le calcul de  $C_d$  et  $\text{Fr}$  sont approximatives. La vitesse est mesurée en paroi, donc minorée par rapport à la vitesse interne, et la densité est simplement estimée. Pour calculer le coefficient de traînée réel, ainsi que le nombre de Froude lié à celui-ci, il est nécessaire de considérer et d'avoir accès aux valeurs internes de l'écoulement. Il s'agit de la vitesse, la densité mais également la limite amont de la zone d'influence au niveau de laquelle ces valeurs doivent être mesurées.

Ceci est délicat dans un cadre expérimental, mais il est parfaitement possible d'accéder à ces données avec un modèle numérique. Dans ce but, la modélisation du dispositif expérimental par la méthode de dynamique moléculaire fait l'objet du chapitre suivant.



# CHAPITRE 3

---

## Modélisation numérique d'écoulement granulaire en canal

---

Dans ce chapitre, nous modélisons par la méthode de dynamique moléculaire le dispositif expérimental présenté au chapitre 2. L'objectif est de valider l'utilisation de la méthode pour le calcul de grandeurs non accessibles à l'expérience. Tout d'abord, la géométrie du modèle numérique ainsi que les lois de contact intergranulaires sont détaillées. Ensuite, le modèle est validé par comparaison avec les résultats expérimentaux pertinents.

Puis, nous caractérisons numériquement la taille de la zone d'influence formée par l'interaction entre obstacle et écoulement. Les caractéristiques moyennes des vitesses, de l'épaisseur et des densités sont alors calculées au centre du canal en frontière de cette zone d'influence. Enfin, les résultats sont utilisés pour calculer un nombre de Froude et un coefficient de traînée internes.

### 3.1 Description du modèle numérique

#### 3.1.1 Principes généraux

La géométrie et le repère d'axes du modèle numérique sont identiques au cas du dispositif expérimental (figure 2.1). Les parois du canal ainsi que l'obstacle sont modélisés par des boîtes rigides immobiles pouvant transmettre des efforts de contact. Les dimensions de l'obstacle sont celles de l'écran expérimental r44, à savoir une largeur  $l_o = 4$  cm et une hauteur  $h_o = 4$  cm. Le matériau granulaire est un assemblage quasi monodisperse de grains parfaitement sphériques dont le rayon moyen est  $R_m = 2.466$  mm  $\pm 2\%$ , reproduisant les billes expérimentales du type B étudiées dans le chapitre 2. L'attribution d'un rayon à chaque grain est réalisée aléatoirement dans la gamme des rayons citée. La quantité de matériau granulaire utilisée pour chaque simulation est similaire à la quantité utilisée lors des campagnes expérimentales.

La méthodologie d'une simulation numérique est similaire à celle d'une expérience : une phase de remplissage (décrise plus loin), suivie d'une phase d'écoulement au cours de laquelle des grandeurs pertinentes sont sauvegardées.

### 3.1.2 Paramètres locaux

#### 3.1.2.1 Effort de contact normal

##### Description du modèle de Walton

Le modèle utilisé pour calculer l'effort normal de contact entre deux grains est le modèle de Walton [Walton and Braun, 1986], déjà introduit dans un cadre plus général au cours du chapitre 1. Ce modèle (figure 3.1) permet l'introduction d'une certaine dissipation lors d'un contact. L'effort normal de contact dépend du signe de la vitesse relative entre les centres des deux grains, mais également de l'histoire précédente du contact. Deux raideurs de contact  $k_n^1$  et  $k_n^2$  sont associées à chaque contact,  $k_n^2$  étant calculée à partir de  $k_n^1$  et du coefficient de restitution  $e_n$ . Le calcul des valeurs de  $k_n^1$  et  $e_n$  est discuté plus loin.

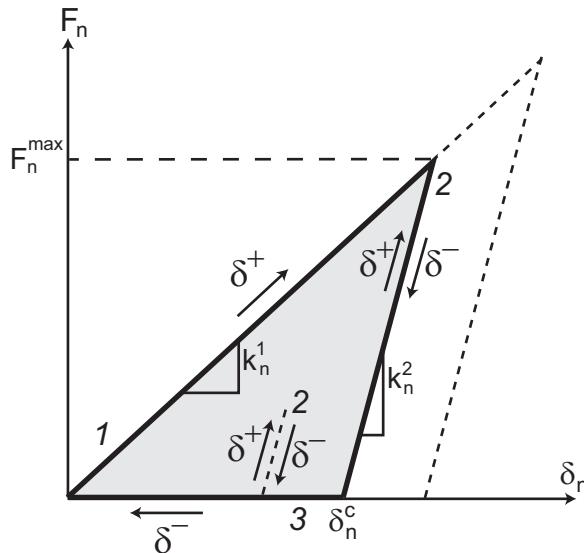


FIGURE 3.1: Évolution de l'effort de contact normal dictée par le modèle de Walton. Les trois droites constituant le graphique correspondent aux situations 1, 2 et 3. La considération de la situation et du taux de pénétration ( $\delta^+$  ou  $\delta^-$  selon que la pénétration augmente ou diminue) à l'instant  $t$  nous permet de calculer  $F_n$  à l'instant  $t + dt$ .

Dans le tableau 3.1 sont détaillées les configurations dans lesquelles un contact peut se trouver à un instant  $t$ , ainsi que la configuration résultat à l'instant  $t + dt$ . Nous rappelons

Temps $t$		Temps $t + dt$ (résultat)	
Situation	Signe de $\partial\delta_n/\partial t$	Évolution de $F_n$	Situation
1	+	↗	1
1	-	↘	2
2	+	↗	2
2	-	↘	2 si $\delta_n > \delta_n^c$
2	-	↘	3 si $\delta_n \leq \delta_n^c$
3	+	↗	2
3	-	=	3 si $\delta_n > 0$
3	-	0	contact terminé si $\delta_n \leq 0$

TABLE 3.1: Traitement de l'effort normal de contact entre deux grains. La situation est celle du contact, notée sur la figure 3.1.

que l'algorithme général de la méthode de Dynamique Moléculaire (MD) est, pour chaque pas de temps, une alternance entre le calcul de la somme des efforts exercés sur chaque grain et le calcul des positions et vitesses de chaque grain. Les situations possibles d'un contact sont définies dans la figure 3.1 par des chiffres allant de 1 à 3. Le signe du taux de pénétration  $\partial\delta_n/\partial t$  correspond à la variation de  $\delta_n$  entre les instants  $t - dt$  et  $t$ . Si ce signe est positif ( $\delta^+$ ), les deux grains se rapprochent et la pénétration devient plus importante. Dans le cas contraire ( $\delta^-$ ), les deux grains s'éloignent et la valeur de la pénétration faiblit.

### Coefficient de restitution $e_n$

La notion de coefficient de restitution peut être introduite de manière simple. En l'absence de gravité, dans le cas d'un grain mobile entrant en contact avec un autre grain immobile, les centres des deux grains étant en permanence sur la même droite, on peut définir le coefficient de restitution comme :

$$e_n = V_n^f / V_n^i, \quad (3.1)$$

avec  $V_n^f$  et  $V_n^i$  les normes des vitesses du grain mobile respectivement en fin et en début de contact. Avec le modèle de Walton, il est possible de réécrire cette expression :

$$e_n = \sqrt{k_n^1 / k_n^2}. \quad (3.2)$$

Pour démontrer ce dernier résultat, il faut tout d'abord calculer l'énergie dissipée  $W_d$  au cours du contact.  $W_d$  est égale à l'aire du triangle de la figure 3.1 délimitée par les droites de pentes  $k_n^1$ ,  $k_n^2$  et 0 (aire grisée) :

$$W_d = \frac{B \times H}{2}, \quad (3.3)$$

avec  $H$  la hauteur du triangle issue du sommet d'ordonnée  $F_n^{max}$ , et  $B$  la base correspondante. La hauteur  $H$  peut être exprimée de la manière suivante :

$$H = F_n^{max} = k_n^1 \cdot \delta_n^{max}, \quad (3.4)$$

avec  $\delta_n^{max}$  la pénétration maximale obtenue par le principe fondamental de la dynamique en translation, ce qui nous donne

$$H = k_n^1 \cdot V_n^i \sqrt{\frac{m}{k_n^1}}, \quad (3.5)$$

avec  $m$  la masse du grain mobile. Il nous faut encore calculer  $B$ , sa valeur est déduite à partir de l'équation de la droite de pente  $k_n^2$  en considérant l'appartenance des points de coordonnées  $(\delta_n^{max}, F_n^{max})$  et  $(B, 0)$  à cette même droite, le résultat étant

$$B = k_n^1 V_n^i \sqrt{\frac{m}{k_n^1}} \left[ \frac{k_n^2 - k_n^1}{k_n^2 k_n^1} \right]. \quad (3.6)$$

Nous pouvons à présent déduire l'énergie dissipée au cours du contact en utilisant l'équation 3.3 et les expressions de  $H$  et de  $B$  :

$$W_d = \frac{1}{2} m V_i^2 \left[ \frac{k_n^2 - k_n^1}{k_n^2 k_n^1} \right]. \quad (3.7)$$

L'énergie du grain mobile en début de contact est égale à son énergie cinétique  $E_c^i$  en début de contact :

$$E_c^i = \frac{1}{2} m V_i^2. \quad (3.8)$$

Finalement, par soustraction de l'énergie dissipée  $W_d$  à l'énergie cinétique  $E_c^i$  avant contact, on obtient l'énergie cinétique  $E_c^f$  du grain après contact

$$E_c^i - W_d = \frac{1}{2} m \left[ V_i \sqrt{\frac{k_n^1}{k_n^2}} \right]^2, \quad (3.9)$$

mais  $E_c^f$  peut également être exprimée de la manière suivante :

$$E_c^f = \frac{1}{2} m V_f^2. \quad (3.10)$$

Par identification des équations 3.9 et 3.10, nous arrivons au résultat 3.2. L'intensité de la dissipation normale peut donc être vue comme la racine carrée du rapport entre  $k_n^1$  et  $k_n^2$ , deux caractéristiques du modèle de Walton.

### Raideur normale de contact $k_n^1$

La raideur normale de contact  $k_n^1$ , associée à la phase élastique du contact, est calculée à partir des paramètres locaux de raideur normale  $k_n^A$  et  $k_n^B$ , respectivement associés aux deux grains A et B en contact, de rayons respectifs  $R^A$  et  $R^B$ .  $k_n^1$  est définie comme la moyenne harmonique des raideurs normales locales des deux grains en contact :

$$k_n^1 = 2 \cdot \frac{k_n^A \cdot k_n^B}{k_n^A + k_n^B}, \quad (3.11)$$

ce qui correspond à la raideur normale équivalente de deux ressorts de raideurs respectives  $k_n^A$  et  $k_n^B$  montés en série. Les valeurs de  $k_n^A$  et  $k_n^B$  sont calculées à partir des rayons  $R^A$  et  $R^B$ , ainsi que de  $E_n^A$  et  $E_n^B$ , paramètres introduits par l'utilisateur, de la manière suivante :

$$\begin{cases} k_n^A = E_n^A R^A \\ k_n^B = E_n^B R^B \end{cases} \quad (3.12)$$

Les paramètres  $E_n^A$  et  $E_n^B$  ont la dimension d'une contrainte.

### Cas du contact entre un grain et une boîte

Un contact peut impliquer plusieurs types d'éléments : entre deux grains, entre un grain et une paroi pouvant être latérale ou basale, entre un grain et la surface de l'obstacle. Lorsqu'un grain est en contact avec un élément boîte (obstacle ou paroi), toutes les propriétés du contact entre deux grains sont valides. Le plan d'interaction entre les deux éléments est alors confondu avec le bord de l'élément boîte en contact avec le grain (figure 3.2). Le calcul de la raideur normale locale associée à la boîte est alors effectué en considérant le rayon du grain avec laquelle la boîte est en contact.

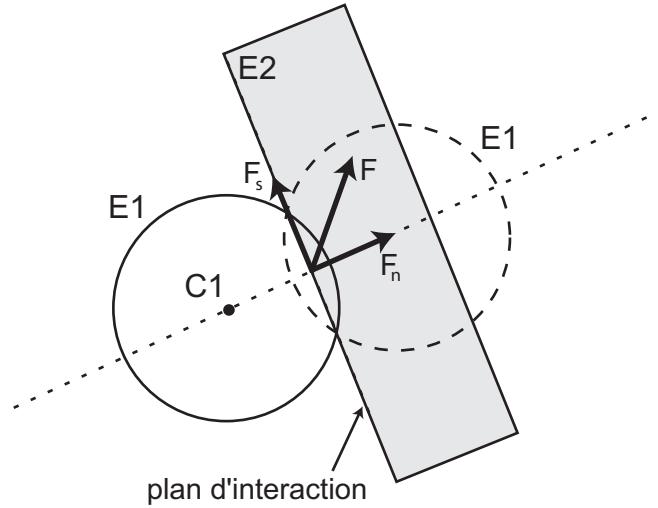


FIGURE 3.2: Cas de calcul de l’effort de contact entre un grain  $E_1$  et une boîte  $E_2$ . Le plan d’interaction est la surface en contact de la boîte. Le calcul est fait comme si le grain était en contact avec un grain similaire identique et symétrique par rapport au plan d’interaction.

### Choix de la valeur des paramètres locaux

Le tableau 3.2 résume la valeur des paramètres utilisés dans le calcul de l’effort normal de contact entre deux éléments. La valeur de  $k_n^1$  est calculée à partir des paramètres  $E_n^A$  et  $E_n^B$  fournis par l’utilisateur et des rayons  $R^A$  et  $R^B$ . La valeur de  $k_n^2$  est alors calculée à partir de  $k_n^1$  et de  $e_n$ . On note qu’il est important d’être conscient que le fait d’augmenter la raideur lors des phases d’éloignement au cours d’un contact doit être pris en compte dans le calcul du pas de temps critique  $dt_c$ , car la raideur en phase hystérotique est alors plus importante.

Type d’élément	Grain	Obstacle	Paroi
$E_n$ ( $N.m^{-2}$ )	$10^7$	$10^7$	$10^7 \cdot (1/28)$
(a)			

Type de contact	Grain-Grain	Grain-Obstacle	Grain-Paroi
$e_n$	0.5	0.5	0.5
$k_n^1$ ( $N.m^{-1}$ )	25000	25000	1725
(b)			

TABLE 3.2: Calcul de la raideur normale de contact. (a) Valeur choisie du paramètre  $E_n$ . (b) Résultats des raideurs normales de contact (équation 3.11), en considérant le rayon moyen  $R_m$ .

Les paramètres  $E_n$  possèdent la même dimension qu’un module d’Young. Celui du verre est d’environ 70 GPa, ce qui est supérieur d’environ 4 ordres de grandeurs à la valeur de  $10^7$  choisie pour  $E_n$ . Cette valeur donnée au paramètre  $E_n$  mène par conséquent à la simulation d’un matériau relativement mou en comparaison du matériau expérimental, ce qui entraîne par ailleurs des pénétrations de contact importantes. La raison du choix d’une valeur faible pour  $E_n$  dépend en partie du temps de calcul croissant avec l’augmentation des raideurs (chapitre 1). Les conséquences de l’utilisation de raideurs faibles sur les simulations peut être double : soit sur les propriétés cinématiques de l’écoulement, soit sur l’évolution de l’effort exercé sur l’obstacle.

Plusieurs auteurs modélisant numériquement des écoulements granulaires [Silbert et al., 2001; Hanes and Walton, 2000], et utilisant des grains de taille sensiblement similaire aux nôtres, ont pu vérifier à l'aide de comparaisons expérimentales qu'une valeur faible du paramètre  $E_n$  permet tout de même de prédire de façon correcte la cinématique dans l'écoulement. Dans ces études, la valeur de  $E_n$  est de l'ordre de la cinquantaine de MPa. La cinématique de l'écoulement est donc peu sensible au paramètre  $E_n$ , mais il faut néanmoins vérifier la correspondance expérimentale des résultats (ce que nous faisons au cours de ce chapitre), car des effets parasites, dûs à d'importants temps de contact, et liés à des phénomènes de propagation d'onde peuvent intervenir en dessous d'une certaine valeur de  $E_n$  [Taberlet, 2005].

Concernant la deuxième conséquence, sans avoir encore procédé à la validation expérimentale du modèle (paragraphe 3.2), Nous pouvons déjà estimer que le paramètre  $E_n$  a peu d'influence sur les efforts appliqués sur l'obstacle. En effet, au cours d'un contact binaire plus la raideur de contact est élevée, plus l'effort de contact maximum est grand et plus la durée de contact est faible. Ces deux effets sur le profil de l'effort se compensent, et l'impulsion relative à l'intégralité de l'histoire du contact reste similaire quelle que soit la raideur de contact (figure 3.3). Si on considère le profil temporel d'effort exercé sur l'obstacle, il est le résultat d'une grande quantité d'impacts. Le moyennage alors appliqué à ce profil, similairement au moyennage par moyenne glissante vu au chapitre 2, couplé à l'égalité des impulsions pour deux raideurs différentes, a pour conséquence une non influence de la raideur, donc de  $E_n$ , sur le profil d'effort moyen.

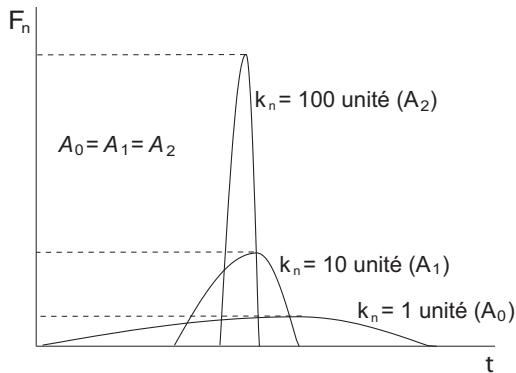


FIGURE 3.3: Influence de  $k_n$  sur l'effort de contact normal en fonction du temps pour un contact binaire. Les valeurs  $A_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) correspondent aux intégrales  $\int F_n(t) dt$  associées aux courbes avec  $k_n = 10^i$  :  $A_0 = A_1 = A_2$ .

Les modules d'Young du verre et de l'aluminium sont proches, autour de 70 GPa. Le module d'Young du PVC se situe autour de 2.5 GPa, ce qui est 28 fois inférieur au module du verre. Nous avons voulu conserver des rapports entre les valeurs des paramètres  $E_n$  similaires aux rapports entre les modules d'élasticité des matériaux réels. Le rapport entre les paramètres  $E_n$  du verre et du PVC numériques est donc de 28 (tableau 3.2a), les paramètres  $E_n$  du verre et de l'obstacle sont égaux.

### 3.1.2.2 Effort de contact tangentiel

L'effort de contact tangentiel entre deux éléments est calculé à l'aide de la forme régularisée de la loi de frottement de Coulomb (chapitre 1). Le matériau granulaire que nous modélisons est un assemblage de billes de verre dont la cohésion du point de vue du critère de Mohr-Coulomb est nulle. Les paramètres intervenant dans le calcul de l'effort de contact tangentiel sont donc la raideur tangentielle  $k_s$  et l'angle de frottement local  $\varphi$ .

### Raideur tangentielle de contact $k_s$

La Raideur tangentielle de contact  $k_s$  est calculée à partir des paramètres locaux de raideur tangentielle  $k_s^A$  et  $k_s^B$ , respectivement associés aux deux grains A et B en contact, de rayons respectifs  $R^A$  et  $R^B$ .  $k_s$  est définie comme la moyenne harmonique des raideurs tangentielles locales des deux grains en contact :

$$k_s = 2 \cdot \frac{k_s^A \cdot k_s^B}{k_s^A + k_s^B}, \quad (3.13)$$

ce qui correspond à la raideur tangentielle équivalente de deux ressorts de raideurs respectives  $k_s^A$  et  $k_s^B$  montés en série. Lors de la phase élastique correspondant à la situation 1 de l'histoire du contact normal, les valeurs de  $k_s^A$  et  $k_s^B$  sont calculées à partir de  $R^A$  et  $R^B$ , de  $E_n^A$  et  $E_n^B$  et de  $\nu^A$  et  $\nu^B$ , paramètres pouvant être assimilables à des coefficients de Poisson. On définit donc ces valeurs avec :

$$\begin{cases} k_s^A = \nu^A \cdot (E_n^A R^A) = \nu^A \cdot k_n^A \\ k_s^B = \nu^B \cdot (E_n^B R^B) = \nu^B \cdot k_n^B \end{cases} \quad (3.14)$$

Lorsque le contact normal est en situation 2, la valeur de  $k_s$  calculée à partir de l'équation 3.13 est alors multipliée par  $k_n^1 / e_n^2$  (déduit de l'équation 3.2) pour obtenir la nouvelle valeur de  $k_s$ . Lorsque le contact est en situation 3, la valeur de  $k_s$  est mise à 0.

Le tableau 3.3 résume la valeur des paramètres liés au calcul de l'effort de contact tangentiel entre deux éléments. Les valeurs de  $\nu$  sont issues de [axesindustries].

Type d'élément	Grain	Obstacle	Paroi
$\nu$	0.21	0.34	0.31

(a)

Type de contact	Grain-Grain	Grain-Obstacle	Grain-Paroi
$k_s (N.m^{-1})$	5250	6490	970

(b)

TABLE 3.3: Calcul de la Raideur tangentielle de contact. (a) Valeur choisie du paramètre  $\nu$  [axesindustries]. (b) Résultat des raideurs de contact tangentielles (équation 3.13), en considérant le rayon moyen  $R_m$ .

### Angles de frottement

Les angles de frottement locaux sont variables selon le type de contact. Les essais de laboratoire menés ont permis d'estimer des valeurs dans le cas d'échantillons quasi-statiques.

- Lorsque le contact implique une paire de grains, l'angle de frottement local est  $\varphi_{grain} = 30^\circ$ . Cette valeur correspond à l'angle de frottement interne mesuré dans le chapitre 2.
- Dans le cas d'un contact entre un grain et une paroi, l'angle de frottement local est  $\varphi_{paroi} = 19^\circ$ . Cette valeur correspond à l'angle de frottement global maximum mesuré au chapitre 2 entre un échantillon de billes de verre expérimentales de type B et le matériau constituant le canal de laboratoire.
- Dans le cas d'un contact entre un grain et l'obstacle, l'angle de frottement local est  $\varphi_{obstacle} = 18^\circ$ . La valeur de cet angle est justifiée par la suite.

Toutes les valeurs obtenues dans le cadre d'essais quasi-statiques sont globales, mais nous les utilisons tout de même comme valeurs des paramètres locaux. La justification est la

suivante, elle provient de deux considérations. La première est la difficulté d'obtenir des valeurs d'angles de frottement dynamiques, soit parce qu'ils sont difficiles à mesurer, soit parce que la correspondance entre angles de frottement statique et dynamique n'est pas triviale. La deuxième est le passage entre propriétés globales et locales, qui peut être quantifié dans le cas d'essais quasi-statiques numériques [Mahboudi et al., 1996; Plassiard, 2007; Chareyre, 2003], mais plus difficilement dans des essais dynamiques. Dans un cas quasi-statique, ce passage peut largement varier, comme le montre la figure 3.4, qui trace l'angle de frottement global au pic en fonction de l'angle de frottement local, pour divers essais expérimentaux et numériques. On constate que pour un angle de frottement global de  $30^\circ$ , la correspondance avec l'angle de frottement local rentre dans une gamme large. Toutes ces considérations nous mènent dans un premier temps à utiliser les valeurs globales des angles de frottement dans les lois locales.

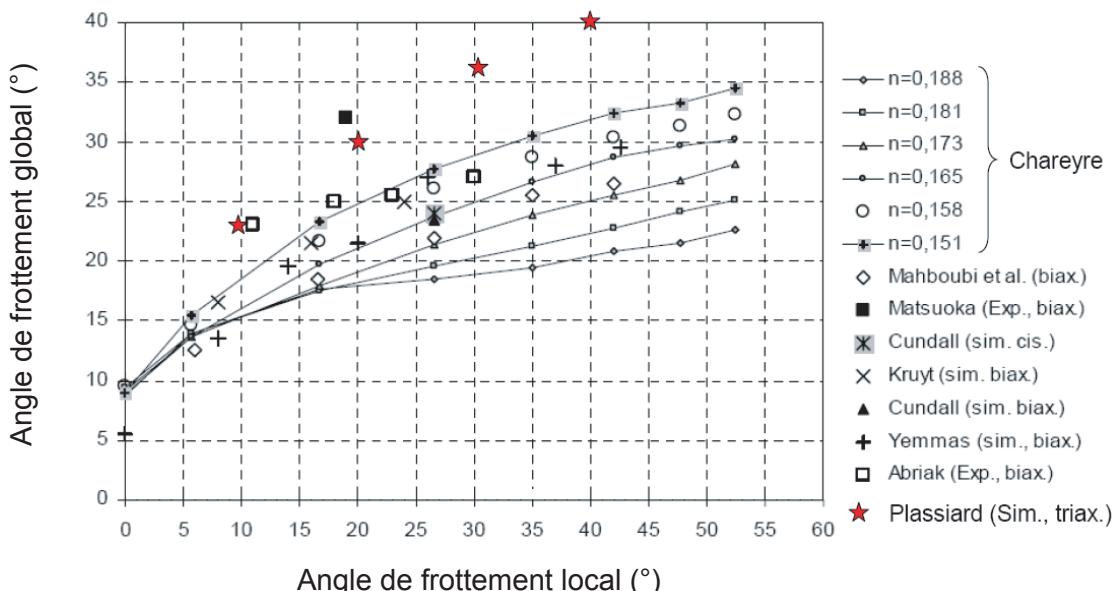


FIGURE 3.4: Dépendance du frottement global au frottement local, expérimentale et numérique. Résultats rassemblés dans [Mahboudi et al., 1996], ajoutés des résultats de [Chareyre, 2003] et de [Plassiard, 2007]. La valeur de  $n$  représente la porosité en configuration 2D.

### 3.1.2.3 Récapitulatif des paramètres locaux

Le tableau 3.4 récapitule les valeurs des paramètres locaux du modèle numérique : les raideurs de contact normale  $k_n$  et tangentielle  $k_s$ , le coefficient de restitution normal  $e_n$ , ainsi que les angles de frottement tangentiels  $\varphi$ .

	Type de contact	Grain-Grain	Grain-Obstacle	Grain-Paroi
Normal	Coefficient de restitution $e_n$	0.5	0.5	0.5
	Raideur $k_n^1 (N.m^{-1})$	25000	25000	1725
Tangential	Angle de frottement $\varphi (^\circ)$	30	19	18
	Raideur $k_s (N.m^{-1})$	5250	6490	970

TABLE 3.4: Résumé des valeurs des paramètres locaux, en considérant le rayon moyen  $R_m$ .

### 3.1.3 Génération de l'échantillon initial

L'analogue expérimental de la génération de l'échantillon numérique initial est le remplissage du réservoir avant ouverture de la porte de déclenchement. L'échantillon initial est créé par dépôt gravitaire d'une position en amont du réservoir. Le dépôt est légèrement aidé par l'adjonction d'une vitesse initiale uniforme de l'ordre du  $\text{m.s}^{-1}$ . La masse déposée dans un premier temps est légèrement supérieure à la masse de matériau expérimental. Après la stabilisation de la masse granulaire, estimée par l'intermédiaire du calcul de l'énergie cinétique moyenne par unité de masse en  $\text{m}^2.\text{s}^{-2}$  (figure 3.5), la masse excédentaire est retirée. On obtient alors un échantillon initial dont la masse, le volume et la géométrie sont à peu de choses près similaires au cas expérimental. La masse totale de l'échantillon est alors  $M_d = 22 \text{ kg}$ , son volume est  $V_d = 15 \text{ l}$ . À la suite de cette étape de dépôt, la porte retenant l'échantillon initial est retirée, libérant en même temps le matériau granulaire.

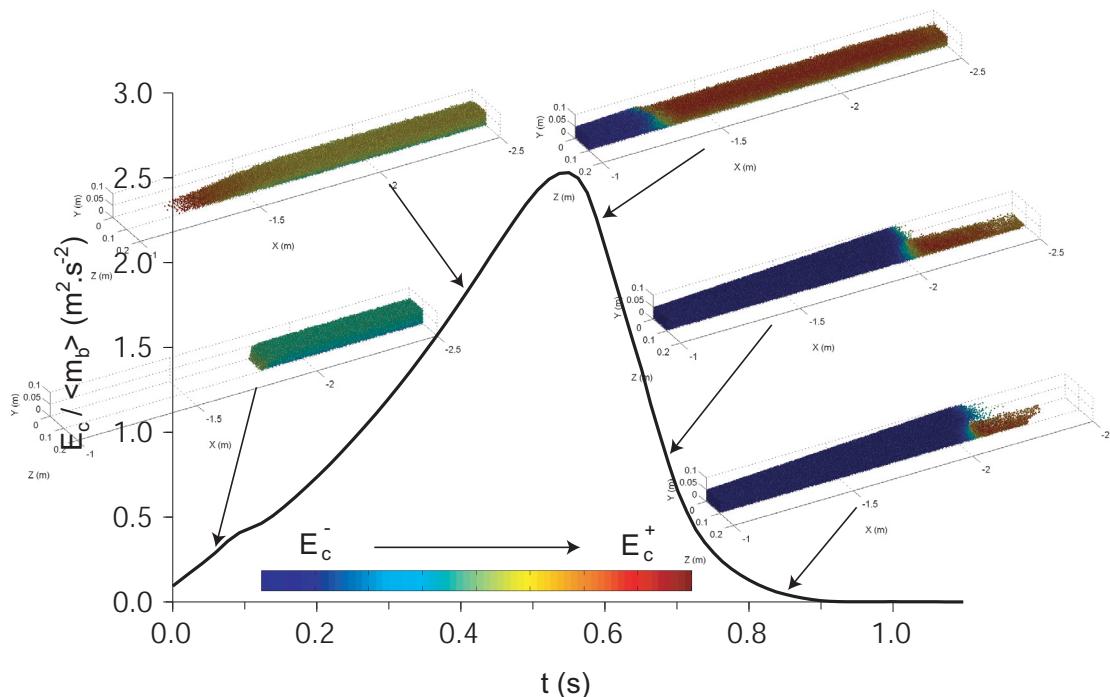


FIGURE 3.5: Génération de l'échantillon initial par dépôt gravitaire. L'énergie cinétique totale de la masse granulaire rapportée à la masse d'un grain de rayon  $R_m$  est tracée en fonction du temps. Les différents encarts exposent les étapes du dépôt pour une moitié latérale du réservoir, l'échelle des couleurs représente l'énergie cinétique.

### 3.1.4 Volumes de calcul des grandeurs caractéristiques de l'écoulement numérique

Certaines caractéristiques de l'écoulement sont moyennées ou estimées à l'intérieur de volumes ayant une position et certaines dimensions. Il peut s'agir de la compacité, de la vitesse ou encore de l'épaisseur. La figure 3.6 schématisse la définition de ces volumes. Il s'agit de parallélépipèdes rectangles définis par trois longueurs  $\Delta x_v$ ,  $\Delta y_v$  et  $\Delta z_v$  dans les trois directions de l'espace, ainsi que par la position du centre  $C_v$  de coordonnées  $(x_f, y_f, z_f)$ . Chaque calcul de moyenne ou estimation dans un de ces volumes est assorti de particularités associées à chaque caractéristique de l'écoulement. Des mentions particulières sont exposées dans les paragraphes correspondants.

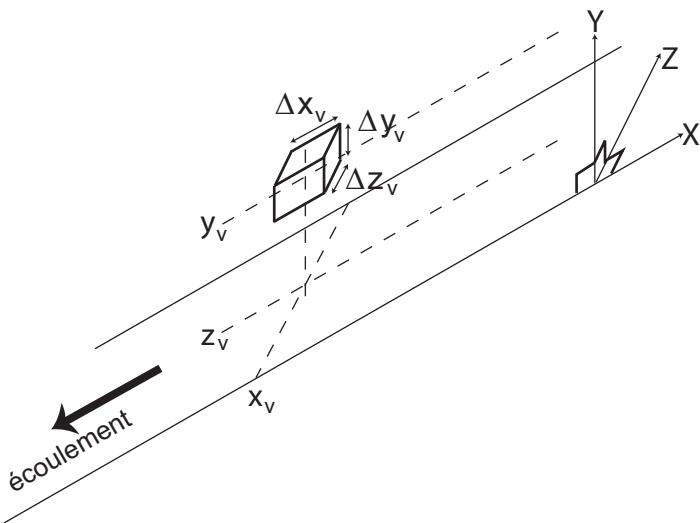


FIGURE 3.6: Définition d'un volume de calcul des grandeurs moyennées. Les coordonnées du centre du volume sont  $(x_v, y_v, z_v)$ , ses dimensions sont  $\Delta x_v$ ,  $\Delta y_v$  et  $\Delta z_v$  dans les trois directions de l'espace.

## 3.2 Validation du modèle

Le but de ce paragraphe est de valider le modèle numérique sur la base de comparaisons entre résultats numériques et expérimentaux. Sont comparées les caractéristiques de l'écoulement, les profil spatiaux de vitesse en paroi et d'épaisseur en régime stationnaire, ainsi que le profil temporel d'effort exercé sur l'obstacle.

### 3.2.1 Caractéristiques de l'écoulement

Expérimentalement, nous avons effectué les mesures de vitesse et d'épaisseur pour des distances à l'obstacle  $D_o$  comprises entre 10 et 50 cm et évoluant par pas de 10 cm. Les mêmes valeurs sont donc reprises pour la composante  $x_v$  du centre des volumes définis dans le paragraphe 3.1.4. Par ailleurs, toutes ces valeurs sont calculées ou estimées durant le régime stationnaire.

#### 3.2.1.1 Épaisseur au centre de l'écoulement

Les mesures expérimentales d'épaisseur ont été effectuées au centre du canal, nous avons donc  $z_f = 10$  cm. Les autres dimensions du volume d'estimation de l'épaisseur sont  $\Delta x_f = 4$  cm et  $\Delta z_f = 4$  cm. Les valeurs de  $y_f$  et  $\Delta y_f$  n'ont ici pas d'importance. Dans le volume défini ci-dessus et à un instant  $t$ , l'épaisseur estimée est la coordonnée  $y$  du grain dont l'altitude est la plus élevée, à la condition que celui-ci soit en contact avec au moins un autre grain. Cette condition évite la prise en compte des grains en saltation au dessus de la couche principale.

On note que le profil temporel de chaque courbe d'épaisseur est similaire au profils expérimentaux (figure 3.7b). La valeur numérique de l'épaisseur en régime stationnaire, calculée pour chacun des  $D_o$ , est comparée aux résultats expérimentaux analogues dans la figure 3.7a. Les profils spatiaux expérimental et numérique sont quantitativement similaires. La différence la plus notable, néanmoins minime, apparaît pour les distances les plus proches de l'obstacle, pour  $D_o = 10$  et 20 cm, où les valeurs numériques sont environ 5% supérieures aux valeurs expérimentales. Nous ajoutons que l'épaisseur est en partie conditionnée par le frottement intergranulaire. En effet plus ce frottement est important et plus les grains roulent les uns

sur les autres, ce qui a pour effet de tasser d'autant plus l'écoulement. Néanmoins, les résultats étant très satisfaisants, il n'est pas nécessaire de modifier la valeur de  $\varphi_{grain}$  pour les améliorer.

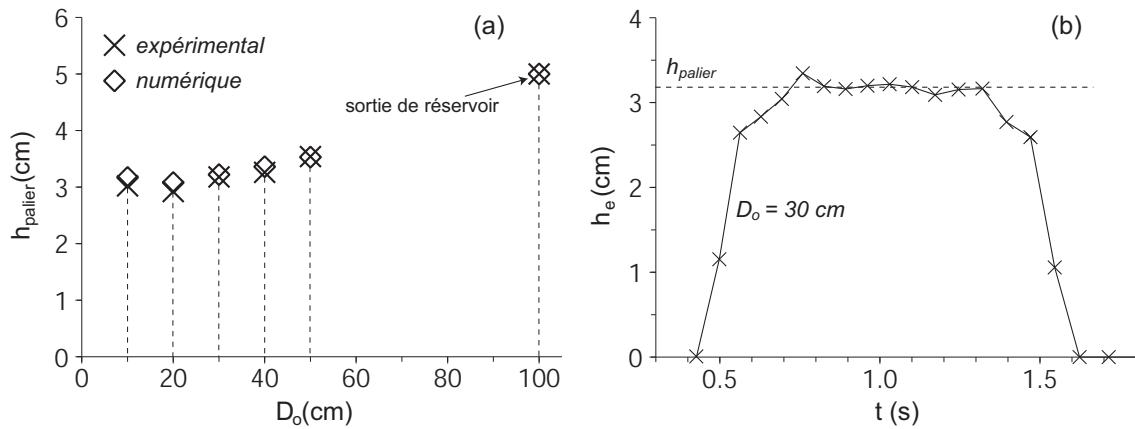


FIGURE 3.7: (a) Évolutions numérique et expérimentale de l'épaisseur au centre et au palier en fonction de  $D_o$ . (b) Profil temporel type d'épaisseur (exemple avec  $D_o = 30$  cm) permettant le calcul de  $h_{palier}$ .

### 3.2.1.2 Profils moyens de vitesse en paroi

Pour les valeurs de  $D_o$  citées en début de paragraphe et durant les régimes stationnaires, les vitesses calculées sont le résultat de la moyenne des vitesses des grains dont le centre est situé à l'intérieur du volume de calcul représentatif. Les caractéristiques de ces volumes sont les suivantes. Nous avons  $\Delta x_f = 4$  cm, ce qui représente la taille d'environ une dizaine de grains. Les vitesses expérimentales ont été mesurées en paroi, le volume représentatif est donc collé à la paroi, avec  $z_f = \Delta z_f/2$  avec  $\Delta z_f = 0.4$  cm, ce qui permet de ne prendre en compte que la première couche latérale de grains avec une petite marge supplémentaire (on rappelle le rayon moyen des grains :  $R_m = 0.2466$  cm). De plus, sur un même profil de vitesse l'axe Y est découpé en tranches de forme parallélépipédique rectangle, et d'épaisseur  $\Delta y_f = 0.1$  cm, valeur suffisamment petite pour obtenir un profil dans l'épaisseur suffisamment continu, et en même temps suffisamment grande pour que la moyenne soit calculée sur assez de grains. Dans la figure 3.8, les moyennes des vitesses calculées sur ces volumes sont tracées et comparées aux vitesses expérimentales.

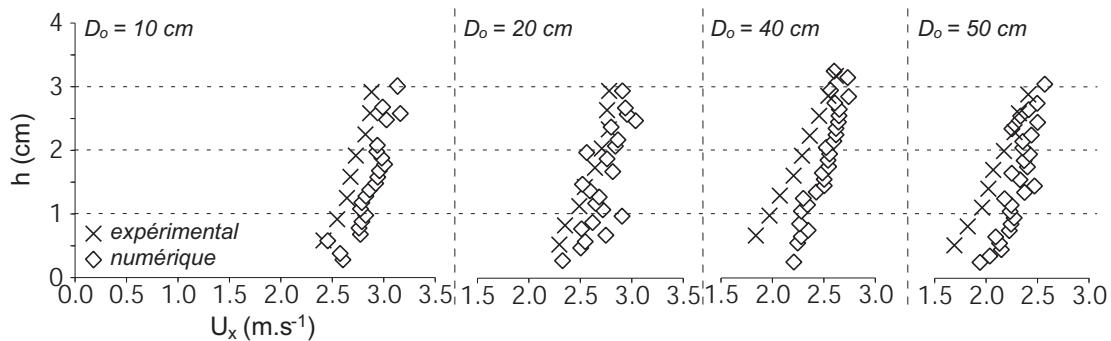


FIGURE 3.8: Évolutions numérique et expérimentale des profils de vitesses en paroi en fonction de  $D_o$ , en régimes stationnaires.

Les profils numériques sont d'autant plus en accord avec les profils expérimentaux que

la distance à l'obstacle est faible. En effet, pour les distances  $D_o = 40$  et  $50$  cm, le modèle surestime les vitesses expérimentales d'environ 15% au niveau de la base, mais reste en accord avec celles-ci en surface libre. Pour les distances  $D_o = 10$  et  $20$  cm, le modèle surestime légèrement, d'environ 5%, les vitesses expérimentales sur l'intégralité du profil. Il semble que le modèle induise des accélérations en paroi légèrement différentes en comparaison de l'expérimental. Nous pensons que ce retard de progression des vitesses numériques peut être dû au coefficient de frottement utilisé, choisi en fonction d'essais quasi-statiques. Or, le coefficient de frottement dynamique est généralement plus faible que le coefficient de frottement statique, néanmoins il est difficilement quantifiable.

En diminuant la valeur de  $\varphi_{paroi}$ , donc en augmentant les possibilités de glissement entre les grains et la paroi, nous aurions pu ajuster les vitesses pour qu'elles soient d'autant plus proches des valeurs expérimentales, mais nous estimons que ces résultats sont déjà très satisfaisants.

Par ailleurs, les résultats sont d'autant plus prédictifs que la distance à l'obstacle est faible. Ceci est intéressant pour nous puisque notre but est de calculer le coefficient de traînée, calculé notamment à partir de valeurs de vitesses relativement proches de l'obstacle.

### 3.2.2 Effort exercé sur l'obstacle

Similairement aux courbes expérimentales, les courbes brutes numériques traçant le profil temporel de l'effort normal exercé sur l'obstacle par l'écoulement sont dispersées. Cette dispersion est due en partie au rapport non négligeable entre l'énergie transmise par un grain à l'obstacle et l'énergie totale transmise par tous les grains à l'obstacle à un instant  $t$  (paragraphe 2.2.1.1). Par ailleurs, à énergie similaire (principalement de l'énergie cinétique), une raideur normale de contact plus importante mène à un effort maximal de contact également plus important (figure 3.3) : pour ces deux raisons la dispersion des données brutes numériques est plus marquée que dans le cas expérimental.

Afin de pouvoir comparer efforts expérimental et numérique, nous appliquons une moyenne glissante aux courbes temporelles brutes. La dispersion est alors caractérisée par la valeur de l'écart type  $\sigma_{mg}$ , qui dépend du temps. Numériquement, la valeur utilisée pour la raideur  $k_n^1$  provoque une dispersion plus importante que celle observée expérimentalement, le paramètre de temps  $dt_s$  de la moyenne glissante est donc pris plus élevé, et fixé à  $dt_s = 1/10$  s. La valeur de  $\sigma_{mg}$  est alors de 25% sur l'intégralité du profil.

La figure 3.9 met en parallèle les profils d'efforts normaux moyennés numérique et expérimental, en fonction du temps. Les deux profils sont relativement proches. Qualitativement, ils sont similaires dans la phase stationnaire du palier d'effort comme dans les phases transitoires. Quantitativement, la moyenne du régime stationnaire numérique est inférieure de 3% au régime stationnaire expérimental, la comparaison donne de bons résultats.

### 3.2.3 Apport de la validation du modèle

Les comparaisons entre valeurs expérimentale et numérique en régime stationnaire des profils spatiaux de vitesse en paroi, des épaisseurs et du profil temporel d'effort exercé sur l'obstacle donnent des résultats favorables. Les valeurs des paramètres locaux utilisées dans les simulations permettent la validation du modèle numérique. Nous allons donc utiliser le modèle pour avoir accès à des données inaccessibles lors des expériences de laboratoire menées au chapitre 2. Ces nouvelles informations vont notamment nous permettre de prédire numériquement le coefficient de traînée  $C_d$  tel que défini dans l'équation 2.3. Pour le calculer, nous aurons besoin des valeurs des paramètres suivants, calculées dans le prochain paragraphe :

- nous avons tout d'abord besoin d'évaluer la longueur d'influence  $D_c$  de l'obstacle sur l'écoulement,

- il nous faut ensuite calculer la valeur des paramètres de l'écoulement intervenant dans le calcul de  $C_d$  à la distance  $D_c$  de l'obstacle. Ces paramètres sont la vitesse au centre du canal, la masse volumique au centre et l'épaisseur au centre.

L'autre paramètre intervenant dans le calcul de  $C_d$ , l'effort exercé sur l'obstacle en régime stationnaire, a déjà été calculé.

### 3.3 Caractérisation numérique de la zone d'influence

Nous sommes en présence d'écoulements accélérés dans une majeure partie du canal, et décélérés dès lors que l'on pénètre en zone d'influence. Les caractéristiques de l'écoulement intervenant dans le calcul du coefficient de traînée doivent donc être estimées entre la zone d'accélération et de décélération, au niveau de la frontière amont de la zone d'influence, dont il faut par conséquent estimer la longueur  $D_c$ . Ceci est effectué durant le régime stationnaire.

#### 3.3.1 Estimation de la longueur d'influence $D_c$

L'estimation de la taille de la zone d'influence n'est pas une chose aisée. En effet, il faut considérer le problème en 4 dimensions, soient les trois directions de l'espace ajouté du paramètre temporel. De plus, l'influence de l'obstacle peut se manifester différemment selon la grandeur physique considérée. Nous avons choisi de quantifier la taille de la zone d'influence en fonction des modifications qu'elle apporte à la vitesse basale au centre du canal. Dans ce paragraphe, certaines propriétés communes des volumes de calcul (paragraphe 3.1.4) sont les suivantes :  $\Delta x_f = 4 \text{ cm}$ ,  $\Delta z_f = 4 \text{ cm}$ ,  $z_f = 10 \text{ cm}$  (centre du canal).

##### 3.3.1.1 Vitesses moyennes basales au centre

Une première estimation de  $D_c$  est réalisée en s'intéressant à l'évolution des vitesses basales en fonction du temps, pour diverses valeurs de  $D_o$  comprises entre 2 et 50 cm, avec des pas de 2 cm (figure 3.10). Nous avons  $\Delta y_f = 1 \text{ cm}$  et  $y_f = \Delta y_f/2$ , la paroi inférieure du volume de calcul en résultant est donc confondu avec la base du canal (figure 3.10b). La quantification de  $D_c$  à l'aide de l'évolution de la vitesse basale part de l'hypothèse que

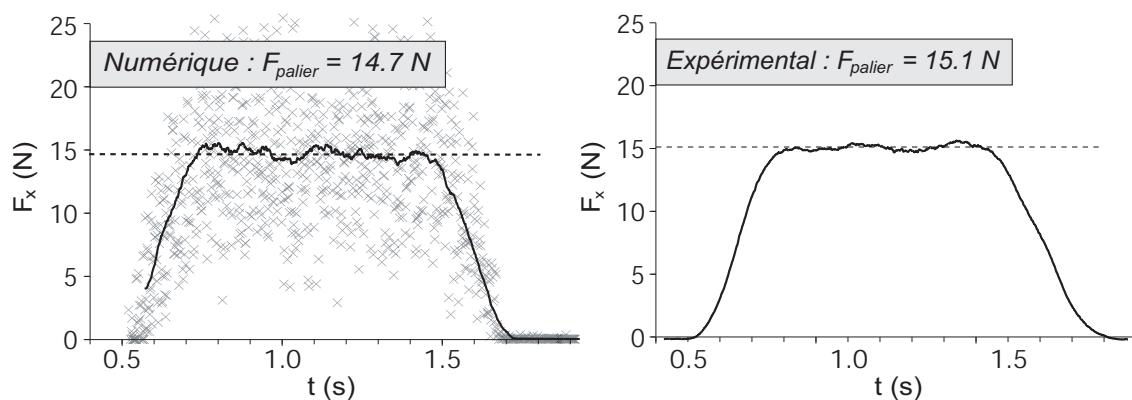


FIGURE 3.9: Comparaison entre les profils temporels d'efforts normaux expérimental et numérique (ajout des données brutes :  $\sigma_{mg}$  représente environ 25% de l'effort). La moyenne du palier d'effort est également représentée. L'absence d'une partie de la courbe numérique d'effort, en bas à gauche, est une conséquence de l'utilisation de la moyenne glissante (paramètre  $dt_s = 1/10 \text{ s}$ ).

l'influence de l'obstacle est ressentie à plus grande distance à la base de l'écoulement, les grains pouvant s'échapper sur le côté lorsque leur altitude se trouve être un peu plus élevée.

La vitesse basale a tendance à augmenter régulièrement lorsque  $D_o$  décroît entre les valeurs 50 et autour de 18 cm, et cela quel que soit l'instant de calcul de la vitesse. Ce fait semble logique dans la mesure où cette partie de l'écoulement ne rencontre pas de forces opposées à son déplacement. Lorsque  $D_o$  décroît entre les valeurs 16 cm et le voisinage immédiat de l'obstacle, la vitesse stagne tout d'abord (entre  $D_o = 16$  et 12 cm) puis décroît nettement en dessous de 10 cm. Cette forte baisse de vitesse au cours du temps indique que les grains sont piégés à l'arrière de l'obstacle. Il s'opère en même temps un léger décalage temporel des courbes dans le temps, ce qui traduit la progression non instantanée de la zone d'influence.

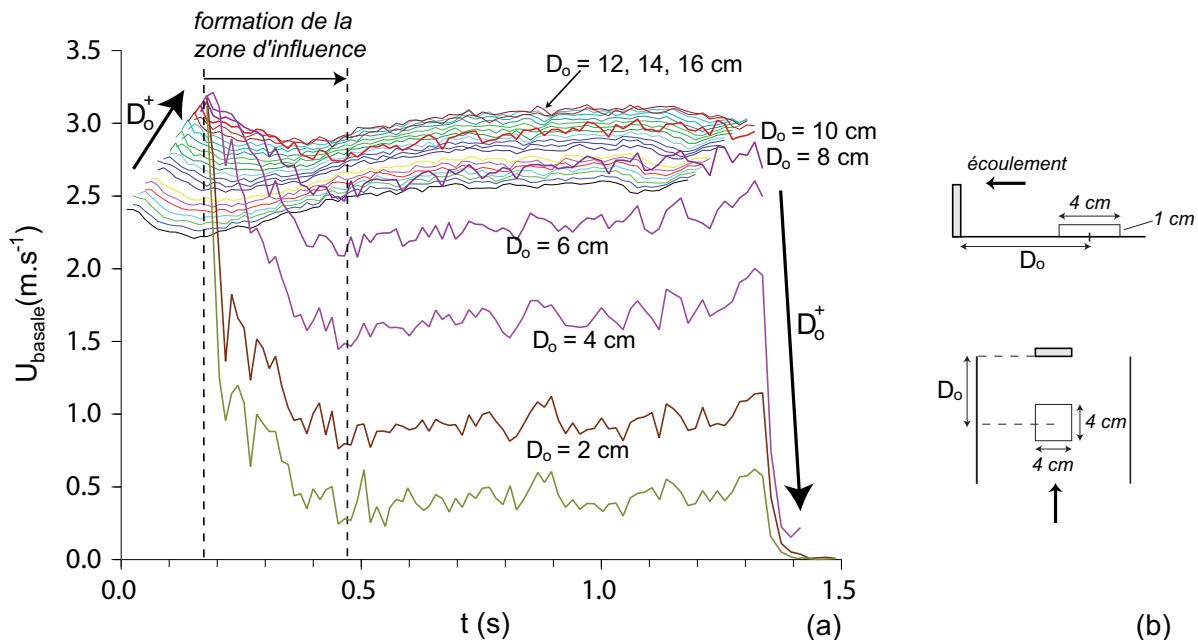


FIGURE 3.10: (a) Courbes temporelles des vitesses basales, pour  $D_o$  compris entre 2 et 50 cm par pas de 2 cm. Les flèches indiquent l'évolution des courbes en fonction de la variation de  $D_o$  ( $D_o^+$  ou  $D_o^-$  selon que  $D_o$  croît ou décroît). En gras les profils pour lesquels l'influence de l'obstacle est nette : forte baisse au cours du temps. (b) Schéma de situation des volumes de calcul.

L'influence de l'obstacle sur l'écoulement est donc importante pour  $D_o < 10$  cm et plus diffuse pour  $12 \text{ cm} < D_o < 16 \text{ cm}$ . C'est dans cette dernière zone d'influence limitée que nous choisissons la valeur de la longueur d'influence, car l'évolution des vitesses y est faible. La longueur d'influence choisie est  $D_c = 15$  cm, ce qui représente un peu moins de 4 fois la largeur de l'obstacle.

Des pics initiaux sont observés pour chacune des courbes. Ces pics ont une durée similaire à celle de la phase transitoire du profil d'épaisseur (figure 3.7) et ont deux origines : la première vient de l'augmentation progressive de l'épaisseur de matériau jusqu'à l'épaisseur du régime stationnaire, ce qui a pour effet de ralentir les grains proches du socle. La deuxième origine est celle de l'influence de l'obstacle, qui ne se manifeste pas immédiatement et qui n'atteint pas tous les profils. Les pics correspondants sont alors suivis d'une diminution importante de la vitesse, ce qui traduit la création progressive de la zone d'influence.

### 3.3.1.2 Évolution de l'épaisseur au voisinage de l'obstacle

Nous avons voulu confirmer cette valeur  $D_c = 15$  cm sur les bases de l'évolution de l'épaisseur de l'écoulement au centre. Nous avons déjà constaté que l'épaisseur est plus importante à la distance  $D_o = 10$  cm par rapport à  $D_o = 20$  cm, alors que cette épaisseur décroît entre la porte d'ouverture et  $D_o = 20$  cm (figure 3.7). Cette augmentation de l'épaisseur traduit la présence de la zone d'influence. La figure 3.11 représente l'évolution de l'épaisseur au centre pour  $D_o$  compris entre 0 et 20 cm. Il apparaît deux zones : une traduisant une influence marquée de l'obstacle, pour  $D_o$  compris entre 0 et 10 cm, une seconde traduisant une influence plus diffuse de celui-ci, pour  $D_o > 10$  cm. La longueur d'influence est alors difficile à déterminer avec précision. Néanmoins, ce choix, si tant est qu'il est fait à l'intérieur de la zone d'influence diffuse, n'aura pas de conséquence sur l'épaisseur à considérer dans le calcul du coefficient de traînée, puisque celle-ci est quasiment constante. Nous choisissons de conserver la valeur de 15 cm pour la longueur d'influence.

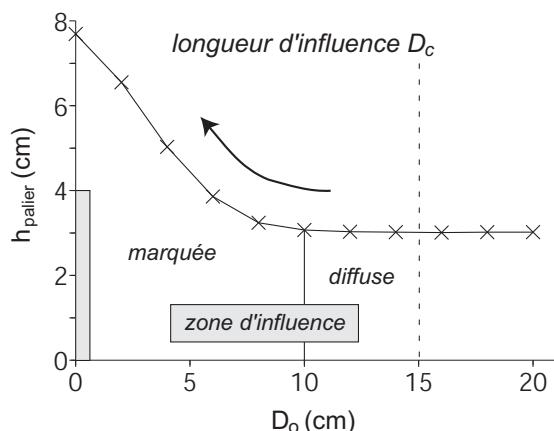


FIGURE 3.11: Évolution de l'épaisseur en régime stationnaire au voisinage de la zone d'influence, pouvant être marquée ou diffuse.

### 3.3.2 Caractérisation plus large de la zone d'influence

Dans ce paragraphe, l'influence de l'obstacle est analysé à travers la modification des grandeurs telles que les profils de vitesse, les profils de compacité, et le nombre de coordination ou nombre de contact par grain.

#### 3.3.2.1 Profils moyens de vitesse $U_x(h)$

La représentation des profils de vitesse au centre (figure 3.12) au voisinage de l'obstacle confirme la valeur précédemment estimée de la longueur d'influence  $D_c$ . Lorsque  $12 \text{ cm} < D_o < 16 \text{ cm}$ , les profils de vitesse sont quasiment confondus, tandis que pour  $D_o < 10 \text{ cm}$  nous observons un décalage du profil vers des vitesses plus basses. À l'approche de l'obstacle les profils sont de plus en plus étendus au niveau de l'altitude, traduisant une augmentation de l'épaisseur de la couche granulaire.

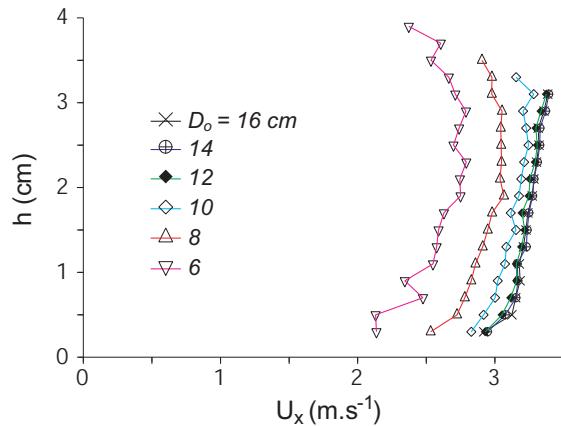


FIGURE 3.12: Profils de vitesse au voisinage de l'obstacle. En légende les valeurs de  $D_o$  associées à chaque courbe ( $\Delta x_f = \Delta z_f = 4 \text{ cm}$ ,  $\Delta y_f = 0.1 \text{ cm}$ ,  $z_f = 10 \text{ cm}$ ).

### 3.3.2.2 Projections des vitesses sur les plans ( $X, Y$ ) et ( $X, Z$ )

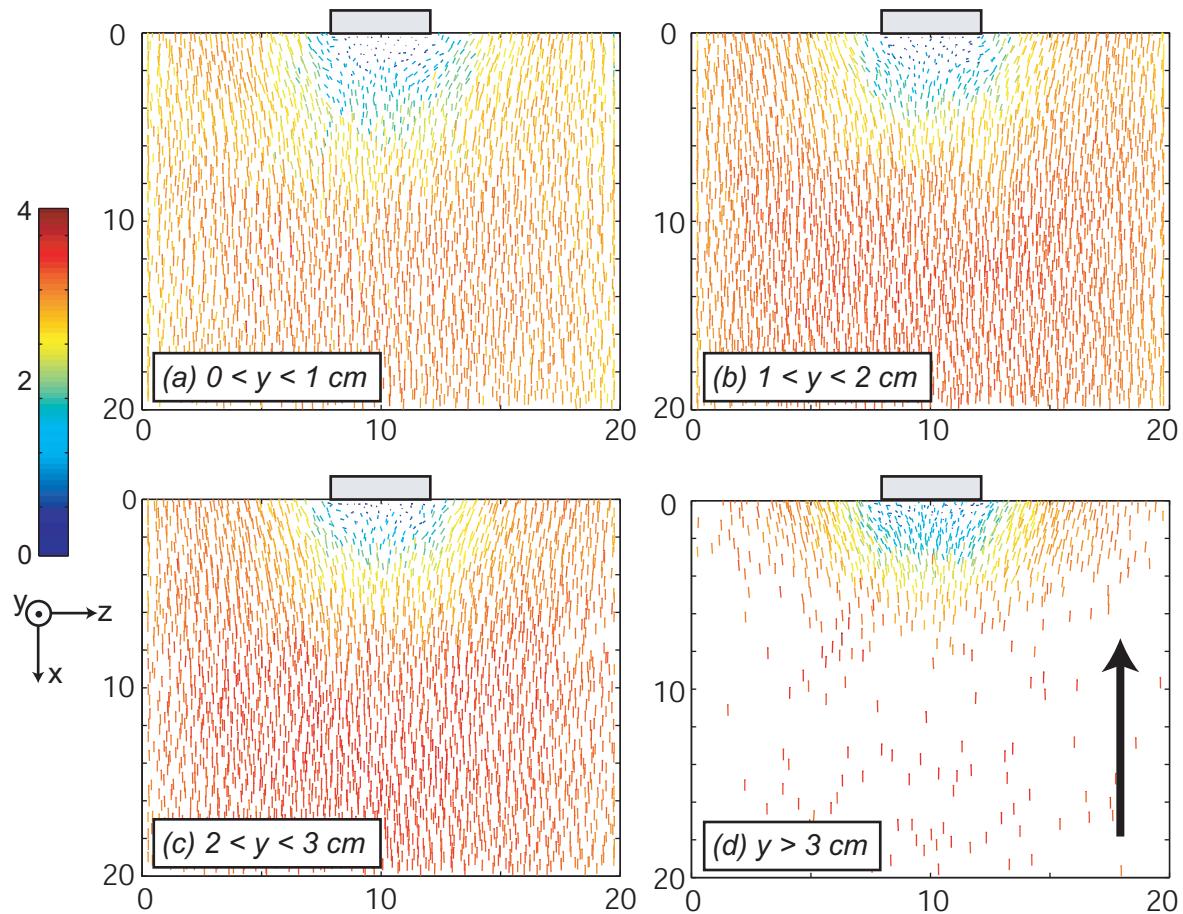


FIGURE 3.13: Déviation du vecteur vitesse en zone d'influence : composantes selon les axes  $X$  et  $Z$  pour des couches d'épaisseur 1 cm allant de l'altitude 0 à 4 cm (représentation en vue de dessus). (a) Couche basale, (b) et (c) couches intermédiaires, (d) couche supérieure. L'obstacle est représenté sur chaque image. Correspondance des couleurs en  $\text{m.s}^{-1}$ , sur la barre en bas à droite.

Jusqu'à présent, nous avons toujours considéré la vitesse de l'écoulement selon la direction longitudinale du canal. Nous abordons ici les deux autres composantes  $U_y$  et  $U_z$  respectivement selon les axes Y et Z. Lorsque l'influence de l'obstacle n'existe pas, pour  $D_o > D_c$ ,  $U_y$  et  $U_z$  sont faibles devant  $U_x$ . Néanmoins, dans la zone d'influence, l'écoulement est dévié dans des directions non contraintes par le canal. C'est ce que résument les figures 3.13 et 3.14. Dans la première, nous présentons à un instant  $t$  du régime stationnaire la projection des vecteurs vitesses instantanés sur le plan (X,Z), pour différentes tranches de l'écoulement d'épaisseur 1 cm selon l'axe Y. Dans la deuxième, les vecteurs vitesses instantanés sont représentés dans le plan (X,Y). Nous retrouvons le fait que les vitesses basales sont inférieures aux vitesses en surface libre. Il apparaît également sur ces graphiques la frontière entre zone d'influence et la zone d'écoulement libre, mais d'une façon plus floue par rapport aux investigations précédentes. Le dernier constat est que les grains semblent plus déviés qu'arrêtés, les vitesses inférieures au mètre par seconde étant largement sous représentées par rapport aux autres gammes de vitesses supérieures.

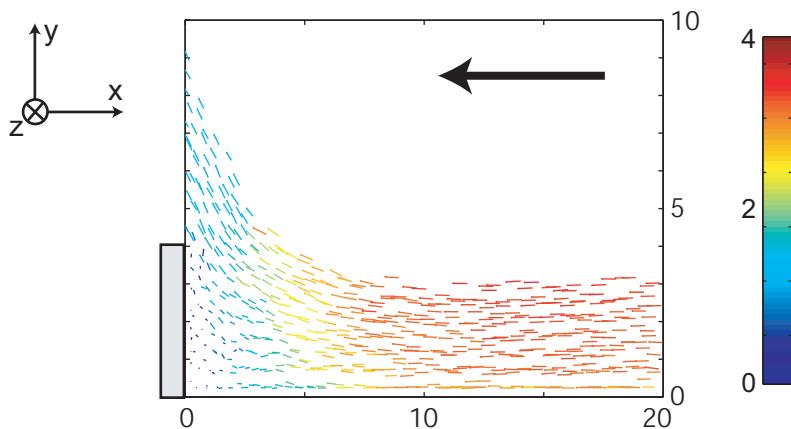


FIGURE 3.14: Déviation du vecteur vitesse en zone d'influence : composantes selon les axes X et Y pour une couche de profondeur 4 cm allant de 8 cm à 12 cm. L'obstacle est représenté. Correspondance des couleurs en  $m.s^{-1}$  sur la barre à droite.

### 3.3.2.3 Profils moyens de compacité au centre

#### Principe de calcul de la compacité

Ce qui est expliqué ci-dessous est schématisé dans la figure 3.15. Les compacités moyennes locales à un instant défini sont calculées par moyennage dans un volume représentatif. Si dans les calculs de vitesse moyenne seuls les centres des grains étaient considérés, dans le cas de la compacité, l'intégralité du volume du grain l'est. Une fois défini le volume représentatif, la composante  $\Delta y_v$  est discrétisée avec des incrément réguliers de  $dy_v$ . La compacité à une certaine altitude  $i \cdot dy_v$  ( $i \in \mathbb{N}$ ) est alors le résultat du rapport entre surface occupée par les tranches de grains à l'altitude  $i \cdot dy_v$  et surface totale, égale au produit entre  $\Delta x_f$  et  $\Delta z_f$ . Afin d'avoir un résultat précis pour les profils de compacité moyenne locale, il est nécessaire que la taille d'un grain soit grande devant  $dy_f$ . Nous choisissons  $dy_f$  égal à 1/15<sup>ème</sup> du rayon moyen  $R_m$ , chaque grain est donc coupé par environ une trentaine de plans, ce qui nous permet d'avoir un profil suffisamment continu.

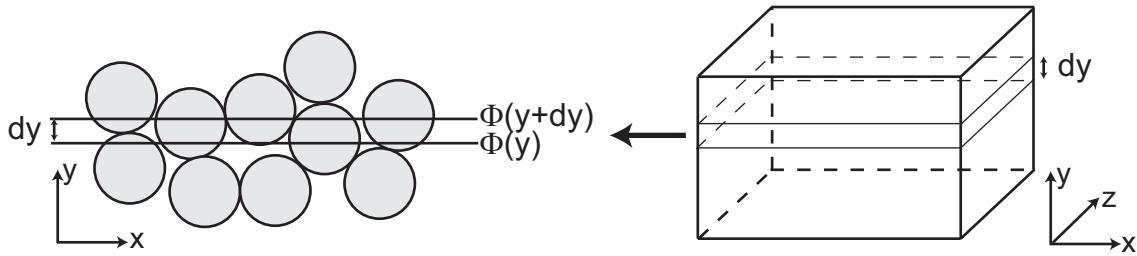


FIGURE 3.15: principe du calcul des profils moyens de compacité. Le volume de calcul de la moyenne est discrétisé selon l'axe Y avec des incrémentés de valeur  $dy_v$ . Pour chaque altitude  $i \cdot dy_v$  ( $i$  un entier), la compacité  $\Phi$  est calculée par la formule  $\Phi(i \cdot dy_v) = S_s/S_t$ , avec  $S_s$  la surface occupée par les grains et  $S_t$  la surface totale égale à  $\Delta x_f \times \Delta z_f$ .

### Profils de compacité $\Phi(y)$

La figure 3.16 représente l'évolution de la compacité  $\Phi$  en fonction de l'altitude dans l'épaisseur  $h$ , pour plusieurs valeurs de  $D_o$  voisines de  $D_c$ , en régime stationnaire. Des ondulations de période régulière, égale au diamètre d'un grain, dont l'amplitude s'estompe avec l'augmentation de l'altitude, caractérisent chaque courbe. Ces ondulations sont dues à un arrangement d'autant plus régulier des grains qu'ils sont proches de la base.

La présence de la zone d'influence est caractérisée par deux aspects. Le premier concerne l'évolution de la compacité au niveau de la base : elle augmente avec la proximité de l'obstacle. Le deuxième aspect concerne l'augmentation de l'épaisseur avec la proximité de l'obstacle. Néanmoins, l'influence sur la compacité est moins marquée que celle observée sur l'épaisseur et la vitesse.

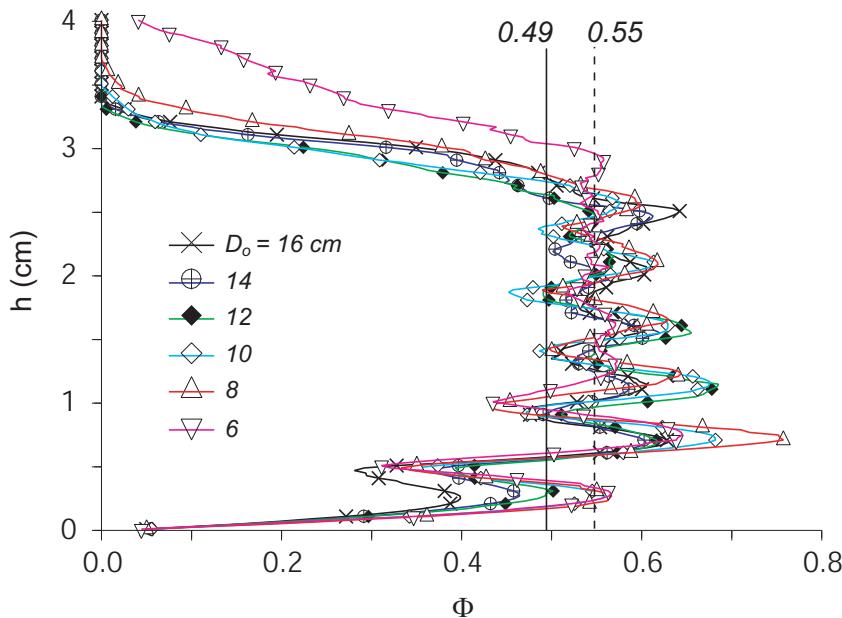


FIGURE 3.16: Compacité  $\Phi$  en fonction de l'altitude  $h$ , pour  $6 \text{ cm} < D_o < 16 \text{ cm}$  par pas de  $2 \text{ cm}$ . En légende les valeurs de  $D_o$ . Moyennes de  $\Phi$  dans toute l'épaisseur de matériau (—), dans la partie non influencée par le socle (- -).

### 3.3.2.4 Nombre moyen de contacts par grain

Le nombre de contacts par grain ou nombre de coordination  $n_c$  dans un volume donné est défini comme suit. Les contacts impliquant une paire de grains sont associés au coefficient 2, tandis que les contacts impliquant un grain et une paroi sont associés au coefficient 1. La somme de tous ces coefficients divisée par le nombre de grains donne le résultat du nombre de coordination. La figure 3.17a représente l'évolution de  $n_c$  en fonction de la distance à l'obstacle  $D_o$ , pour l'intégralité de la couche granulaire et pour des tranches de 1 cm d'épaisseur découpées dans cette couche.

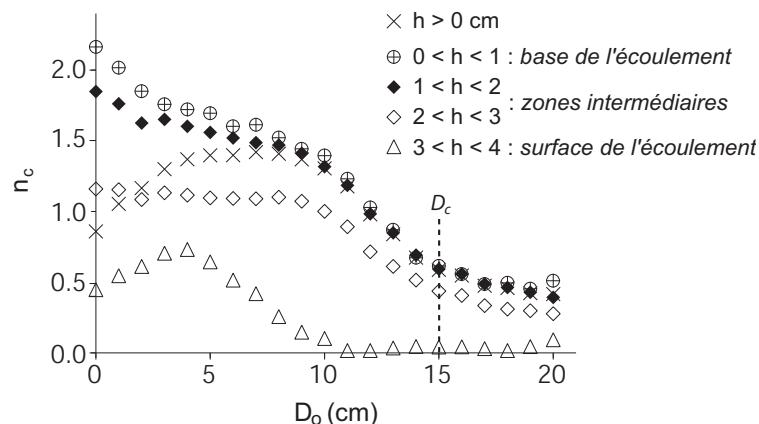


FIGURE 3.17: Évolution de la coordination en fonction de  $D_o$  voisin de  $D_c$ , calculée pour différentes couches d'épaisseur 1 cm.

Quelle que soit la couche de matériau considérée, la coordination augmente nettement autour de la distance critique  $D_c$ . Dans les couches inférieures, la coordination continue à augmenter à l'approche de l'obstacle, tandis que dans les couches supérieures, lorsque  $D_o < D_c/2$ , elle diminue lorsque  $D_o$  diminue. Ceci traduit le fait que, dans les couches inférieures, les grains sont piégés entre l'obstacle et l'écoulement en amont, ce qui génère plus de contacts que dans les couches supérieures dans lesquelles les grains sont déviés vers des altitudes plus importantes. Dans la zone d'influence, les contacts dont l'altitude est inférieure à l'épaisseur de l'écoulement sont donc d'autant plus nombreux que leur position est voisine de l'obstacle.

La figure 3.18a reproduit deux profils de coordination en fonction de l'altitude, l'un en zone d'influence ( $\Delta x_f = 10$  cm et  $x_f = 5$  cm), l'autre à cheval entre zone d'influence et zone hors influence ( $\Delta x_f = 10$  cm et  $x_f = 15$  cm). Nous retrouvons dans les deux cas une quantité de contacts moindre au niveau de la base, ceci étant en partie dû à la proximité du socle du canal. Lorsque l'altitude augmente, les contacts sont de plus en plus fréquents, jusqu'à atteindre un pic aux alentours de l'altitude 1.5 cm. Enfin, en surface libre le nombre de contacts s'amenuise. Un parallèle est fait avec les profils de compacité moyennés dans les mêmes zones. Le résultat est exposé dans la figure 3.18b dans laquelle on retrouve les trois zones citées ci-dessus. En effet, pour les altitudes les plus basses nous observons une zone à compacité  $\Phi = 0.45$ , puis pour les altitudes intermédiaires la couche granulaire est plus compacte, la compacité est d'environ  $\Phi = 0.55$  en moyenne. La troisième zone est celle de la surface libre, ce qui va de pair avec une diminution de la compacité jusqu'à la valeur nulle.

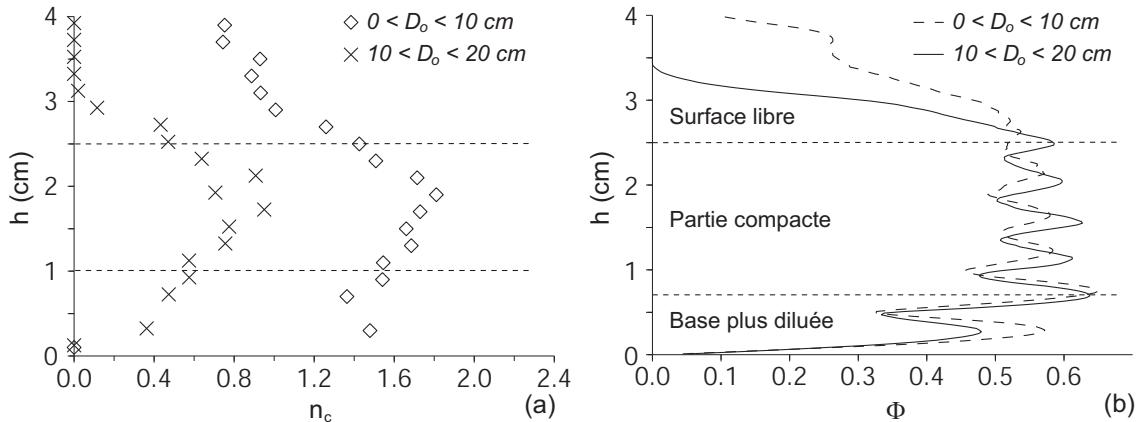


FIGURE 3.18: (a) Coordination et (b) compacité en fonction de l'altitude, au voisinage de l'obstacle. Mise en évidence de trois zones distinctes dans l'épaisseur de matériau.

### 3.4 Calcul du coefficient de traînée

À présent que nous avons expérimentalement vérifié la validité du modèle numérique, et que nous avons numériquement estimé la taille  $D_c$  de la zone d'influence, nous pouvons calculer le coefficient de traînée associé à notre configuration. Cela est effectué à partir des valeurs du maître couple, de la vitesse moyenne  $\langle U_c \rangle$  et de la compacité moyenne  $\langle \Phi_c \rangle$  à la distance  $D_c = 15 \text{ cm}$  de l'obstacle. Toutes ces valeurs sont calculées au centre du canal.

La figure 3.19 présente les profils de vitesse et de compacité au centre à la distance  $D_c$  de l'obstacle, c'est à dire en frontière amont de la zone d'influence. Ces profils sont moyennés dans l'épaisseur de matériau au palier qui est  $h_c = 3.05 \text{ cm}$ , les moyennes calculées étant  $\langle U_c \rangle = 3.2 \text{ m.s}^{-1}$  pour la vitesse et  $\langle \Phi_c \rangle = 0.5$  pour la compacité. On rappelle la valeur de l'effort numérique au palier qui est  $F_{\text{palier}} = 14.67 \text{ N}$ . En reprenant les définitions 2.2 du nombre de Froude et 2.3 du coefficient de traînée (paragraphe 2.5), le résultat de ces deux paramètres adimensionnels est consigné dans le tableau 3.5.

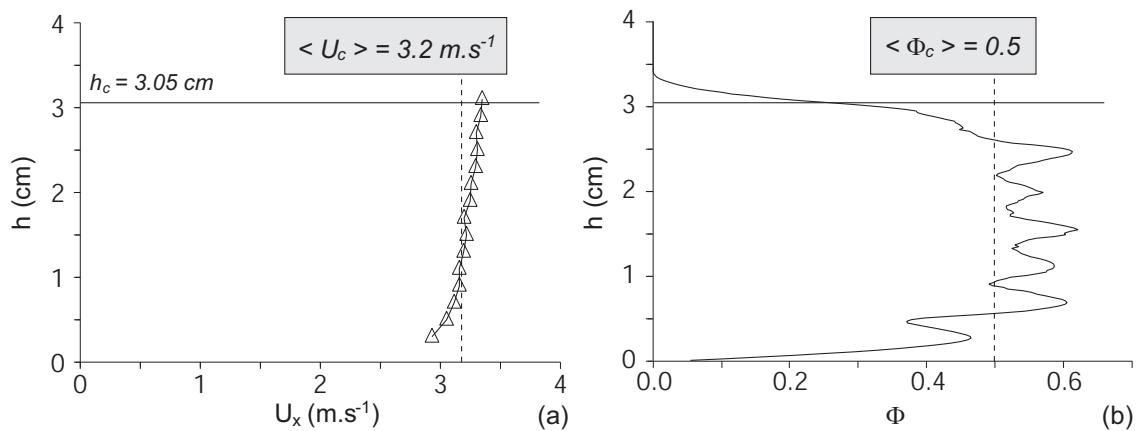


FIGURE 3.19: Profils de vitesse (a) et de compacité (b) en frontière amont de la zone d'influence, au centre, en régime stationnaire. Les moyennes de chaque courbe sont ajoutées.

L'utilisation des caractéristiques mesurées en paroi mène à une sous-estimation du nombre de Froude d'environ 15%, et une sur-estimation du coefficient de traînée de plus de 30%. Ces divergences sont relatives à notre configuration, car elles dépendent de la géométrie et de la

taille des grains (du rapport entre largeur du canal et rayon moyen), mais aussi de la loi de comportement (billes de verre ou grains de neige par exemple).

Position	$Fr$	$C_d$
Centrale (num)	<b>5.850</b>	<b>1.879</b>
En paroi (num et exp)	4.997	2.686

TABLE 3.5: Valeurs de  $Fr$  et de  $C_d$ , issues du modèle numérique et calculées à partir des caractéristiques internes de l’écoulement. Rappel des valeurs analogues calculées en paroi (paragraphe 2.5) pour les billes du type B.

## 3.5 Conclusion

Le dispositif expérimental détaillé au cours du chapitre 2 a été reproduit numériquement par la méthode de dynamique moléculaire<sup>1</sup>, la taille des billes de 5 mm a également été conservée. Les lois de contact choisies prennent en compte un caractère dissipatif par l’utilisation du modèle de Walton [Walton and Braun, 1986] pour la composante normale, ainsi qu’un caractère frictionnel avec l’utilisation d’un critère de glissement du type Mohr-Coulomb pour la composante tangentielle. Le modèle a été validé par comparaison des résultats numériques et expérimentaux sur :

- l’évolution des profils de vitesse et de l’épaisseur en fonction de la distance à l’obstacle, durant le régime stationnaire,
- le profil temporel de l’effort exercé par l’écoulement sur l’obstacle.

Le modèle numérique donne alors accès aux données internes de l’écoulement. Nous avons pu observer la création d’une zone d’influence, créée par l’interaction entre écoulement granulaire et obstacle. Sa longueur a pu être estimée à environ quatre fois la dimension caractéristique de l’obstacle, se servant des modifications spatiales de la vitesse à l’approche de celui-ci. Les valeurs des vitesses et densités internes ont été estimées en frontière amont de la zone d’influence. Le calcul du coefficient de trainée et du nombre de Froude mène alors à des valeurs respectivement inférieure de 15% et supérieure de 30% à leurs analogues déterminés expérimentalement, au cours du chapitre 2.

Les résultats détaillés ci-dessus reflètent la réalité d’une unique configuration géométrique. Il serait intéressant de modifier le modèle intégral de canal, pour que celui-ci permette la mise en place d’études paramétriques sur des grandeurs ayant une influence sur le coefficient de trainée. Ces paramètres peuvent être, parmi d’autres, le régime d’écoulement, représenté par le nombre de Froude, ou encore la géométrie de l’obstacle. Dans ce but, le chapitre suivant est consacré à la mise en place d’une adaptation originale, flexible et non coûteuse en temps de calcul du modèle intégral.

---

1. Les chapitres 2 et 3 ont fait l’objet d’une publication dans *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiments* [Favier et al., 2009].



# CHAPITRE 4

## Mise en place du Canon Granulaire

Le modèle numérique (chapitre 3) reproduisant l'intégralité du dispositif expérimental (chapitre 2) a été validé sur la base de comparaisons avec l'expérience. Les comparaisons ont porté sur les caractéristiques de l'écoulement (profils de vitesse en paroi, épaisseur au centre), mais aussi sur le profil temporel d'effort normal exercé sur l'obstacle. À partir du modèle validé, la taille de la zone d'influence, créée par l'interaction entre écoulement et obstacle, a été estimée. Enfin, le coefficient de traînée a été calculé avec les valeurs des caractéristiques internes de l'écoulement, calculées à la longueur d'influence  $D_c$ .

La valeur du coefficient de traînée ainsi déterminée est valable dans une configuration précise d'écoulement. Néanmoins, l'étude des divers paramètres ayant une influence sur le coefficient de traînée implique la maîtrise des caractéristiques de l'écoulement en dehors de la zone d'influence. Pour cela, un nouvel outil est défini, validé et utilisé de manière prédictive dans ce chapitre. Cet outil numérique, dénommé "canon granulaire", permet la réalisation d'études paramétriques contrôlées, assorties de temps de calcul réduits par rapport au cas du modèle intégral.

La première partie de ce chapitre propose la description du canon granulaire et de sa mise au point. Ensuite, ce nouvel outil est validé par comparaison avec les résultats numériques du chapitre 3, obtenus avec le modèle intégral. Le canon granulaire est alors afin de quantifier l'influence de divers paramètres (densité du matériau, rayon moyen des grains, régime d'écoulement, taille et forme de l'obstacle) sur la pression exercée sur l'obstacle, et sur le coefficient de traînée.

### 4.1 Présentation du canon granulaire

#### 4.1.1 Intérêt de l'outil

Au cours du chapitre 3, nous avons pu mettre en relation le coefficient de traînée et le nombre de Froude, tous deux calculés en fonction des caractéristiques internes de l'écoulement, dans une configuration géométrique particulière. Toutefois, le modèle intégral de canal ayant permis ce calcul est lourd et peu modifiable : chaque calcul prend au minimum 3 jours, ce qui limite le volume d'études, et il ne permet pas certaines études paramétriques à partir de paramètres ayant une influence cruciale, comme le nombre de Froude, sur le coefficient de traînée.

Le canon granulaire, dont la description est faite ci-dessous, est un outil numérique basé

sur le modèle intégral, et qui ne considère que la zone d'interaction entre obstacle et écoulement. Une grande partie de l'écoulement sur lequel l'obstacle n'exerce pas d'influence n'est pas prise en compte, ce qui raccourcit la durée de chaque simulation de 3 jours à 6 heures en moyenne. De plus, les caractéristiques internes de l'écoulement telles que l'épaisseur, la vitesse ou la densité sont aisément modifiables, car intégrées en tant que données d'entrée dans le canon, et leur influence sur le coefficient de traînée peut être quantifiée.

#### 4.1.2 Description de la méthode

Les étapes de l'utilisation du canon granulaire sont les suivantes (figure 4.1) :

- une assemblée de  $n$  grains est créée par dépôt gravitaire dans un moule parallélépipédique rectangle. À l'issue de la génération, un échantillon de compacité  $\Phi_i$  et d'épaisseur  $h_i$  est obtenu.
- L'échantillon est ôté des grains voisins des parois utilisées seulement pour le dépôt, afin de s'affranchir des effets des bords non présents dans le canal. Il est ensuite translaté dans le canal pour que les premiers grains soient à la distance  $D_{tir}$  de l'obstacle. Cette distance  $D_{tir}$  est égale à la distance critique  $D_c$  correspondant à la longueur d'influence (chapitre 3).
- Au premier pas de temps d'une simulation, on attribue à chaque grain le même vecteur vitesse initial  $\vec{V}_i$  de direction selon l'axe X, de sens négatif, de norme  $V_i$ . À un instant  $t$  donné au cours d'une simulation, les grains, dont le centre est à une distance du plan de l'obstacle supérieure à  $D_{tir}$ , ont un mouvement de translation uniforme, leur vecteur vitesse étant  $\vec{V}_i$ . Les autres grains, donc situés à une distance du plan de l'obstacle inférieure à  $D_{tir}$ , sont soumis à la gravité et aux efforts de contact.

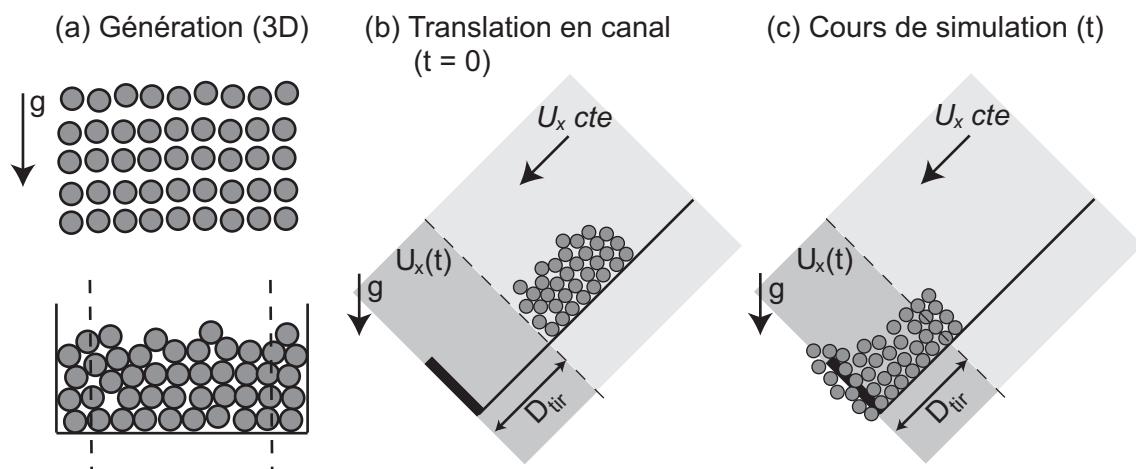


FIGURE 4.1: Schéma de fonctionnement du canon granulaire. (a) L'échantillon est généré par dépôt gravitaire dans un moule, ôté des grains proches des parois, (b) puis translaté en zone de départ pour enfin être lancé en direction de l'obstacle. (c) Durant l'écoulement, les grains en zone grise claire (zone non gravitaire) sont en mouvement de translation uniforme, les autres (zone gravitaire) sont soumis aux efforts de contact et à la gravité.

## 4.2 Validation du canon

### 4.2.1 Rappel des résultats numériques du modèle intégral (chapitre 3)

Au cours du chapitre 3, nous avons obtenu, à partir du modèle intégral validé, les informations sur l'écoulement et sur l'effort appliqué sur un obstacle dont la surface est normale à la direction principale de l'écoulement, ce qui nous a permis de calculer le coefficient de traînée. plus précisément, nous avons obtenu :

- la distance critique à l'obstacle  $D_c$ , correspondant à la frontière amont de la zone d'influence créée par l'interaction entre obstacle et écoulement,
- le profil temporel de l'épaisseur à la position  $D_c$ , à partir duquel l'épaisseur  $h_c$  au palier est déduite,
- le profil de vitesse interne au cours de la phase stationnaire à la position  $D_c$ , à partir duquel la vitesse moyenne  $\langle U_c \rangle$  est calculée,
- le profil de compacité interne au cours de la phase stationnaire à  $D_c$ , à partir duquel la compacité moyenne  $\langle \Phi_c \rangle$  est calculée,
- le profil temporel  $F_x(t)$  de l'effort normal appliqué sur l'obstacle, à partir duquel l'effort moyen  $F_{palier}$  est également calculé.

Les valeurs correspondantes sont rassemblées dans le tableau 4.1.

<i>Écoulement</i>				<i>Sollicitation</i>
$D_c$	$h_c$	$\langle U_c \rangle$	$\langle \Phi_c \rangle$	$F_{palier}$
15 cm	3.05 cm	3.2 m.s <sup>-1</sup>	0.5	14.7 N

TABLE 4.1: Paramètres utilisés pour la validation du canon granulaire.

### 4.2.2 Paramètres numériques

Les paramètres numériques du canon granulaire sont similaires à ceux utilisés au cours de la validation du modèle intégral. Il sont rappelés dans le tableau 4.2 :

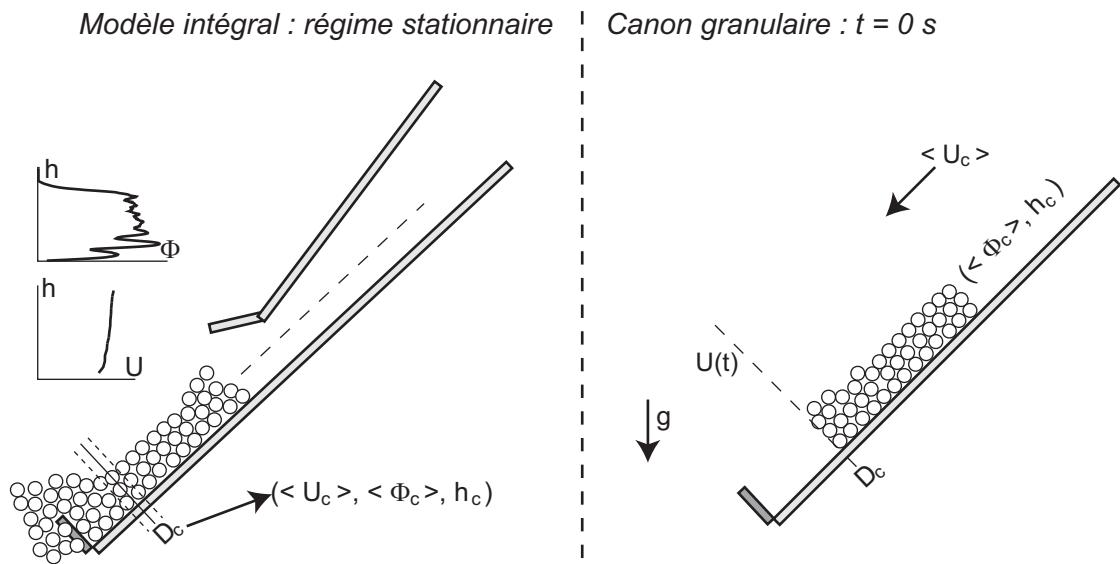
		Type de contact	Grain-Grain	Grain-Obstacle	Grain-Paroi
Normal	Coefficient de restitution $e_n$	0.5	0.5	0.5	0.5
	Raideur $k_n^1$ (N.m <sup>-1</sup> )	25000	25000	1725	
Tangential	Angle de frottement $\varphi$ (°)	30	19	18	
	Raideur $k_s$ (N.m <sup>-1</sup> )	5250	6490	970	

TABLE 4.2: Résumé des valeurs des paramètres locaux, en considérant le rayon moyen  $R_m = 2.466$  mm.

### 4.2.3 Principe de validation

Pour la validation du canon granulaire, les caractéristiques du tableau 4.1 sont introduites en tant que paramètres d'entrée (figure 4.2). Les efforts obtenus sont alors comparés aux efforts calculés dans le cas du modèle intégral.

La figure 4.3a superpose le profil de vitesse associé au modèle intégral avec le profil initial de vitesse adopté pour l'échantillon initial. La même comparaison est effectuée entre les profils de compacité dans la figure 4.3b. Les deux courbes de compacité ont un profil voisin et (ce



=> Validation par comparaison des profils temporels d'efforts sur l'obstacle

FIGURE 4.2: Principe de validation du canon granulaire. Les caractéristiques de l'écoulement du milieu du palier d'épaisseur, à la distance  $D_c$  de l'obstacle, sont utilisées en tant que données d'entrée du canon granulaire. La validation s'effectue par comparaison des efforts obtenus dans les deux cas.

qui est le plus important) une valeur moyenne identique. L'exacte reproduction du profil de compacité est délicate : la méthode de génération par dépôt gravitaire ne permet pas d'aboutir à des valeurs identiques au profil obtenu dans un écoulement. Les deux courbes de vitesse ont également une valeur moyenne identique, mais les profils sont différents. La concavité du profil de vitesse obtenu avec le modèle intégral n'a pas été réinjectée dans le canon, ceci afin d'éviter les problèmes liés à un arrangement granulaire différent entre un échantillon généré par dépôt gravitaire et un échantillon extrait d'un écoulement.

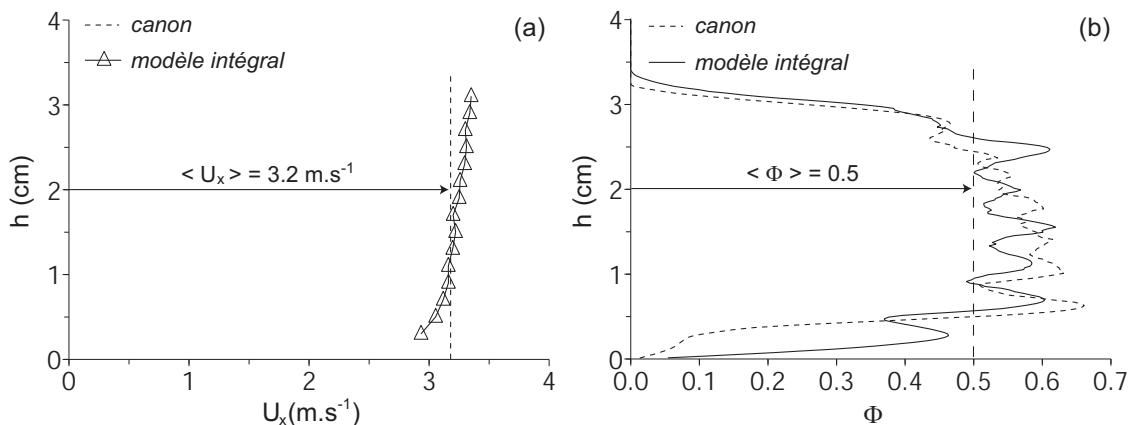


FIGURE 4.3: Profils de vitesse (a) et de compacité (b) initiaux pour la validation du canon granulaire. Les deux courbes pour chacun des graphiques ont la même moyenne pour  $h$  compris entre 0 cm et  $h = h_c$ .

#### 4.2.4 Profil temporel de l'effort normal

##### 4.2.4.1 Discussion sur le paramètre temporel de la moyenne glissante

Les profils temporels d'effort restent chahutés et sont moyennés par l'utilisation d'une moyenne glissante, associée à sa caractéristique temporelle  $dt_s$ , suivants les principes déjà décrits au chapitre 2. La dispersion est caractérisée par l'écart type  $\sigma_{mg}$  autour de la moyenne, celui-ci dépend donc du temps. Quelle que soit la valeur de  $dt_s$  (figure 4.4a) le signal lissé est constitué de deux phases distinctes. La première phase est transitoire, elle est caractérisée par une croissance rapide de l'effort jusqu'à atteindre un pic, suivie de sa décroissance menant à la deuxième phase stationnaire, caractérisée par un effort constant jusqu'à la fin de l'alimentation amont en matériau granulaire.

Le paramètre  $dt_s$  n'a aucune influence notable sur la valeur de l'effort pendant la phase stationnaire (figure 4.4a), puisque l'effort y est constant. Il n'a également aucune influence notable sur le rapport entre  $\sigma_{mg}$  et la courbe lissée durant la phase stationnaire, de l'ordre de 25% (figure 4.4b). Cependant, ce même paramètre a une influence importante sur l'amplitude du pic de la première phase. La question est alors de savoir quelle valeur de  $dt_s$  est la plus à même de caractériser la phase transitoire en fonction des phénomènes physiques mis en jeu. Que l'on soit dans la phase transitoire ou dans la phase stationnaire, les caractéristiques amont de l'écoulement sont uniformes et identiques, mais l'effort est bien plus important dans la première phase. Ceci nous mène à supposer que l'établissement de la zone d'influence se formant en amont de l'obstacle est la cause de cette diminution de l'effort. Par conséquent, on considère que la valeur de  $dt_s$  est conditionnée par le temps de formation de la zone d'influence, qu'il nous suffit alors d'estimer.

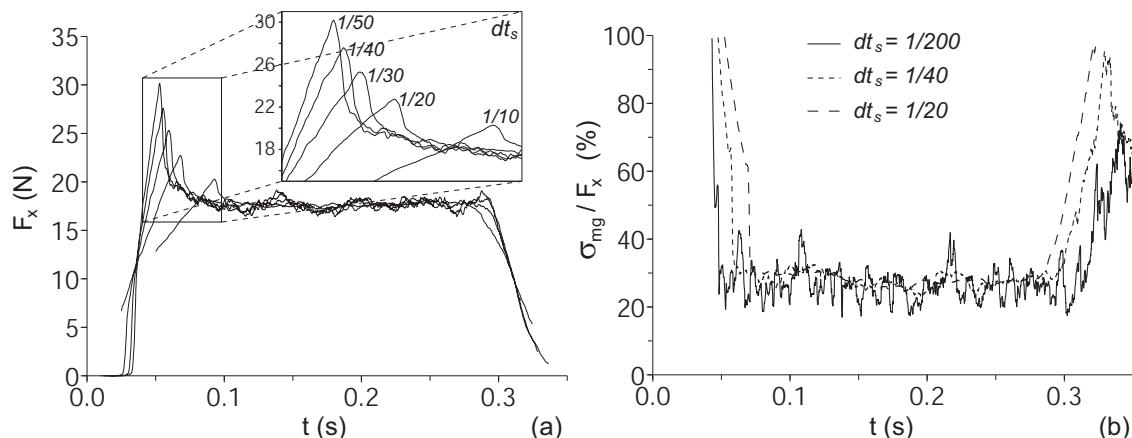


FIGURE 4.4: (a) Influence de  $dt_s$  (compris entre 1/50 et 1/10) sur le profil d'effort moyen.  
(b) Influence de  $dt_s$  (pour 1/200, 1/40 et 1/20 s) sur le rapport entre  $\sigma_{mg}$  et la courbe lissée (en pourcentage).

Pour estimer ce temps, nous avons tracé sur la figure 4.5 le profil temporel de l'évolution de l'énergie cinétique massique moyenne par grain, dans la zone d'écoulement telle que la coordonnée  $z$  est comprise entre 8 et 12 cm,  $y$  entre 0 et 4 cm, et  $x$  entre 0 et  $D_{tir}$ . Nous pouvons décomposer ce profil en quatre phases successives :

1. une accélération globale (phase 1), l'énergie cinétique augmente tandis qu'aucun grain n'a encore impacté l'obstacle,
2. une décélération globale (phase 2), l'énergie cinétique diminue alors que les premiers grains impactent l'obstacle,
3. une mise en régime stationnaire (phase 3), dans lequel l'énergie cinétique est constante,

4. une fin progressive de l'alimentation en grains (phase 4), l'énergie cinétique diminue jusqu'à 0.

La deuxième phase est la plus brève avec une durée d'environ 0.01 s, elle traduit une baisse rapide de l'énergie cinétique qui correspond à la création de la zone d'influence impliquant les premiers grains impactant l'obstacle. À la suite de cette phase transitoire, le niveau d'énergie en zone d'écoulement reste constant, ainsi que la géométrie de la zone d'influence. Par conséquent nous considérons qu'à l'instant intermédiaire entre les phases 2 et 3, à  $t_{zone morte} = 0.05$  s, la zone d'influence est définitivement créée.

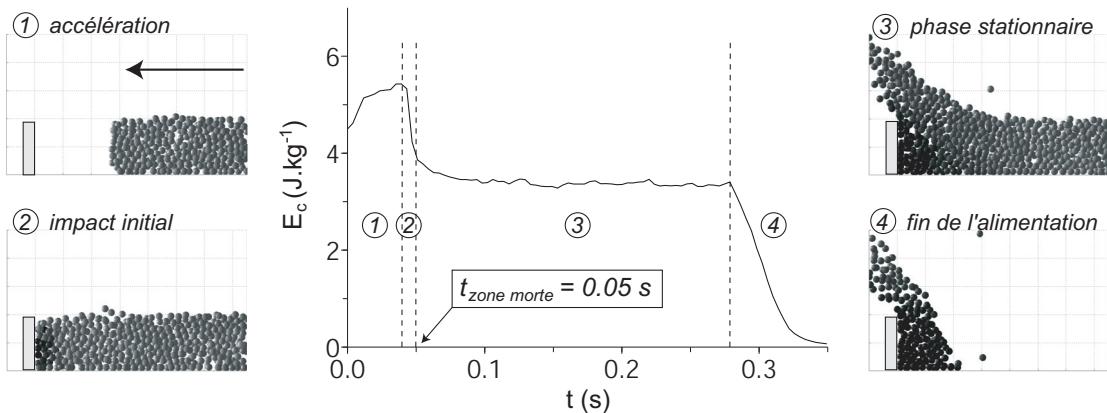


FIGURE 4.5: Profil temporel de l'énergie cinétique massique moyenne par grain, décomposé en quatre étapes. (1) Phase d'accélération sans impact. (2) Phase de création de la zone d'influence. (3) Phase stationnaire. (4) Fin de l'alimentation amont des grains. Plus sombre est le gris, plus faible est la vitesse.

#### 4.2.4.2 Validation du canon

##### Préliminaire

Pour le moyennage du profil d'effort brut ,le temps caractéristique  $dt_s$  doit être choisi afin que la phase transitoire de l'effort moyen s'achève à l'instant  $t_{zone morte}$ . En procédant par tâtonnement, nous avons estimé le paramètre temporel  $dt_s$  adéquat égal à 1/200 s. Le profil moyen correspondant est représenté dans la figure 4.6. L'effort maximal est de 45.81 N, il est trois fois supérieur à l'effort au palier qui est de 15.52 N. La création de la zone d'influence est donc accompagnée d'une diminution très nette de l'effort.

##### Première validation sur l'écran r44

Pour procéder à la validation du canon granulaire, nous comparons la valeur de l'effort en régime stationnaire obtenue avec le modèle intégral (chapitre 3) avec celle du canon. Une comparaison des efforts au cours des phases transitoires n'est pas pertinente, car les propriétés de l'écoulement y sont très différentes entre le modèle intégral et le canon. En effet, dans le premier cas l'épaisseur augmente progressivement durant la phase transitoire, alors que dans le cas du canon l'épaisseur reste similaire tout au long de l'écoulement.

L'effort en régime stationnaire obtenu avec le canon est de 15.52 N, supérieure de 5.8% à la valeur de 14.7 N calculée pour le modèle intégral. Ces deux valeurs sont suffisamment proches pour considérer que le canon granulaire prédit correctement l'effort sur l'obstacle de dimensions 4 cm × 4 cm.

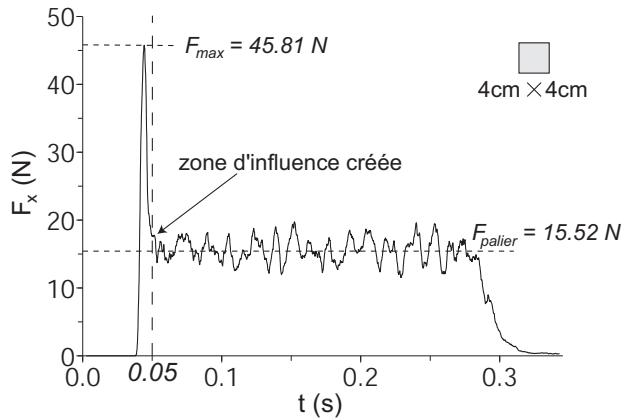


FIGURE 4.6: Profil d'effort moyen avec l'obstacle de dimensions  $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$  dans le cas du canon. La phase transitoire s'achève alors à  $t = t_{\text{zone morte}} = 0.05 \text{ s}$ .

### Confirmation pour diverses géométries d'obstacle

Nous avons voulu vérifier que nous obtenions le même type de comparaison avec l'utilisation d'obstacles aux dimensions sensiblement différentes. Les conditions initiales de vitesse, de compacité et d'épaisseur restent similaires. Les obstacles utilisés indépendamment sont au nombre de deux : l'un a une grande largeur de 10 cm devant sa hauteur de 4 cm, l'autre a une grande hauteur de 12 cm devant sa largeur de 4 cm. Ils sont disposés au centre du canal. Les profils temporels d'effort moyennés ( $dt_s = 1/200 \text{ s}$ ) obtenus avec l'emploi des deux types d'obstacles dans les deux types de modélisations (modèle intégral et canon) sont tracés dans la figure 4.7.

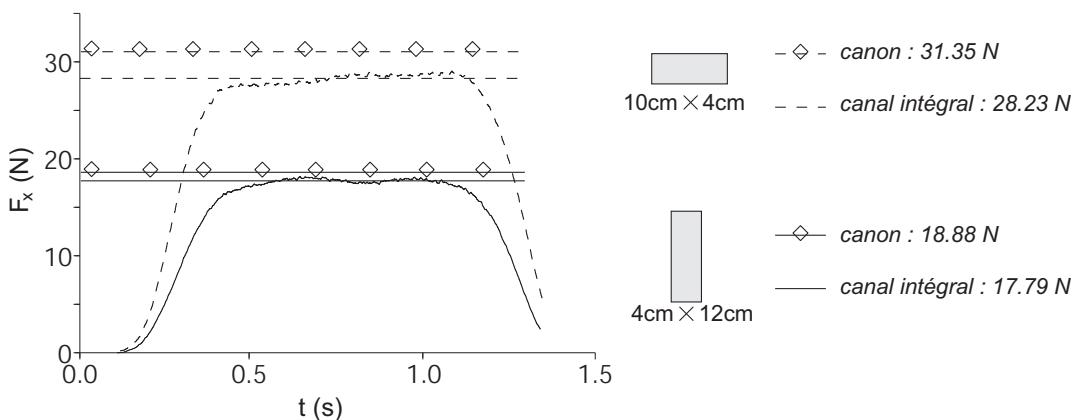


FIGURE 4.7: Profils d'effort moyennés obtenus avec le modèle intégral avec les obstacles de dimensions  $10 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$  (obstacle large) et  $4 \text{ cm} \times 12 \text{ cm}$  (obstacle haut). Les droites horizontales correspondent à l'effort en régime stationnaire obtenu avec le canon pour des obstacles de mêmes dimensions.

Les valeurs d'effort associées à l'obstacle haut sont proches, avec néanmoins une légère surestimation du canon de 6.1% par rapport au modèle intégral. Cette valeur est très similaire à la valeur précédemment trouvée de 5.8% lorsque l'obstacle de dimensions  $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$  est utilisé. Lorsque l'obstacle large est utilisé, la surestimation du canon par rapport au modèle intégral est un peu plus forte, de 10%. Une partie de cette surestimation est due à la concavité du profil de vitesse dans la largeur du canal (figure 4.8). Les conditions initiales du canon restent les mêmes alors que la moyenne des vitesses des grains directement en amont de

l'obstacle est diminuée lors de l'utilisation de l'obstacle large (le profil dans le canal est considéré sur 10 cm de large). Ceci contribue à l'augmentation de 1% de la vitesse, et donc de 2% de l'effort si l'on considère que celui-ci est proportionnel à la vitesse au carré. Les 8% de surestimation restant du canon par rapport au modèle intégral sont dans l'ordre de grandeur des différences que l'on a constatées pour l'obstacle carré et l'obstacle haut.

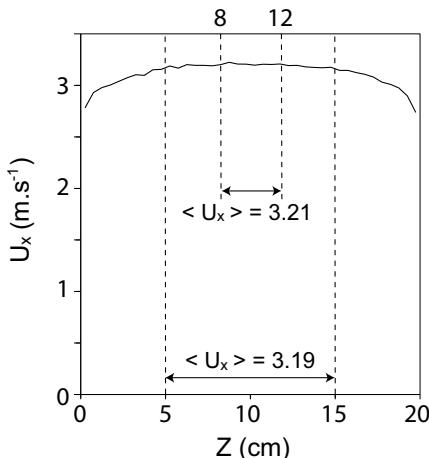


FIGURE 4.8: Profil de vitesse lateral standard issu du modèle intégral (quel que soit l'obstacle) à la distance  $D_c$  de l'obstacle en régime stationnaire. Les moyennes pour  $Z$  compris entre 8 et 12 cm, et entre 5 et 15 cm sont ajoutées.

Par conséquent, quelle que soit la taille de l'obstacle, le canon granulaire prédit correctement l'effort en régime stationnaire obtenu avec le modèle intégral (comparables de 6% à 8% près). L'objectif de posséder un outil de calcul rapide et prédictif est atteint avec satisfaction. Nous allons donc mener des études paramétriques d'influence à l'aide du canon.

### 4.3 Paramètres d'influence sur la pression générée

Dans ce paragraphe, il s'agit d'évaluer l'influence de divers paramètres sur la pression exercée sur l'obstacle, et sur le coefficient de traînée qui en résulte. Les paramètres d'influence considérés peuvent être classés en quatre catégories :

- les paramètres locaux du contact entre grain et obstacle : la raideur normale  $k_n$ , la restitution au contact normal  $e_n$  et l'angle de frottement  $\varphi_{obstacle}$ ,
- les paramètres liés aux grains : leur masse volumique  $\rho_{grain}$  et leur rayon moyen  $R_m$ ,
- les paramètres géométriques de l'obstacle : sa largeur  $l_o$ , le rapport  $h_o/h_e$  entre sa hauteur et l'épaisseur de l'écoulement et la forme de sa surface,
- le paramètre lié l'écoulement : le nombre de Froude (équation 2.2).

Le tableau 4.3 rassemble les valeurs de référence autour desquelles les paramètres d'influence varient, ainsi que la gamme de valeurs considérées. Chaque étude paramétrique menée sur un paramètre est effectuée à autres paramètres égaux à leur valeur de référence respective. L'influence étudiée porte sur la pression et sur le coefficient de traînée calculés au cours de la phase stationnaire. La définition du coefficient de traînée donnée dans l'équation 2.3 est adaptée au canon, en utilisant les valeurs moyennes de la compacité et de la vitesse. On a donc :

$$\mathbb{C}_d = \frac{P_{palier}}{\frac{1}{2} \rho_{grain} \langle \Phi_{palier}(y) \rangle \langle V_{palier}(y) \rangle^2}, \quad (4.1)$$

avec  $P_{palier}$  la pression calculée durant la phase stationnaire de l'effort,  $\langle \Phi_{palier}(y) \rangle$  et  $\langle V_{palier}(y) \rangle$  respectivement la moyenne des profils de compacité et de vitesses.

Paramètres d'influence	Valeur référence	Étendue de l'étude
$k_n$ ( $\text{N.m}^{-1}$ )	25000	2500, 25000, 250000, 2500000
$e_n$	0.5	0.1 à 0.9 (pas de 0.2)
$\varphi_{obstacle}$ ( $^\circ$ )	18	10, 18, 20, 30, 40
$\rho_{grain}$ ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	2500	500, 1000, 1500, 2000, 2500
$R_m$ (mm)	2.5	1.5, 1.75, 2, 2.25, 2.5, 2.75, 3
$l_o$ (cm)	4	2, 3, 4, 6, 8, 10
$h_o/h_e$	1	1/2, 3/4, 1, 5/4, 3/2, 7/4, 2, 2.5, 3, 3.5
Type d'obstacle	plat	plat, étrave, cylindre droit
$F_r$	4.8	0.16 à 11.17

TABLE 4.3: Paramètres d'influence sur la pression et le coefficient de traînée. Chaque étude paramétrique est effectuée à autres paramètres égaux à leur valeur de référence.

#### 4.3.1 Influence des paramètres locaux de contact entre grain et obstacle

L'influence des paramètres locaux de contact entre grain et obstacle,  $k_n$ ,  $e_n$ ,  $\varphi_{obstacle}$ , sur la pression en régime stationnaire est traduite dans la figure 4.9. Quel que soit le paramètre, son influence sur  $P_{palier}$  est négligeable.

Les raisons de la non influence du paramètre de raideur ont été exposées dans la figure 3.3 du chapitre 3. L'angle de frottement n'intervient pas non plus, ce qui est dû au fait que les grains impactent l'obstacle dans un axe quasiment perpendiculaire à celui-ci, la composante tangentielle de l'effort étant très faible.

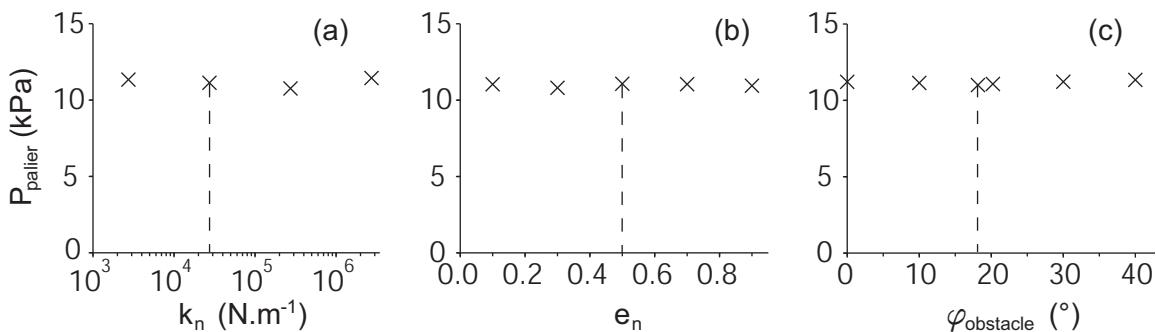


FIGURE 4.9: Influence des paramètres locaux de contact entre grain et obstacle. (a) Raideur normale  $k_n$ . (b) Restitution normale  $e_n$ . (c) Angle de frottement  $\varphi_{obstacle}$ .

#### 4.3.2 Influence de la masse volumique des grains $\rho_{grain}$

La gamme étudiée des masses volumiques des grains est comprise entre 500 et 2500  $\text{kg.m}^{-3}$ . L'évolution de  $P_{palier}$  en fonction de  $\rho_{grain}$  est présentée dans la figure 4.10a, l'évolution de  $C_d$  en fonction de  $\rho_{grain}$  est présentée dans la figure 4.10b. Pour chaque simulation, la valeur de la masse volumique des grains utilisée lors de la phase de dépôt a été conservée lors de la phase de tir. L'évolution de la pression est linéaire et celle du coefficient de traînée est constante, ce qui était attendu.

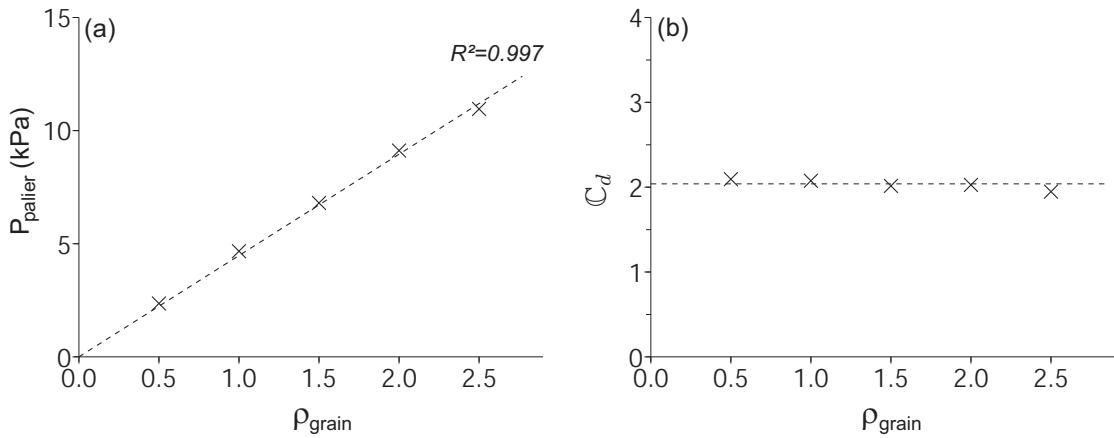


FIGURE 4.10: Influence de la masse volumique des grains sur la pression (a) et sur le coefficient de traînée (b).

#### 4.3.3 Influence du rayon moyen $R_m$

Comme mentionné au chapitre 1, la variation du rayon des grains influence de manière très importante le temps de calcul d'une simulation. En effet, diminuer leur taille mène à augmenter leur nombre (le volume doit rester constant) et à diminuer le pas de temps. Ces deux conséquences de la diminution de la taille granulaire sont toutes deux une source d'accroissement du temps de calcul. Dans la figure 4.11, les temps de calcul sont tracés en fonction de la valeur de  $R_m$ . La courbe de régression montre que l'évolution du temps de calcul vérifie une loi puissance en  $R_m^{-3.2}$ .

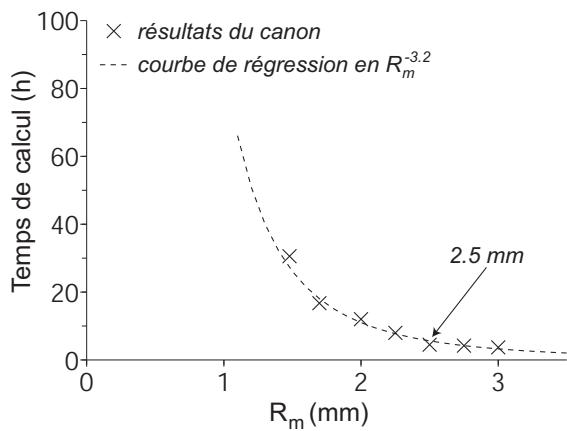


FIGURE 4.11: Temps de calcul en fonction du rayon moyen des grains, dans l'utilisation du canon granulaire. La courbe de régression vérifiant une loi puissance est ajoutée. La valeur de référence est ajoutée.

L'étude de l'influence du rayon ne peut donc pas être exhaustive, nous nous contentons donc d'explorer une gamme de rayons  $R_m$  comprise entre 1.5 et 3 mm par pas de 0.25 mm. La dispersion autour du rayon moyen, d'environ  $\delta R = \pm 2\%$ , est constante pour toute cette étude. L'évolution de la pression et du coefficient de traînée est présentée dans la figure 4.12. La courbe est tout d'abord constante lorsque  $R_m$  est inférieur à 2.5 mm, puis augmente légèrement passé cette valeur. Ceci peut être dû au lissage des fluctuations de pression, qui sont plus importantes lorsque la taille des grains et donc leur masse sont plus importantes.

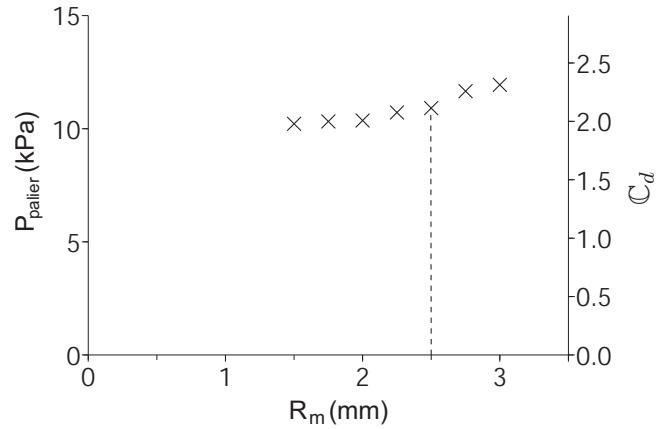


FIGURE 4.12: Influence du rayon moyen des grains sur la pression (échelle de gauche) et le coefficient de traînée (échelle de droite).

C'est ce que nous voulons montrer dans la figure 4.13a, qui représente le profil temporel du rapport entre écart type  $\sigma_{mg}$  et profil moyené (en pourcentage), pour une partie de la gamme de rayons moyens. On constate que plus la taille des grains est importante, plus la dispersion est importante. Ceci traduit la diminution simultanée de la quantité d'impacts (figure 4.13b), véhiculant chacun plus d'énergie grâce à une masse plus importante.

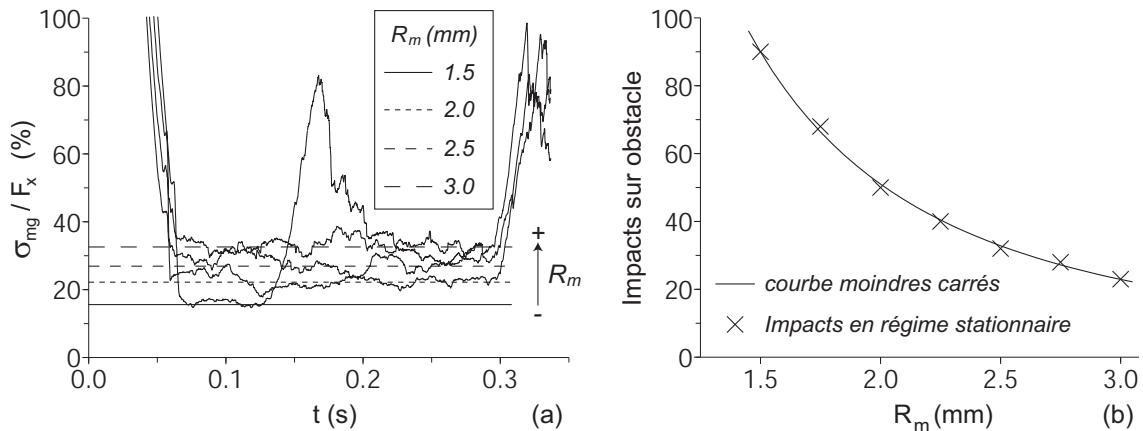


FIGURE 4.13: (a) Influence de  $R_m$  (en légende) sur le rapport entre  $\sigma_{mg}$  et profil lissé, en pourcentage. Les droites horizontales représentent la valeur en phase stationnaire des courbes. La courbe associée à  $R_m = 1.5 \text{ mm}$ , dont la phase stationnaire est plus réduite, résulte d'un faible volume de grains. Les pics en début et fin de chaque courbe correspondent à la phase transitoire. (b) Nombre moyen d'impacts sur l'obstacle en fonction de  $R_m$ , en régime stationnaire. La courbe aux moindres carrés est quasiment l'inverse d'une puissance de 2.

#### 4.3.4 Influence de la largeur de l'obstacle $l_o$

La figure 4.14 représente l'évolution de la pression et du coefficient de traînée en fonction de la largeur de l'obstacle. À chaque valeur de  $l_o$  est associée une paire de points. Le jeu de données le plus en hauteur correspond à la définition suivante de la pression, utilisée jusqu'à présent :

$$P_x = \frac{F_x}{l_o \cdot \max(h_o, h_e)}. \quad (4.2)$$

Le second jeu de données, dont les valeurs sont plus faibles, est issu de la définition suivante pour la pression, utilisée notamment dans [Chehata et al., 2003], qui tient compte du rayon moyen lorsque celui-ci n'est pas négligeable devant les longueurs caractéristiques de l'obstacle :

$$P_x = \frac{F_x}{(l_o + 2R_m) \cdot \max(h_o, h_e)}. \quad (4.3)$$

Cette définition part du principe que lorsque la taille des grains est du même ordre de grandeur que la taille de l'obstacle, certains grains impactant l'obstacle ne sont pas pris en compte dans le calcul du maître couple à partir duquel la pression est calculée. Le passage de la première à la deuxième définition de la pression a pour effet de décaler les données vers le bas. Le décalage de la courbe est d'autant plus important que le rapport entre la taille des grains et celle de l'obstacle l'est.

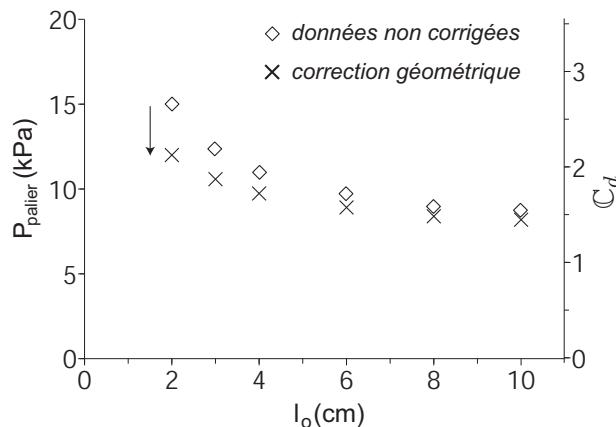


FIGURE 4.14: Influence de la largeur de l'obstacle : le jeu de données supérieur est associé à la définition 4.2 de la pression, le jeu de données inférieur est associé à la définition 4.3.

Il est également possible d'appliquer une seconde correction à la valeur du coefficient de traînée. Le canon granulaire a été validé par comparaison avec les résultats du modèle intégral dans une configuration comprenant l'obstacle de dimensions 4 cm × 4 cm. Nous n'avions pas étudié l'influence de cette situation, mais il est tout à fait possible que, dans un cas d'utilisation d'obstacles plus larges ou plus fins, la taille de la zone d'influence soit modifiée. Le réajustement de cette taille modifierait également les valeurs de compacité, de vitesse et d'épaisseur car elles dépendent. Nous avons tracé dans la figure 4.15 les profils de vitesses latéraux pour diverses distances à l'obstacle  $D_o$  comprises entre 3 et 13 cm, pour toute la gamme explorée des  $l_o$ . Il a également été ajouté sur chaque graphique la vitesse moyenne maximale atteinte directement en amont de l'obstacle.

Dans la configuration de validation du canon (obstacle de dimensions 4 cm × 4 cm) il existe une légère accélération entre 15 et 13 cm de l'obstacle, menant à une vitesse 6% supérieure aux conditions initiales. Cette accélération n'avait pas été observée dans le cas du modèle intégral, car la zone considérée fait partie de la zone d'influence diffuse (paragraphe 3.3). Néanmoins, il s'agit d'une faible variation. La vitesse moyenne maximale est d'autant plus grande que la largeur de l'obstacle est faible, ce qui est dû à la taille de la zone d'influence qui diminue dans le même temps, non seulement en largeur mais aussi en longueur. Si on remplace la valeur de  $3 \text{ m.s}^{-1}$ , utilisée comme condition initiale de vitesse jusqu'à présent, par la valeur de la vitesse moyenne maximale (associée aux courbes en pointillés sur chaque graphique de la figure 4.15) dans le calcul du coefficient de traînée, on obtient la courbe corrigée de la figure 4.16.

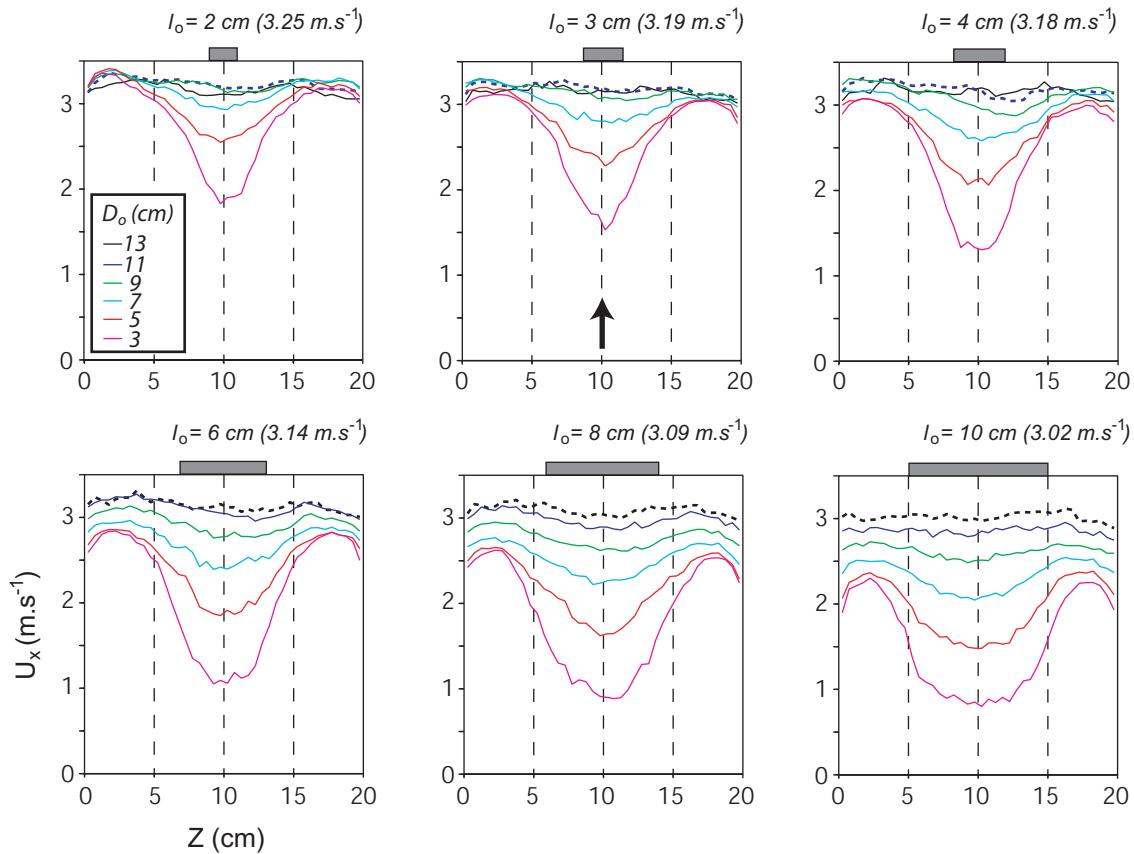


FIGURE 4.15: Profils de vitesse latéraux en vue de dessus, pour diverses distances à l'obstacle  $D_o$ , pour toute la gamme de  $l_o$  largeur de l'obstacle. Pour chaque figure, entre parenthèses la vitesse moyenne maximale atteinte, le profil correspondant étant en pointillé. En encart en haut à gauche, les distances à l'obstacle  $D_o$ .

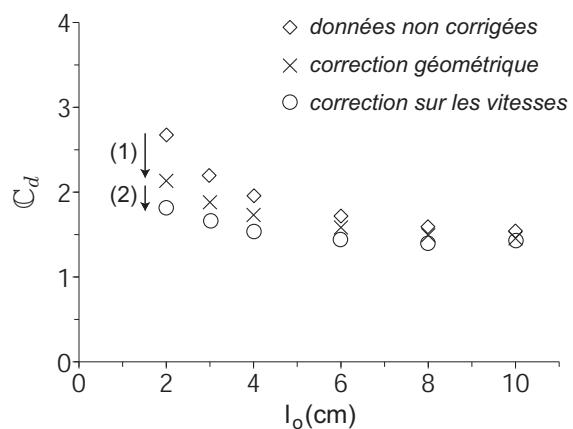


FIGURE 4.16: Évolution finale du coefficient de traînée après les corrections sur la pression (1) et sur la vitesse amont (2).

Après ces deux corrections reposant chacune sur des considérations distinctes, pour des valeurs inférieures à  $l_o = 4$  cm, le coefficient de traînée augmente légèrement lorsque  $l_o$  diminue. Il semble qu'en dessous d'un certain rapport entre  $R_m$  et  $l_o$ , ici autour de 1/8, la pression et donc le coefficient de traînée augmentent lorsque ce rapport augmente. Nous avons déjà constaté ceci dans l'étude d'influence sur le paramètre  $R_m$  pour laquelle la pression

augmente lorsque  $R_m/l_o$  est inférieur également à environ 1/8 en diminuant. Nous avons alors expliqué que cela est dû à une quantité de contact devenant trop faible, impliquant une dispersion importante dans les données brutes d'effort exercé sur l'obstacle.

#### 4.3.5 Le rapport $h_o/h_e$ entre hauteur de l'obstacle et épaisseur de l'écoulement

La figure 4.17 présente l'évolution de la pression (échelle de gauche) et du coefficient de traînée (échelle de droite) en fonction du rapport  $h_o/h_e$ . La courbe obtenue peut être décomposée en deux parties selon que l'obstacle émerge de l'écoulement granulaire ( $h_o/h_e > 1$ ), ou y est immergé ( $h_o/h_e < 1$ ).

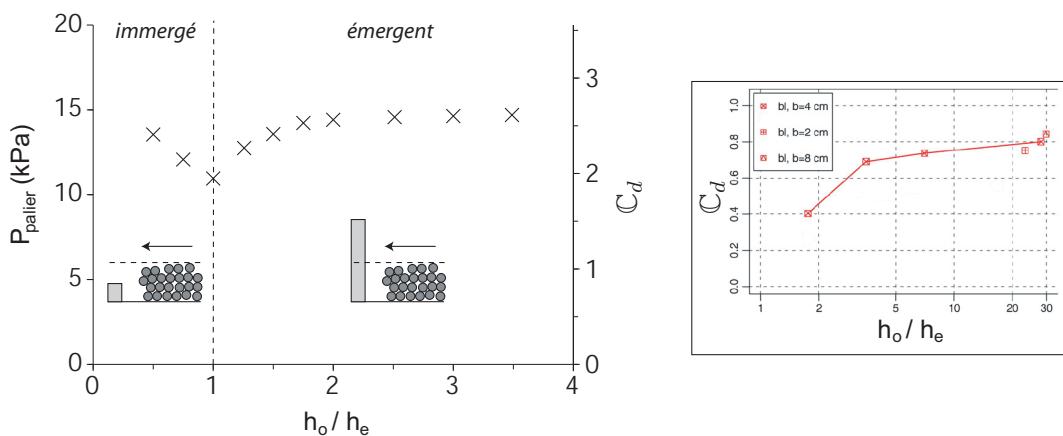


FIGURE 4.17: Influence du rapport  $h_o/h_e$  sur l'évolution de la pression (échelle de gauche) et du coefficient de traînée (échelle de droite). Le nombre de Froude  $\text{Fr} = 4.8$ . En encart un extrait des résultats d'une étude similaire dans le cas d'un obstacle émergent [Hauksson et al., 2007].

Pour  $h_o/h_e > 1$ , les valeurs de la courbe augmentent tout d'abord rapidement, puis la courbe s'adoucit avant d'atteindre un palier environ 30% supérieur à la valeur obtenue pour  $h_o/h_e = 1$ . Cette augmentation peut être expliquée par le fait qu'au delà d'une certaine hauteur, il n'y a pas de grains supplémentaires pouvant impacter l'obstacle. Le profil est similaire aux résultats d'une étude expérimentale menée dans [Hauksson et al., 2007] sur des écoulements granulaires de billes de verre en canal de laboratoire. Néanmoins, la comparaison s'arrête au côté qualitatif puisque le nombre de Froude associé à cette étude est de 13, alors que dans notre cas il est de 4.8.

L'autre partie de la courbe, représentative d'un obstacle immergé, décroît en apparence linéairement sur les 3 points présents. Ce fait a déjà été observé expérimentalement dans des cas de traînée lente, où la vitesse de déplacement relative entre matériau granulaire et obstacle est inférieure à  $0.01 \text{ m.s}^{-1}$  [F. Calvetti and Nova, 2004; Albert et al., 1999]. Les derniers auteurs ont par exemple trouvé que la pression exercée sur un cylindre vertical dépend de manière quadratique de sa profondeur d'insertion (figure 4.18). Notre étude se situe dans un régime d'écoulement beaucoup plus rapide, mais il existe des ressemblances.

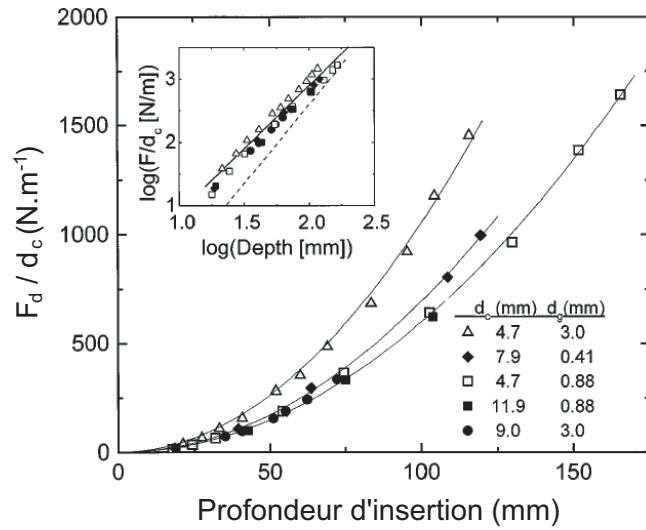


FIGURE 4.18: Étude extraite de [Albert et al., 1999]. Rapport entre force de traînée  $F_d$  et taille  $d_c$  de l'objet fixe la subissant, en fonction de la profondeur d'insertion de l'objet, pour divers couples ( $d_c, d_g$ ) avec  $d_g$  la taille des grains. La vitesse du matériau granulaire est de  $1.5 \text{ mm.s}^{-1}$ .

#### 4.3.6 Influence de la forme de l'obstacle

L'influence de la forme de l'obstacle est étudiée ici. Il s'agit de comparer deux des formes les plus classiques : une étrave et un cylindre droit. L'étude paramétrique porte respectivement sur l'angle de l'étrave et sur la courbure du cylindre. La surface projetée de chaque obstacle sur le plan (Y,Z) a pour dimensions  $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$  (figure 4.19). L'obstacle frontal utilisé jusqu'à présent peut être assimilé au cas où l'angle de l'étrave est égal à  $180^\circ$ , ainsi qu'à celui où le rayon de courbure du cylindre tend vers 0.

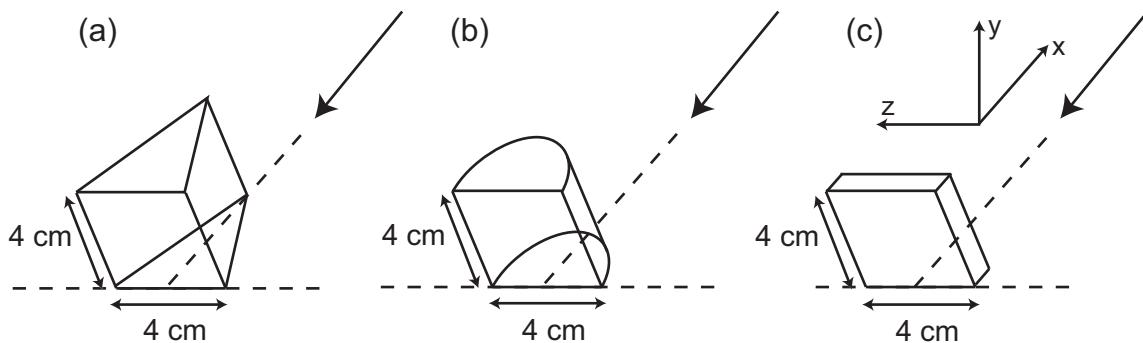


FIGURE 4.19: Forme géométriques utilisées : (a) étrave, (b) cylindre droit, (c) plat. La flèche représente le sens de l'écoulement.

La pression, subie par l'obstacle en régime stationnaire, est toujours considérée selon l'axe principal de l'écoulement. Celle-ci est la somme de deux contributions respectivement normale et tangentielle à la surface de l'obstacle.

##### 4.3.6.1 Obstacle en étrave

La figure 4.20 représente l'évolution parallèle de la pression et du coefficient de traînée, en fonction de l'angle de l'étrave, pour 3 valeurs de l'angle de frottement local  $\varphi_{\text{obstacle}}$  entre

grains et obstacle. Les étraves ont des angles compris entre  $30^\circ$  et  $150^\circ$ , par pas de  $30^\circ$ , et  $\varphi_{obstacle}$  prend les valeurs  $0^\circ$ ,  $18^\circ$  et  $36^\circ$  : respectivement sans frottement, à frottement intermédiaire, et à frottement important.

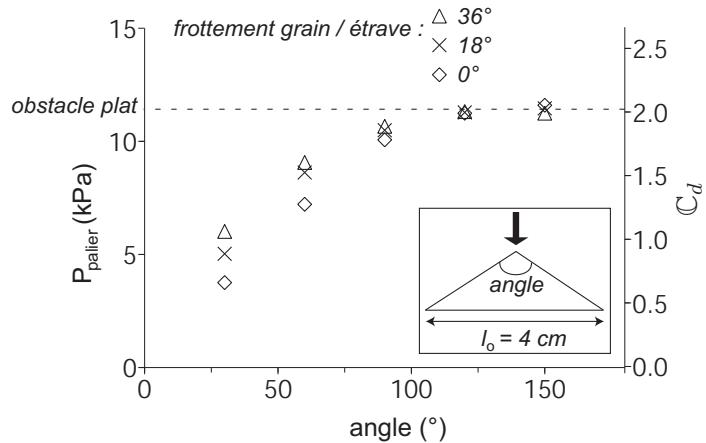


FIGURE 4.20: Influence de l'angle de l'étrave sur la pression (échelle de gauche) et sur le coefficient de traînée (échelle de droite), pour divers angles de frottement local entre grain et étrave ( $\text{Fr} = 4.8$ ). Le résultat de l'obstacle plat est rappelé.

L'influence de  $\varphi_{obstacle}$  est non négligeable lorsque les angles de l'étrave sont de  $30^\circ$  et  $60^\circ$ , pour lesquels les valeurs de pression sont respectivement 40% et 20% supérieures pour  $\varphi_{obstacle} = 36^\circ$  par rapport à  $\varphi_{obstacle} = 0^\circ$ . Au-delà de  $90^\circ$  d'angle d'étrave, les pressions ne sont quasiment plus influencées par la valeur de  $\varphi_{obstacle}$ . Ceci confirme la conclusion analogue du paragraphe 4.3.1 pour un obstacle plat (équivalent à un étrave d'angle  $180^\circ$ ).

La figure 4.21 montre les contributions normale et tangentielle en fonction de l'angle de l'étrave, pour  $\varphi_{obstacle} = 18^\circ$ . Cela confirme le fait que la part tangentielle est importante pour les angles d'étrave de  $30^\circ$  et  $60^\circ$ , mais diminue jusqu'à être négligeable avec l'augmentation de l'angle.

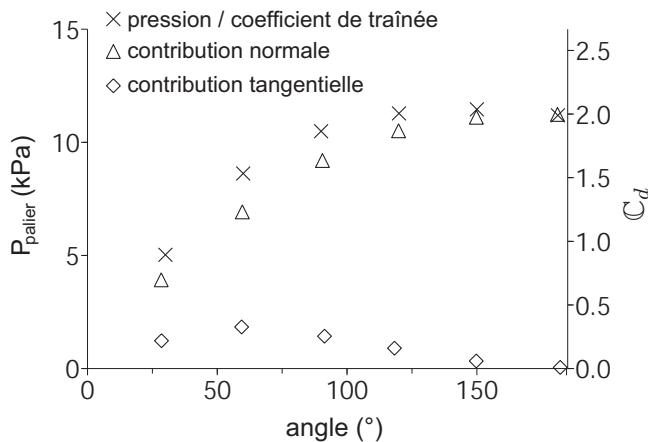


FIGURE 4.21: Influence de l'angle de l'étrave sur la pression (échelle de gauche) et le coefficient de traînée (échelle de droite), pour un angle de frottement de  $18^\circ$  entre grain et étrave. Contributions normale et tangentielle.

Finalement, la part tangentielle est influencée par deux aspects conjugués. Lorsque l'angle d'étrave diminue, l'orientation de l'impact entre les grains et l'obstacle devient plus tangentiel, ce qui augmente en même temps la quantité de contacts pouvant atteindre le critère de

glissement, menant à un effort tangentiel nul. Les conséquences de ces deux aspects sont respectivement une augmentation et une diminution conjuguées de l'effort tangentiel.

#### 4.3.6.2 Obstacle en cylindre

Les cylindres ont des rayons de courbure compris entre 0 et 50. La figure 4.22 expose l'évolution de la pression en fonction du rayon de courbure, pour un angle de frottement entre grains et cylindre de  $\varphi_{obstacle} = 18^\circ$ . La contribution tangentiale est cette fois très faible, au maximum de 5% pour les courbures les plus importantes. La pression calculée pour le rayon de courbure le plus important est 15% inférieure au cas de l'obstacle plat (rayon de courbure égal à 0).

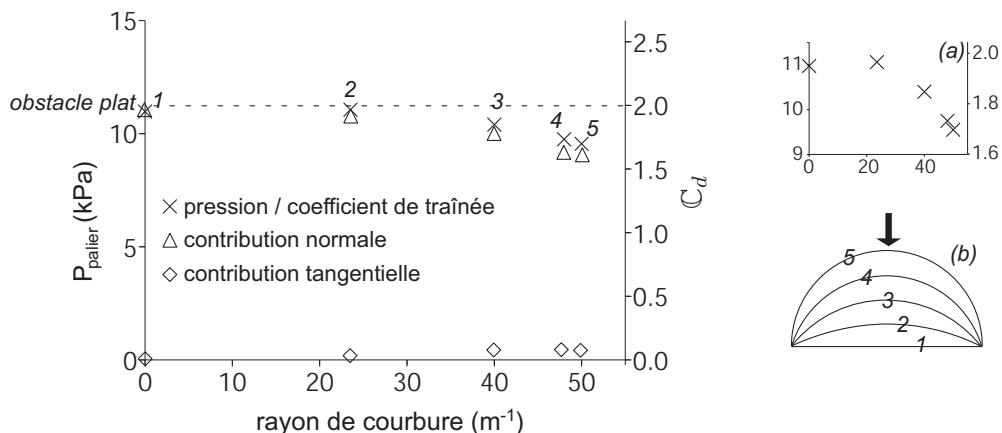


FIGURE 4.22: Influence du rayon de courbure sur la pression (échelle de gauche) et le coefficient de traînée (échelle de droite). En marge, un grossissement de la zone de mesures (a) et la surface de l'obstacle schématisée (b). Angle de frottement grain/obstacle de  $18^\circ$ . Le résultat de l'obstacle plat est rappelé.

#### 4.3.7 Le régime d'écoulement, défini par le nombre de Froude

Dans ce paragraphe est quantifiée l'influence du nombre de Froude sur la pression et le coefficient de traînée. L'étude porte sur une large gamme,  $\text{Fr}$  étant compris entre 0.16 et 11.17. Lorsque  $1.6 < \text{Fr} < 11.2$ , nous avons utilisé le canon granulaire. Lorsque  $0.16 < \text{Fr} < 1.6$ , nous avons utilisé un autre type de simulation, détaillé par la suite.

##### 4.3.7.1 Influence du régime d'écoulement : méthodologie

###### Méthode numérique pour un nombre de Froude "fort"

Le canon granulaire est exploité pour les nombres de Froude forts ( $1.6 < \text{Fr} < 11.2$ ). Quelle que soit la vitesse initiale (donc comprise entre 1 et  $7 \text{ m.s}^{-1}$ ), l'échantillon initial garde le même volume. Par conséquent, lorsque  $V_i$  augmente, la durée totale du profil temporel de pression diminue. Il faut donc simplement s'assurer que la longueur de l'échantillon est suffisante pour garantir une phase stationnaire assez conséquente, quelle que soit la vitesse initiale.

En dessous d'une certaine valeur de  $\text{Fr}$ , de 1.6, le débit initial est insuffisant pour garantir que l'épaisseur en zone d'écoulement reste similaire à l'épaisseur de l'échantillon initial. L'épaisseur décroît en raison de la faiblesse de la vitesse initiale, insuffisante pour conserver une trajectoire parallèle à la base. Il s'en suit une diminution de la maîtrise des conditions

initiales qui font la qualité de l'outil. Il n'y a donc plus d'intérêt à utiliser le canon granulaire dans ce cas. Par conséquent, pour  $\text{Fr} < 1.6$ , nous avons choisi d'utiliser un autre type de modélisation.

### Méthode numérique pour un nombre de Froude "faible"

Lorsque  $0.16 < \text{Fr} < 1.6$ , nous utilisons un autre type de modélisation aux éléments discrets. Les lois de contact utilisées jusqu'à présent sont conservées, ainsi que les paramètres locaux (raideurs  $k_n$  et  $k_s$ , restitution  $e_n$ , angles de frottement) et la taille des grains. La méthode, dite de traînée lente consiste à déplacer l'obstacle dans un milieu granulaire statique horizontal, et de calculer les efforts exercés sur cet obstacle. Ce type d'investigation a déjà été mené expérimentalement pour caractériser l'influence sur la traînée de la pression de confinement [Zhou et al., 2004], de la profondeur d'insertion de l'obstacle et de la vitesse [Albert et al., 1999, 2001] et de la forme de l'obstacle [Hill et al., 2005], dans le cas de faibles vitesses.

La comparaison, au prochain paragraphe, des résultats des méthodes du canon et de la traînée lente part de l'hypothèse que les effets sur l'obstacle sont similaires à vitesse relative égale, que l'obstacle ou le matériau granulaire soient mobiles. Évidemment, ce n'est pas tout à fait la même situation puisque, lorsque l'obstacle se déplace dans un milieu granulaire initialement statique, la vitesse relative entre celui-ci et le matériau granulaire non influencé est uniforme, ce qui n'est pas le cas lorsque le matériau granulaire est en écoulement. Dans ce cas, la vitesse relative entre obstacle et grains non influencés n'est pas uniforme.

Le milieu granulaire initial est une partie de l'échantillon créé pour les besoins du canon granulaire et des études paramétriques précédentes, il est constitué d'environ 25000 grains. On conserve toutes les parois utilisées lors du dépôt, car elles permettent de contenir le matériau. L'obstacle est plat, il est déplacé de manière uniforme au sein de l'échantillon. La vitesse prise en compte dans le calcul de  $\text{Fr}$  et  $C_d$  est alors celle de l'obstacle. Un schéma simplifié du modèle géométrique est exposé dans la figure 4.23.

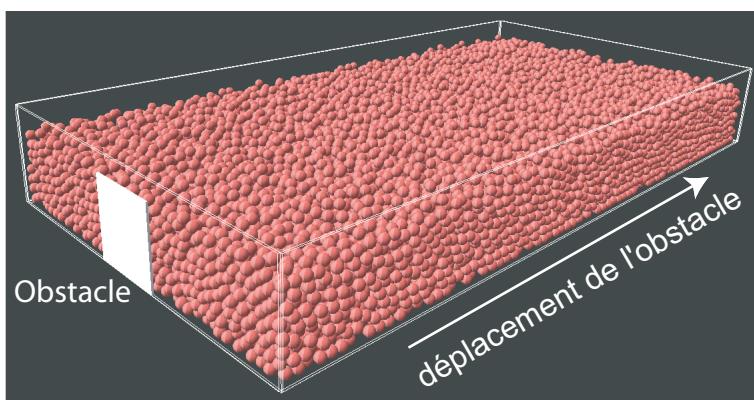


FIGURE 4.23: Schéma du modèle utilisé pour le calcul de la pression exercée sur un obstacle pour des nombres de Froude bas ( $0.16 < \text{Fr} < 1.6$ ). Dimensions du moule : 45 cm de longueur, 20 cm de largeur (environ 25000 grains).

Le profil temporel d'effort obtenu est caractérisé par quatre phases (figure 4.24). À l'initiation du déplacement de l'obstacle, il n'y a pas de transition entre vitesse nulle et vitesse de déplacement, ce qui se traduit par un pic d'effort initial plus ou moins marqué selon l'importance du saut de vitesse (phase 1). Ensuite, la courbe d'effort est caractérisée par une lente augmentation (phase 2) jusqu'à atteindre un palier constant (phase 3). Enfin, l'effort augmente drastiquement alors que l'obstacle atteint l'autre extrémité de l'échantillon (phase

4), les grains situés entre la paroi et l'obstacle étant fortement contraints. La phase qui nous intéresse est la phase 3, dans laquelle l'effort est constant. Les valeurs de  $P_{palier}$  et  $C_d$  sont donc calculées à partir de la moyenne de l'effort en phase 3.

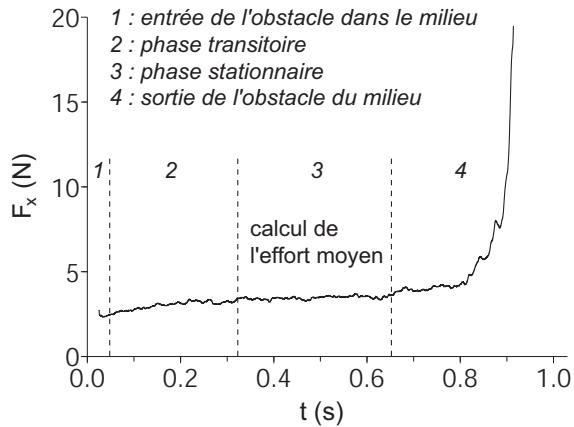


FIGURE 4.24: Profil d'effort classique (vitesse de déplacement de l'obstacle  $0.5 \text{ m.s}^{-1}$ ) obtenu lors de simulations à nombre de Froude faible. Les chiffres compris entre 1 et 4 correspondent aux différentes phases du profil. Le calcul de  $P_{palier}$  et  $C_d$  est effectué à partir de l'effort moyen de la phase 3.

#### 4.3.7.2 Discussion préliminaire sur les valeurs de $\text{Fr}$ voisines de 1

Quelques auteurs seulement ont étudié la dépendance du coefficient de traînée au nombre de Froude sur une gamme étendue [Tiberghien, 2007; Thibert et al., 2008; Holzinger and Hübl, 2004; Kaitna et al., 2007; Chehata et al., 2003]. La courbe discrète obtenue est généralement approximée par une courbe continue des moindres carrés, invariablement de la forme suivante :

$$C_d = a \text{Fr}^{-b}, \quad (4.4)$$

avec  $a$  et  $b$  deux coefficients réels.  $a$  est généralement compris entre 1 et 10, et  $b$  entre 0 et 2. Ceci conduit à écrire la pression de la manière suivante :

$$P_{palier} = a \cdot \frac{1}{2} (\rho g h) \times \text{Fr}^{2-b}. \quad (4.5)$$

La pression dépend donc explicitement du nombre de Froude et d'un terme lié aux forces gravitaires :  $\rho g h$ .

Dans une gamme de vitesses menant à des nombres de Froude inférieurs à 1, il a été montré expérimentalement [Chehata et al., 2003] que la valeur de  $b$  est proche de 2. Ce phénomène est connu depuis des dizaines d'années [Wieghardt, 1975] et implique une indépendance au nombre de Froude, et donc à la vitesse, de la pression exercée sur un objet en déplacement dans un milieu granulaire. Ceci est expliqué par le fait que les forces inertielles dans le milieu granulaire sont alors faibles devant les forces gravitaires, et, pour le cas où le choc n'est pas normal à la surface de l'obstacle, devant les forces de frottement s'exerçant sur celui-ci. D'autres auteurs [Sovilla et al., 2008a] ont reporté le même type de comportement pour des écoulements avalancheux constitués d'une neige sèche et cohésive. Ce phénomène n'est donc pas particulier à un matériau granulaire pulvérulent, il est également possible dans le cas de matériaux cohésifs tels que la neige.

Dans une gamme de vitesses menant à des nombres de Froude supérieurs à 1, l'influence des forces inertielles devient importante devant celle des forces gravitaires et des forces liées au

frottement entre le matériau en écoulement et la surface de l'obstacle. Les études entreprises dans cette gamme de vitesses ont mené à des valeurs de  $b$  généralement situées autour de 1. Néanmoins, il est difficile de déduire de ces études l'influence précise de chacune des forces mises en jeu, puisque la vitesse est généralement mesurée soit en paroi pour les expériences sur modèle réduit, soit en surface libre pour les expériences in-situ, et la densité de l'écoulement est invariablement estimée, faute de pouvoir être mesurée.

#### 4.3.7.3 Influence du régime d'écoulement : résultats

Les figures 4.25a et 4.25b représentent l'évolution respective de la pression  $P_{palier}$  et du coefficient de traînée  $C_d$  en fonction du nombre de Froude  $\text{Fr}$ . Les résultats issus des deux types de modélisation y sont rassemblés. La valeur  $\text{Fr} = 1.6$  est prise en compte dans les deux cas. Le canon granulaire donne un résultat environ 30% inférieur. Cette divergence peut provenir de la différence importante d'angle de pente (quasiment un demi angle droit de variation) entre les méthodes du canon et de la traînée lente. Cela peut avoir une incidence sur la forme et la taille de la zone d'influence. Or, nous avons vu que la formation de cette zone est à l'origine d'une baisse importante de l'effort exercé sur l'obstacle, entre le régime transitoire et le régime stationnaire. On peut donc supposer qu'une modification géométrique de celle-ci, provoquée par une orientation différente de l'obstacle par rapport à la direction de la gravité, peut aboutir à une variation de l'effort en régime stationnaire.

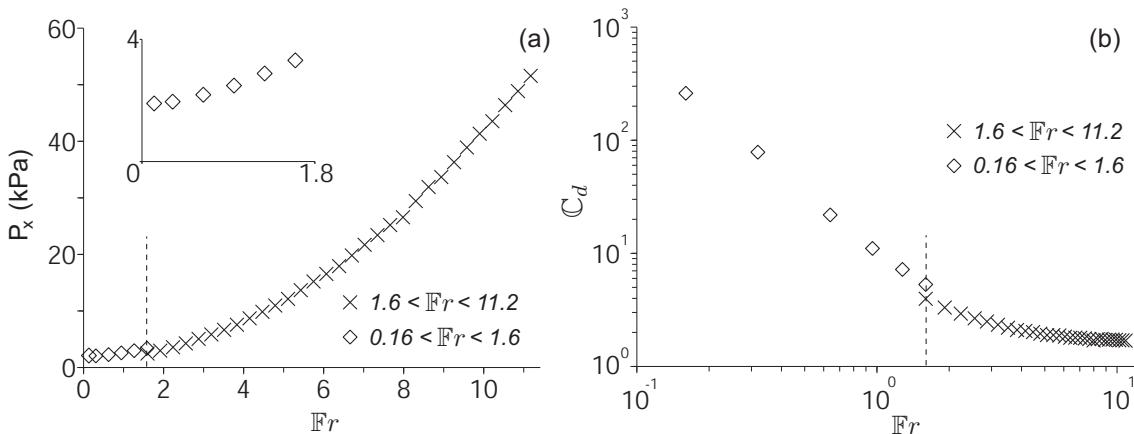


FIGURE 4.25: Influence du nombre de Froude : (a) sur la pression (en encart un agrandissement de la zone des pressions calculées pour de faibles  $\text{Fr}$ ), (b) sur le coefficient de traînée. Les pointillés verticaux séparent les domaines d'application des deux types de modélisation.

La gamme de nombre de Froude étudiée est large par rapport à toutes les études citées dans le chapitre 1. Il n'a pas été possible d'approximer la totalité des points du graphique 4.25b par une unique courbe aux moindres carrés en loi puissance. Il y a d'une part le saut constaté sur la courbe en rapport avec des pentes différentes pour les deux types de modélisation. Néanmoins, l'approximation de l'intégralité de la courbe discrète obtenue avec le canon n'a pas non plus pu être menée, car la corrélation n'est alors pas suffisante. Il nous a semblé plus satisfaisant et pertinent de faire une approximation aux moindres carrés pour des portions de la courbe discrète. Le résultat est exposé dans la figure 4.26. La gamme de nombre de Froude est décomposée en 4 parties, la 1<sup>ère</sup> correspond à l'expérience numérique de traînée lente (figure 4.26a) ( $0.16 < \text{Fr} < 1.6$ ), les 2<sup>ème</sup> ( $1.6 < \text{Fr} < 4.5$ ), 3<sup>ème</sup> ( $4.5 < \text{Fr} < 6.5$ ) et 4<sup>ème</sup> ( $6.5 < \text{Fr} < 11.17$ ) au canon granulaire (figure 4.26). Chacun de ces 4 jeux de données est approximé par une courbe aux moindres carrés en loi puissance, similaire à celle de l'équation 4.4.

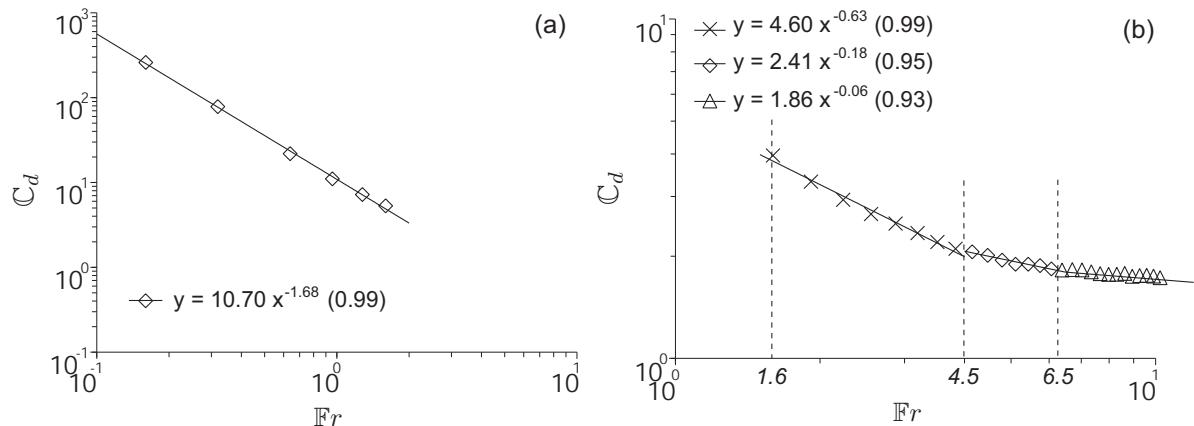


FIGURE 4.26: Courbes de tendance en loi puissance pour l'évolution discrète de  $\mathbb{C}_d$  en fonction de  $\mathbb{F}_r$ . (a) Expérience numérique de traînée lente. (b) Canon granulaire.

L'évolution des valeurs de  $b$  en fonction de la gamme de nombre de Froude va dans le sens d'une dépendance accrue du coefficient de traînée aux forces d'inertie lorsque celles-ci augmentent. Pour  $\mathbb{F}_r$  compris entre 0.2 et 1,  $b = 1.71$ , ce qui revient à dire que la pression ne dépend quasiment pas de la vitesse au carré. Pour  $\mathbb{F}_r$  compris entre 6.6 et 12,  $b = 0.11$ , ce qui cette fois revient à dire que la pression dépend essentiellement de la vitesse au carré. Le canon granulaire permet d'observer une transition s'opérant dans l'évolution du coefficient de traînée entre des nombres de Froude faibles et des nombres de Froude forts.

## 4.4 Autre application du canon granulaire

Dans ce paragraphe, le canon granulaire est testé dans le cadre d'une expérimentation dont les informations sur l'écoulement et l'effort sont connues. Nous essayons de retrouver l'effort moyen exercé par les billes A ( $\varnothing 0.6$  mm) sur l'obstacle de dimensions  $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$ , dans le cadre des expériences du paragraphe 2.3.

Nous rappelons brièvement les résultats de l'étude avec les billes A ( $\varnothing 0.6$  mm). Les caractéristiques de l'écoulement, ainsi que les efforts mentionnés sont ceux de la partie stationnaire de l'écoulement (tableau 4.4). Les deux conditions initiales manquantes dans cette étude, mais nécessaires car faisant partie des conditions initiales du canon, sont la compacité et la distance de tir. Elles avaient été calculées numériquement grâce au modèle intégral pour le cas des billes de type B ( $\varnothing 5$  mm), ici elles ne peuvent être qu'estimées. Nous supposons que ces valeurs sont similaires au cas des billes B. La compacité initiale est donc de 0.5 et la distance de tir est de 15 cm. L'échantillon initial est repris des expériences précédentes puisqu'il satisfait les valeurs d'épaisseur et de compacité du problème. Le profil de vitesse initial est constant dans l'épaisseur, sa valeur est une moyenne des profils de vitesse aux distances 10 et 20 cm de l'obstacle, soit  $2\text{ m.s}^{-1}$ .

<i>Écoulement</i>	<i>Sollicitation</i>	
épaisseur 3 cm	vitesse moyenne $2\text{ m.s}^{-1}$	effort normal 11 N

TABLE 4.4: Résumé des valeurs expérimentales obtenues pour les billes de type A.

La vitesse moyenne intégrée dans le canon correspond à des mesures faites en paroi, il paraît fort probable que cette vitesse soit supérieure au centre du canal. Dans la figure 4.27,

nous évaluons indirectement cette vitesse au centre en intégrant également diverses vitesses moyennes dans le canon, et en regardant les résultats sur l'effort en régime stationnaire, que nous comparons à l'effort expérimental. L'intégration de la vitesse moyenne en paroi, en tant que donnée d'entrée du canon, aboutit à une minoration de l'effort expérimental de 30%. La vitesse initiale permettant de retrouver l'effort expérimental en régime stationnaire, de 11 N, est  $V_i = 2.55 \text{ m.s}^{-1}$ .

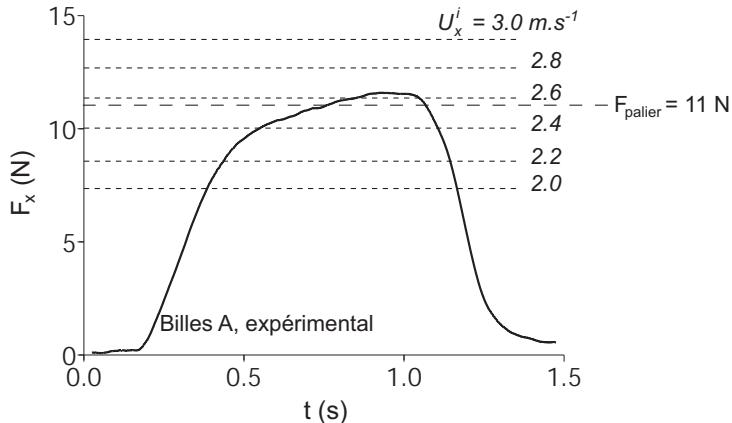


FIGURE 4.27: (—) Profil temporel d'effort expérimental, associé à une vitesse moyenne mesurée avant impact de  $2 \text{ m.s}^{-1}$ . (- -) Efforts numériques obtenus pour diverses vitesses initiales implantées dans le canon.

Notre modèle de canon granulaire nous permet donc de prédire la vitesse moyenne au centre de manière indirecte. Pour prévoir le profil de vitesse latéral dans sa totalité, durant le régime stationnaire, il faudrait pouvoir déplacer latéralement l'obstacle expérimentalement, et relier la vitesse à intégrer dans le canon pour retrouver l'effort correspondant. Nous n'avons pas fait cela, néanmoins connaissant les vitesses en paroi (obtenues expérimentalement) et au centre (obtenues numériquement), et supposant que le profil latéral de vitesse est concave [Jop et al., 2005], on peut avoir une idée de celui-ci (figure 4.28). Nous avons également ajouté le profil de vitesse surfacique calculé dans le cas des billes du type B. Comme cela est dit

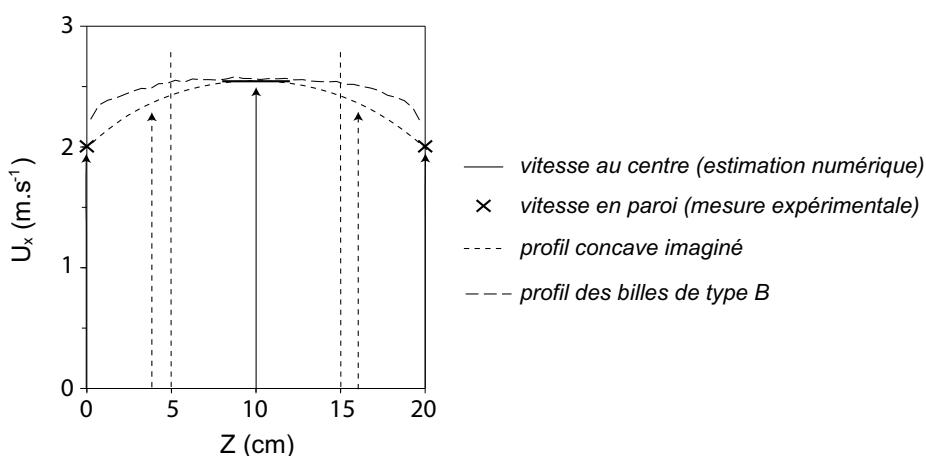


FIGURE 4.28: (—) Vitesse au centre estimée indirectement à partir du canon granulaire. (x) Vitesse en paroi mesurée expérimentalement. (- -) Profil de vitesse concave imaginé en fonction des vitesses au centre et en paroi. (---) Profil de vitesse obtenu pour les billes de type B.

dans [Jop et al., 2005], on retrouve le fait que la concavité du profil de vitesse surfacique est d'autant plus importante que la taille des billes est faible. Quantitativement, il est plus difficile de comparer les deux études, dont l'une est faite avec un fond rugueux et l'autre (la nôtre) avec un fond lisse.

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, un outil numérique appelé canon granulaire a été mis au point à partir du modèle intégral du chapitre 3. La différence fondamentale avec le premier modèle tient à l'utilisation d'une vitesse non nulle, d'une densité et d'une épaisseur d'écoulement comme paramètres d'entrée du canon. Les lois de contact sont conservées et la géométrie est modifiée afin de ne prendre en compte que la zone d'interaction entre l'écoulement granulaire et l'obstacle. L'intérêt du canon par rapport au modèle intégral est :

- l'optimisation du temps de calcul, divisé par dix du fait de l'absence de simulation de l'écoulement non influencé,
- la possibilité de contrôler les caractéristiques initiales de l'écoulement, comme la vitesse, la densité et l'épaisseur, à partir desquelles des études paramétriques peuvent être menées.

Cet outil a été validé à partir du modèle intégral de canal, par une comparaison sur les profils temporels d'effort exercé sur l'obstacle.

Dans les gammes de valeurs étudiées, les caractéristiques ayant l'influence la plus notable sur le coefficient de traînée  $\mathbb{C}_d$  sont :

- le rapport entre la hauteur  $h_o$  de l'obstacle et l'épaisseur  $h_e$  de l'écoulement. Lorsque  $h_o/h_e$  décroît dans un cas d'obstacle immergé ( $h_o/h_e < 1$ ), la valeur de  $\mathbb{C}_d$  augmente, les grains ayant moins la possibilité de s'échapper par le haut à l'approche de l'obstacle. L'augmentation est alors de 30% entre  $h_o/h_e = 1$  et  $h_o/h_e = 1/2$ . Lorsque  $h_o/h_e$  croît dans un cas d'obstacle émergent ( $h_o/h_e > 1$ ), la valeur de  $\mathbb{C}_d$  augmente tout d'abord rapidement jusqu'à ce que  $h_o = 2 \cdot h_e$ , puis tend vers une valeur environ 30% supérieure à celle correspondant à  $h_o = h_e$ .
- Le régime de l'écoulement, caractérisé par le nombre de Froude  $\mathbb{F}r$ , dans la gamme étudiée comprise entre 0.16 (forces gravitaires prépondérantes) et 11.2 (forces inertielles prépondérantes). Nous avons identifié la diminution et l'augmentation de la contribution respective des forces gravitaires et des forces inertielles  $\mathbb{C}_d$ .

Les grandeurs ayant très peu d'influence sont la densité des grains élémentaires, la taille moyenne des grains et la largeur de l'obstacle dans la mesure où il y a suffisamment d'impacts de grains sur l'obstacle.

Nous avons montré le caractère protecteur de la zone d'influence se formant en amont de l'obstacle. La valeur maximale du pic d'effort au cours du régime transitoire est 3 fois plus importante que la valeur de l'effort durant le régime stationnaire, alors que les propriétés de l'écoulement restent les mêmes. Nous n'avons toutefois pas analysé la cause de cette diminution, même si on peut penser que la zone d'influence peut, soit amortir, soit dévier, l'énergie apportée par l'écoulement.

Les écoulements avalancheux pouvant être assimilables à des écoulements plus ou moins cohésifs, il est alors intéressant de modifier la loi de comportement du matériau numérique afin que celui-ci soit constitué de grains élémentaires cohésifs. Ceci fait l'objet de l'étude du chapitre suivant.



# CHAPITRE 5

## Transfert de connaissances vers les écoulements cohésifs

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié l'influence de divers paramètres sur le coefficient de traînée obtenu lors de la sollicitation exercée par un écoulement granulaire sec sur un obstacle. Pour obtenir ces résultats, nous avons développé un outil numérique permettant de s'affranchir du calcul d'une grande partie de l'écoulement, pour analyser uniquement la zone d'interaction entre obstacle et écoulement. Cet outil, que nous avons appelé "canon granulaire", a été validé dans le cas d'un matériau granulaire non cohésif. À présent, nous l'appliquons à l'étude de la pression exercée par un écoulement de type cohésif sur un obstacle. Le rapprochement avec un matériau cohésif est effectué par l'implémentation d'une cohésion tangentielle et d'une adhésion normale, toutes deux à l'échelle locale, au sein de la loi de comportement du matériau.

Dans l'intégralité de ce chapitre, l'adhésion ou la cohésion seront des propriétés locales, définies à l'échelle du contact intergranulaire. Lorsque nous devrons parler de ces mêmes propriétés à l'échelle globale, ce fait sera précisé.

Nous commençons par décrire en détail la loi de contact permettant de modéliser un matériau cohésif. Nous poursuivons avec une étude de l'influence des valeurs de l'adhésion et de la cohésion sur la pression et le coefficient de traînée. Cette étude est tout d'abord faite indépendamment des propriétés de l'écoulement, puis couplée avec l'influence du régime d'écoulement.

### 5.1 Modélisation d'un matériau cohésif

Au cours des chapitres 3 et 4, nous avons utilisé le modèle de Walton [Walton and Braun, 1986] afin d'introduire une certaine dissipation au contact normal. La loi implantée dans ce chapitre est un dérivé du modèle de Walton, associé à une simplification d'un modèle de contact introduit dans [Luding et al., 2005; Luding, 2008]. Les grandes lignes de cette loi sont les suivantes :

- de type élastique en charge, hystérétique puis adhésive en décharge pour le calcul de l'effort de contact normal,
- de type frictionnel avec prise en compte d'une cohésion locale dans le calcul de l'effort de contact tangentiel.

L'adhésion normale est introduite par l'intermédiaire d'une résistance à la traction apparaissant au cours de l'histoire du contact. La cohésion tangentielle adopte la définition classique

qu'elle a dans le critère de Mohr-Coulomb, au niveau local.

### 5.1.1 Effort de contact normal adhésif

La figure 5.1 illustre la loi de contact utilisée dans le calcul de la composante normale de l'effort de contact entre deux éléments (sans distinction entre un grain et une boîte). Il s'agit du modèle de Luding [Luding et al., 2005], dérivé du modèle de Walton [Walton and Braun, 1986]. L'évolution fondamentale est le retour à un effort de contact nul, qui s'effectue linéairement par valeurs négatives, ce qui est une résistance à la traction.

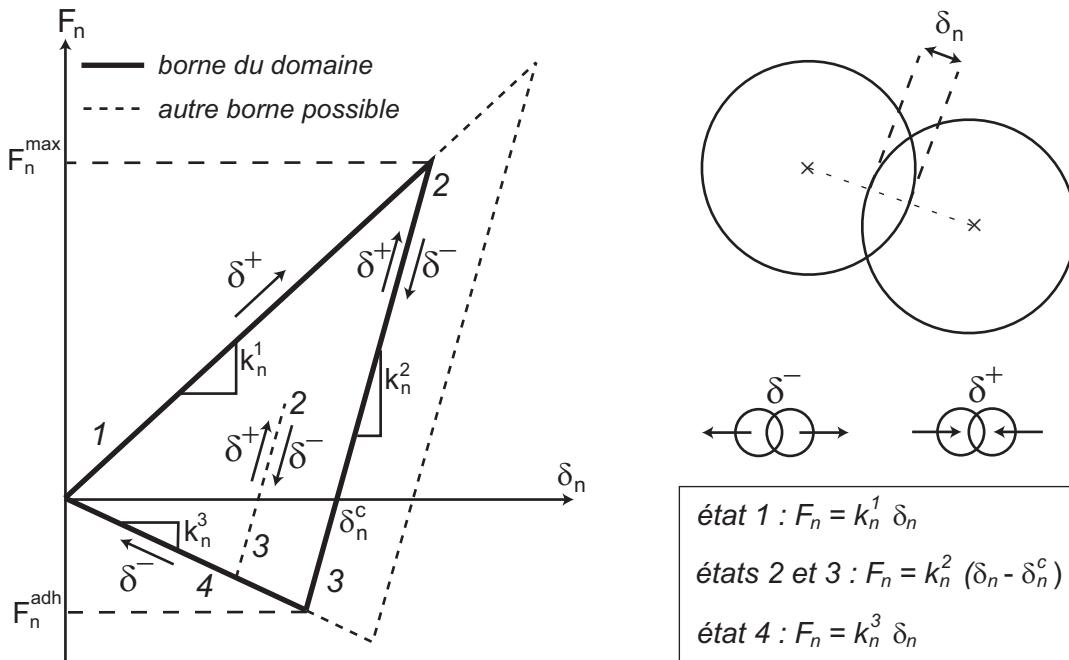


FIGURE 5.1: Évolution de l'effort de contact normal dictée par le modèle de Walton avec ajout d'une composante adhésive. Les valeurs de  $F_n^{max}$  et de  $F_n^{adh}$  dépendent des paramètres locaux du contact et de la vitesse relative à la création du contact. En encart le lien entre équation utilisée et état du contact.

Dans le modèle de Walton utilisé au chapitre 3, la pente  $k_n^1$  de la phase élastique était définie en fonction des paramètres locaux de raideurs normales  $k_n^A$  et  $k_n^B$ , et la pente de la phase hystérétique en fonction de  $k_n^1$  et du coefficient de restitution  $e_n$ . Les valeurs des pentes élastique et hystérétique sont définies de la même manière dans la nouvelle loi, dans laquelle on introduit un paramètre supplémentaire,  $\alpha_c$  rendant compte du caractère plus ou moins adhésif du matériau, défini par :

$$\alpha_c = \left| \frac{k_n^3}{k_n^1} \right|, \quad (5.1)$$

avec  $k_n^3$  la pente négative de retour élastique permettant le retour à un effort de contact nul.

Ce paramètre  $\alpha_c$  est défini par l'utilisateur, et permet donc de calculer la pente  $k_n^3$ . L'intégralité de la courbe effort-déplacement est donc uniquement conditionnée par les valeurs de  $k_n^1$ , de  $e_n$  et de  $\alpha_c$ .

Une fois le contact établi entre deux éléments, les valeurs des paramètres  $k_n^1$  et  $k_n^3$  restent valables pour toute l'histoire du contact. Le couple effort-déplacement est donc borné à l'intérieur d'un domaine dont les frontières sont les droites d'équation  $F_n = k_n^1 \delta_n$  et  $F_n = k_n^3 \delta_n$ .

Le paramètre  $k_n^2$  n'est pas non plus modifié durant l'histoire d'un contact, mais la valeur de  $\delta_n^c$  peut l'être en fonction de la valeur de  $F_n^{max}$ .

État du contact	Équation de la droite	Signe de $F_n$
1	$F_n = k_n^1 \delta_n$	+
2	$F_n = k_n^2 (\delta_n - \delta_n^c)$	+
3	$F_n = k_n^2 (\delta_n - \delta_n^c)$	-
4	$F_n = k_n^3 \delta_n$	-

TABLE 5.1: Définition des états rencontrés lors d'un contact normal.

Nous avons numéroté chacun des états que peut rencontrer un contact au cours de son histoire, la définition de ces états est notée dans le tableau 5.1. À présent, nous détaillons les caractéristiques des transitions entre les différents états, également notées sur le graphique 5.2.

À la création d'un contact entre deux éléments, les valeurs des paramètres  $k_n^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) sont définies pour toute l'histoire future du contact. Le contact est alors en état 1, il y reste tant que les deux éléments se rapprochent (figure 5.2,  $a_1$ ). L'algorithme de la méthode des éléments discrets est constitué à chaque pas de temps d'un calcul successif des positions et des efforts (paragraphe 1.4.1) : lorsque l'effort de répulsion est suffisant ( $F_n^{max}$  est alors atteint) pour que les deux éléments commencent à s'éloigner, le contact se trouve en état 2 (figure 5.2,  $a_2$ ). Le calcul de  $\delta_n^c$  est effectué à ce moment là. De l'état 2, si les deux éléments recommencent à se rapprocher, il y a deux solutions. Si l'effort calculé par  $k_n^1 \delta_n$  est supérieur à l'effort calculé par  $k_n^2 (\delta_n - \delta_n^c)$ , le contact reste en état 2 (figure 5.2,  $b_2$ ), dans le cas contraire il repasse en état 1 (figure 5.2,  $b_1$ ). De l'état 2, si les deux éléments s'éloignent, le futur état est conditionné par le signe de  $k_n^2 (\delta_n - \delta_n^c)$ . Si cette quantité est positive, le contact reste en état 2 (figure 5.2,  $a_3$ ), sinon il passe en état 3 (figure 5.2,  $a_4$ ).

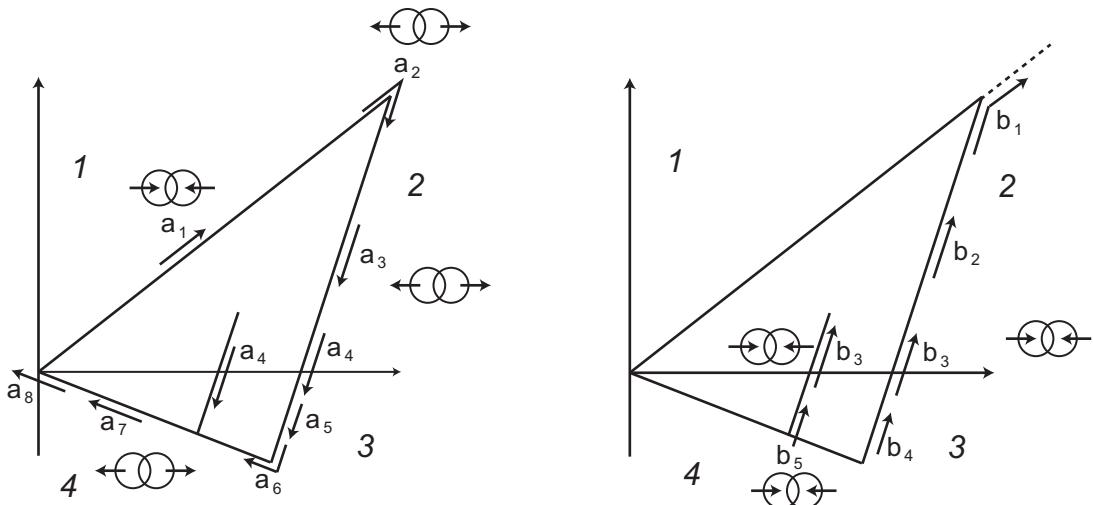


FIGURE 5.2: transitions entre les états de la loi de contact normale (deux figures pour la lisibilité).

Les états 3 et 4 impliquent un effort d'attraction ( $F_n < 0$ ) entre les deux éléments. Lorsque le contact est en état 3, les deux éléments se rapprochent, il peut alors repasser en état 2 (figure 5.2,  $b_3$ ) si  $k_n^2 (\delta_n - \delta_n^c) > 0$  ou rester en état 3 (figure 5.2,  $b_4$ ) si cette quantité reste négative. Dans le cas contraire, les deux éléments s'éloignent, l'état futur du contact est alors conditionné par le signe de  $k_n^2 (\delta_n - \delta_n^c) - k_n^1 \delta_n$ . Si cette quantité est positive, le contact reste

en état 3 (figure 5.2,  $a_5$ ), si elle est négative le contact passe alors en état 4 (figure 5.2,  $a_6$ ). À chaque fois que le contact passe de l'état 3 à l'état 4 ou qu'il reste en état 4, la valeur de  $\delta_n^c$  est recalculée en fonction de la pente  $k_n^2$ . De l'état 4, le contact peut repasser en état 3 (figure 5.2,  $b_5$ ) dans un cas de rapprochement des deux éléments, l'effort est alors la valeur de  $k_n^2 (\delta_n - \delta_n^c)$  (calculé avec la valeur ajournée de  $\delta_n^c$ ). Il peut également rester en état 4 (figure 5.2,  $a_6$ ) si les éléments s'éloignent. Enfin, le contact s'achève lors de la séparation des deux surfaces (figure 5.2,  $a_8$ ), puisque les interactions à distance ne sont pas prises en compte dans le modèle.

Pour une valeur fixée de  $\alpha_c$ , l'intensité maximale de l'adhésion  $F_n^{adh}$  au cours d'un contact dépend de la vitesse relative initiale en début de contact. Plus cette vitesse est élevée, plus l'effort maximum en fin de charge élastique est important, plus il faut d'énergie pour revenir en état 4 et aboutir à la rupture du contact, mais en même temps plus les énergies cinétiques normales relatives des deux grains sont importantes. Cette propriété est cruciale dans la mesure où l'objectif est de modéliser un phénomène dynamique, dans lequel les vitesses relatives entre les éléments peuvent être très différentes. Par exemple, les vitesses relatives sont généralement faibles dans l'écoulement, entre deux grains, puisque les grains sont canalisés et se déplacent dans la même direction. Par contre, les vitesses relatives sont importantes lorsqu'un grain entre en contact avec l'obstacle ou avec un autre grain piégé entre l'obstacle et l'écoulement amont.

De la même manière, l'intensité maximale de l'adhésion dépend aussi de la masse des éléments en contact. En effet lors d'un contact binaire, l'effort maximal de contact a pour valeur :

$$F_n^{max} = V_n^i \cdot \sqrt{m k_n^1}, \quad (5.2)$$

avec  $V_n^i$  la vitesse initiale relative de contact et  $m$  la moyenne harmonique des masses des deux éléments (dans le cas d'un contact entre un grain et une boîte est considéré la masse du grain pour la boîte). Pour résumer, plus la masse des deux éléments en contact est grande, plus il leur faut d'énergie pour que le contact disparaisse. Cette énergie peut provenir des éléments eux-mêmes, comme d'un apport extérieur (collision de la paire en contact avec un autre élément).

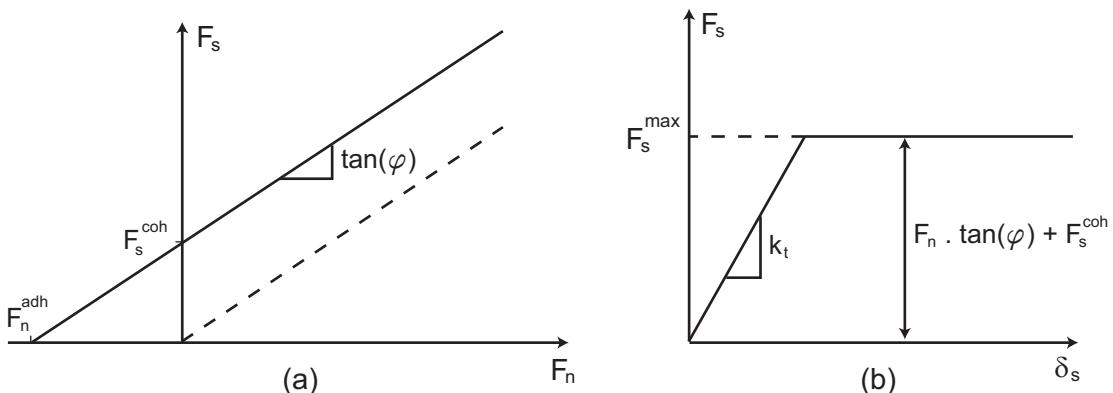


FIGURE 5.3: Forme régularisée de la loi de frottement de Coulomb avec ajout d'une composante cohésive. (a) Seuil de glissement. (b) Loi de Coulomb régularisée fonction du déplacement relatif tangentiel calculé incrémentalement. (- - -) Loi de comportement pour un matériau non cohésif.

### 5.1.2 Effort de contact tangentiel cohésif

La figure 5.3 illustre la loi utilisée pour le calcul de la composante tangentielle de l'effort de contact entre deux éléments. Cette composante est bornée par le critère de Mohr-Coulomb utilisé dans le chapitre 3, par rapport auquel il a été rajouté un paramètre de cohésion tangentielle. À un instant  $t$  et pour une certaine valeur de la composante normale  $F_n$ , la valeur de la composante tangentielle est bornée par la valeur de  $F_n \tan \varphi + F_s^{coh}$ . Lorsque la valeur de  $k_s \delta_s$ , avec  $\delta_s$  calculé incrémentalement, est inférieure à cette borne supérieure, la composante tangentielle à une valeur de  $k_s \delta_s$ . Lorsque cette même valeur est supérieure à la borne supérieure, la valeur de la composante tangentielle est de  $F_n \tan \varphi + F_s^{coh}$ .

La valeur de  $F_s^{coh}$  est calculée à partir des valeurs de  $F_n^{adh}$  (figure 5.1) et de l'angle de frottement micromécanique  $\varphi$  entre les deux éléments, défini dans la suite, de la manière suivante :

$$F_s^{coh} = -F_n^{adh} \tan \varphi \quad (5.3)$$

$F_n^{adh}$  étant redéterminé -  $F_s^{coh}$  l'étant donc également - à chaque fois que le contact évolue de l'une ou l'autre de ces façons :

- le contact normal reste dans l'état 1 (figure 5.2,  $a_1$ ),
- il passe de l'état 2 à l'état 1 (figure 5.2,  $b_1$ ),
- il passe de l'état 3 à l'état 4 (figure 5.2,  $a_6$ )
- il reste dans l'état 4 (figure 5.2,  $a_7$ ).

## 5.2 Application à l'interaction entre un écoulement cohésif et un obstacle

### 5.2.1 Choix de la valeur des paramètres de la simulation

Entre les lois de contact du présent chapitre, et celles du chapitre 4, la seule différence dans les paramètres locaux est la valeur du paramètre d'élasticité  $E$ . La modification de celui-ci n'a pas d'influence sur la pression exercée par l'écoulement sur l'obstacle (figure 4.9 du paragraphe 4.3.1), il est donc divisé par 10 dans un but d'optimisation du temps de calcul.

La valeur du rapport d'adhésion  $\alpha_c$ , à partir de laquelle est calculée la pente  $k_n^3$  (équation 5.1), peut adopter plusieurs valeurs caractérisant diverses intensités d'adhésion (bornes données dans la figure 5.4). On ajoute que parler d'intensité de cohésion revient à parler d'intensité d'adhésion puisque ces deux caractéristiques sont reliées par la relation 5.3, nous emploierons donc toujours la deuxième appellation.

Le rayon moyen  $R_m$  des grains, ainsi que la dispersion autour de celui-ci, sont conservés par rapport aux chapitres 3 et 4. Enfin est également conservée la masse volumique des grains, la compacité de l'échantillon initial, sa vitesse et son épaisseur.

La loi de contact adoptée pour les cas de contact entre un grain et une boîte est non cohésive et non adhésive (dans ces cas  $\alpha_c = 0$ , donc  $F_n^{adh} = 0$  et donc  $F_s^{coh} = 0$ ), la loi de Walton est alors appliquée (chapitre 3), ce qui interdit le collage entre un grain et une boîte. Ce choix est justifié par le fait que les propriétés de l'écoulement cohésif doivent rester indépendantes des propriétés de contact entre les grains et l'obstacle ou les parois du canal.

Les valeurs des paramètres globaux et locaux sont rassemblées dans les tableaux 5.2 et 5.3 :

### 5.2.2 Influence du rapport d'adhésion $\alpha_c$

Dans ce paragraphe, nous étudions l'influence du paramètre  $\alpha_c$ , pour la gamme de valeurs notée dans le tableau 5.3, sur l'effort exercé par l'écoulement sur l'obstacle en régime station-

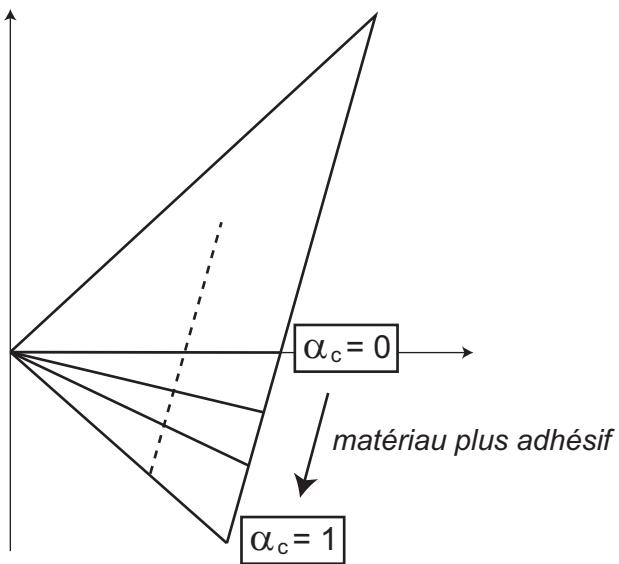


FIGURE 5.4: Évolution de la loi de contact normale lorsque la valeur du rapport d'adhésion  $\alpha_c$  varie.

Masse volumique des grains (kg.m <sup>-3</sup> )	2500
Rayon moyen $R_m$ (mm)	2.466
Épaisseur initiale (cm)	4
Vitesse initiale (m.s <sup>-1</sup> )	3
Compacité initiale	0.5

TABLE 5.2: Divers paramètres de la modélisation (valeurs référence du chapitre 4), dont les propriétés de l'échantillon initial.

		Type de contact	Grain-Grain	Grain-Obstacle	Grain-Paroi
Normal	Coefficient de restitution $e_n$	0.5	0.5	0.5	0.5
	Raideur $k_n^1$ (N.m <sup>-1</sup> )	2500	2500	173	
	Rapport d'adhésion $\alpha_c$	0 à 1	0	0	
Tangential	Angle de frottement $\varphi$ (°)	30	19	18	
	Raideur $k_s$ (N.m <sup>-1</sup> )	525	649	97	

TABLE 5.3: Résumé des valeurs des paramètres micromécaniques, pour des grains de rayon  $R_m$ . Si  $\alpha_c = 0$  le matériau n'est pas cohésif, si  $\alpha_c = 1$  le matériau est très cohésif.

naire. Une analyse est également menée sur l'évolution du réseau de contacts, du nombre de coordination et des vitesses en fonction de la distance à l'obstacle, pour les rapports d'adhésion choisis. Cette étude est effectuée à l'aide du canon granulaire (défini au chapitre 4). La vitesse initiale de l'écoulement est de 3 m.s<sup>-1</sup> (tableau 5.2), l'épaisseur initiale de matériau est de 4 cm, la distance  $D_{tir}$  séparant l'obstacle de l'échantillon granulaire à l'état initial est de 15 cm. La compacité initiale est de 0.5 et la masse volumique des grains de 2500 kg.m<sup>-3</sup>. L'obstacle a une surface carrée de 4 cm de côté.

### 5.2.2.1 Évolution de l'effort exercé sur l'obstacle

La figure 5.5a expose l'influence de  $\alpha_c$  sur le profil temporel d'effort exercé sur l'obstacle. Le paramètre temporel  $dt_s$  de la moyenne glissante est ici de 1/40 s, volontairement plus important que la valeur de 1/200 s utilisée dans le chapitre 4. En effet, si précédemment le souhait était de quantifier l'effort au pic, ici nous voulons seulement caractériser la valeur de l'effort au cours du régime stationnaire. Par conséquent, le choix d'une valeur pour  $dt_s$  est simplement lié à une meilleure lecture graphique des courbes. La durée du pic d'effort, après moyennage, n'est donc plus lié au temps de formation de la zone d'influence.

La figure 5.5b représente l'évolution de la moyenne de l'effort durant la phase stationnaire telle que définie dans la figure 5.5a, en fonction de  $\alpha_c$ . Plus le rapport d'adhésion est important, plus l'effort augmente, en phase transitoire comme en phase stationnaire. L'augmentation de l'effort est très nette lorsque la valeur du paramètre  $\alpha_c$  croît au dessus de la valeur 4/5. Par contre, l'effort a tendance à tendre de manière tangentielle vers l'effort correspondant à un matériau non cohésif lorsque  $\alpha_c$  tend vers 0. Le paramètre  $\alpha_c$  ne commence à avoir une influence notable qu'en dessous d'une certaine valeur (ici environ 4/5), en dessus de cette valeur seuil, l'influence est faible.

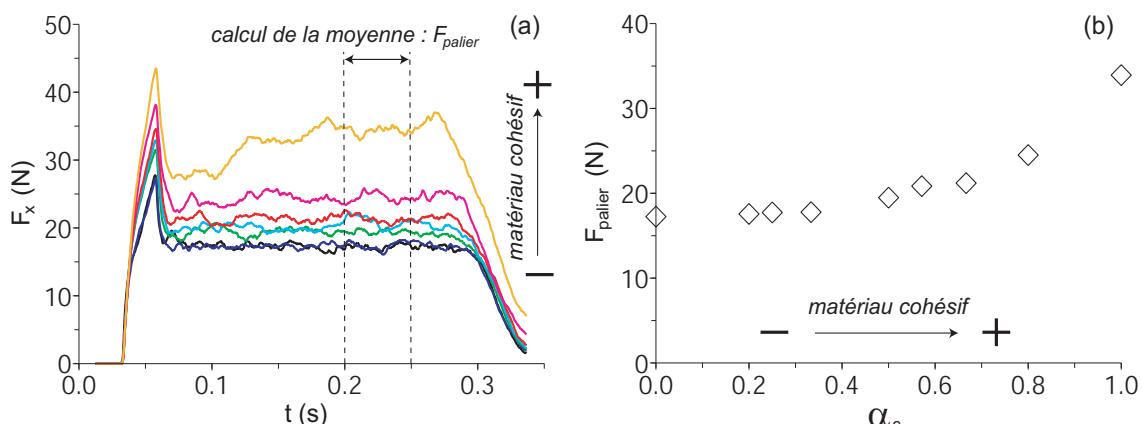


FIGURE 5.5: (a) Profil temporel d'effort pour différents rapports d'adhésion, la phase stationnaire est considérée entre les droites en pointillés. Le paramètre temporel de la moyenne glissante est  $dt_s = 1/40$  s. (b) Effort au palier en fonction du rapport d'adhésion  $\alpha_c$ .

À présent on peut se poser les questions suivantes : pourquoi l'augmentation de  $\alpha_c$  a pour conséquence l'augmentation de l'effort exercé sur l'obstacle par l'écoulement ? De plus l'adhésion est une caractéristique locale, définie au niveau des contacts intergranulaires, mais quelle est son influence sur les caractéristiques globales de l'écoulement ? Dans la suite, nous tentons de répondre à ces questions en étudiant d'une part l'évolution des vitesses dans l'écoulement, d'autre part celle de la coordination et du réseau de contacts, durant le régime stationnaire.

### 5.2.2.2 Évolution spatiale des vitesses

Comme nous avons pu l'observer auparavant, l'interaction entre écoulement granulaire et obstacle entraîne une décélération générale de l'écoulement à l'approche de l'obstacle. Dans la figure 5.6 est représentée la répartition des normes de vitesse parmi la population de tous les grains situés directement en amont de l'obstacle (coordonnée Z comprise entre 8 et 12 cm), pour  $\alpha_c = 0$  (matériau non cohésif) et  $\alpha_c = 1$  (matériau très cohésif). On constate un décalage qui s'opère vers des vitesses plus basses lorsque le matériau passe d'un état non cohésif à un état très cohésif, qui a pour effet un ralentissement global de l'écoulement. On

constate également la rareté des grains ayant une vitesse proche de 0, quelle que soit la valeur de  $\alpha_c$ .

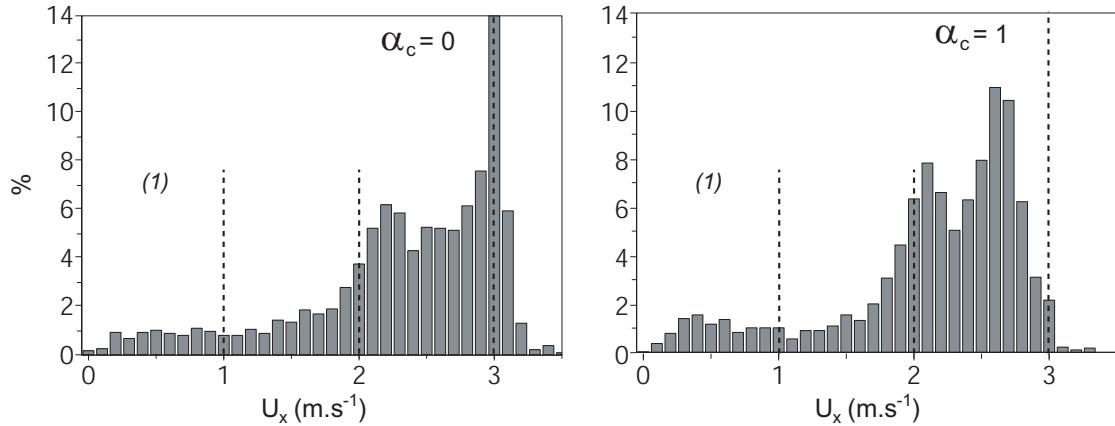


FIGURE 5.6: Répartition des normes de vitesse parmi la population de grains en zone d'écoulement, en pourcentage par rapport au nombre total de grains.

Nous nous intéressons plus particulièrement à la zone (1) de la figure 5.6, pour laquelle la norme de la vitesse est inférieure à  $U_{max,zm} = 1 \text{ m.s}^{-1}$ . Nous l'appelons la zone morte. Les grains appartenant à cette zone subissent une décélération particulièrement importante, par rapport au reste de l'écoulement qui subit une décélération spatiale plus diffuse. Ils sont représentés dans la figure 5.7 pour les deux rapports d'adhésion extrêmes. Chaque grain est grisé en fonction de la norme de sa vitesse, comprise entre la vitesse nulle et  $U_{max,zm}$ . En raison de la taille des grains, la forme de la zone morte dans les deux cas est assez floue à un instant précis.

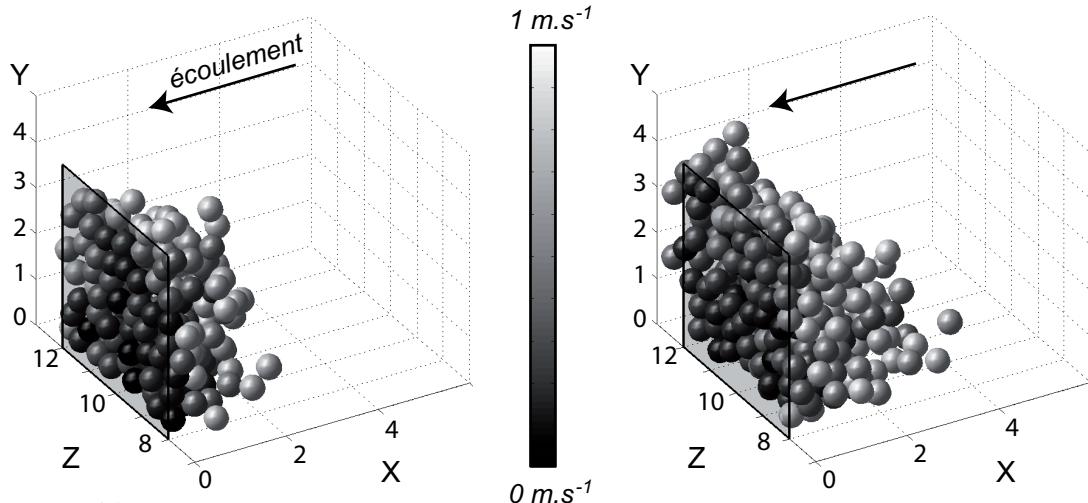


FIGURE 5.7: Instantanés de la zone morte durant la phase stationnaire pour  $\alpha_c = 0$  (gauche) et  $\alpha_c = 1$  (droite). Chaque grain est coloré en fonction de la norme de sa vitesse, comprise entre 0 et  $1 \text{ m.s}^{-1}$ . Les coordonnées sont en cm.

Nous allons à présent quantifier la taille de la zone morte. Pour cela nous définissons une longueur de zone morte  $l_{zm}$  par :

$$l_{zm} = \frac{\langle V_{zm} \rangle}{\Phi_i l_o h_o}, \quad (5.4)$$

avec  $\langle V_{zm} \rangle$  la moyenne, sur 10 instants non successifs en régime stationnaire, de la somme des volumes des grains appartenant à la zone morte,  $\Phi_i$  la compacité de l'échantillon initial,  $l_o$  et  $h_o$  respectivement la largeur et la hauteur de l'obstacle.  $\Phi_i$  permet de tenir compte de la porosité intergranulaire.

L'évolution de  $l_{zm}$  en fonction du rapport d'adhésion  $\alpha_c$  est tracée dans la figure 5.8. La taille, ainsi que le volume, de la zone morte augmente lorsque le rapport d'adhésion augmente, ce qui est lié avec la décélération générale de l'écoulement puisque la zone morte est définie en fonction d'une vitesse fixe.

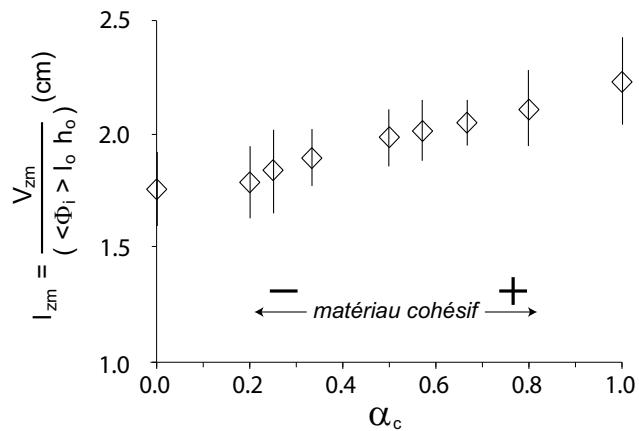


FIGURE 5.8: Volume de la zone morte (constituée des grains dont la norme de la vitesse est inférieure à  $U_{max,zm} = 1 \text{ m.s}^{-1}$ ) rapporté aux dimensions de l'obstacle  $l_o$  et  $h_o$ , en fonction du rapport d'adhésion  $\alpha_c$ . Moyenne sur une dizaine d'instants du régime stationnaire, les barres d'erreur sont calculées à partir de l'écart type.

Il peut paraître étrange, au premier abord, que l'ajout de cohésion tangentielle et d'adhésion normale n'immobilise pas au moins une partie de l'écoulement, notamment celle que nous avons appelée zone morte, et cela même pour un matériau numérique très cohésif ( $\alpha_c = 1$ ). La raison est la suivante : aucun amortissement numérique n'a été introduit au sein de la loi de contact. Pour expliquer cette dernière remarque, nous prenons l'exemple d'un grain numérique qui rebondit sur une surface plane horizontale. Au bout d'un certain temps et d'une certaine quantité de rebonds, sous l'effet de la dissipation normale, l'énergie du grain lorsqu'il remonte n'est plus suffisante pour que le contact avec le plan disparaisse. Le grain oscille alors autour d'une position d'équilibre, en alternance entre les états 2 et 3 du contact normal adhésif.

Or dans la réalité, la même expérience mène au final à l'immobilisation du grain, quelle que soit sa nature. L'ajout d'un amortissement numérique de type Cundall [Cundall and Strack, 1979] pourrait permettre d'aboutir à terme à une énergie cinétique nulle pour le grain, au bout d'une certaine quantité d'oscillations autour de la position d'équilibre. L'utilisation d'un tel artifice est souvent faite dans des cas d'étude statiques sur des échantillons granulaires [Scholtès et al., 2008; Sibille, 2006] pour l'obtention plus rapide d'un état d'équilibre. Néanmoins, dans un cas dynamique elle est plus problématique puisque nous ne cherchons pas à atteindre un état d'équilibre statique. De plus, l'implémentation d'un tel paramètre au niveau local doit tenir compte de la dépendance à la vitesse relative des deux grains en contact, ce qui paraît assez complexe à évaluer. Par conséquent, nous avons choisi de ne pas intégrer d'amortissement numérique de Cundall au niveau local. Chaque grain est donc en déplacement perpétuel, qu'il soit autour d'une position d'équilibre ou canalisé dans l'écoulement.

### 5.2.2.3 Évolution spatiale du nombre de coordination

La quantité moyenne de contacts par grain, également appelée nombre de coordination, donne une indication sur la capacité d'un milieu granulaire à transmettre les efforts. À l'échelle locale, les grains en contact avec au minimum deux autres grains peuvent transmettre ces efforts, tandis que les grains en contact avec aucun ou un autre grain n'ont aucune influence sur les chaînes d'efforts.

L'influence de  $\alpha_c$  sur le nombre de coordination est en premier lieu abordée de manière qualitative. La figure 5.9 représente une image extraite du régime stationnaire, pour un matériau non adhésif ( $\alpha_c = 0$ ) et très adhésif ( $\alpha_c = 1$ ). Une coupe est effectuée au centre de l'obstacle, selon un plan parallèle aux parois. Chaque grain est assorti d'une couleur fonction du nombre de contacts dans lesquels il est impliqué (indifféremment du type de contact : grain-grain, grain-obstacle ou grain-paroi). L'augmentation de la quantité de contacts par grain est très nette lorsqu'une adhésion importante est intégrée. On remarque également que les grains avec peu de contacts sont essentiellement situés en surface libre, quel que soit le rapport d'adhésion. Par ailleurs, lorsque  $\alpha_c = 0$ , les grains impliqués dans le plus de contacts semblent se concentrer autour de l'obstacle, tandis que pour  $\alpha_c = 1$ , ceux-ci peuvent se trouver un peu partout, excepté en surface libre.

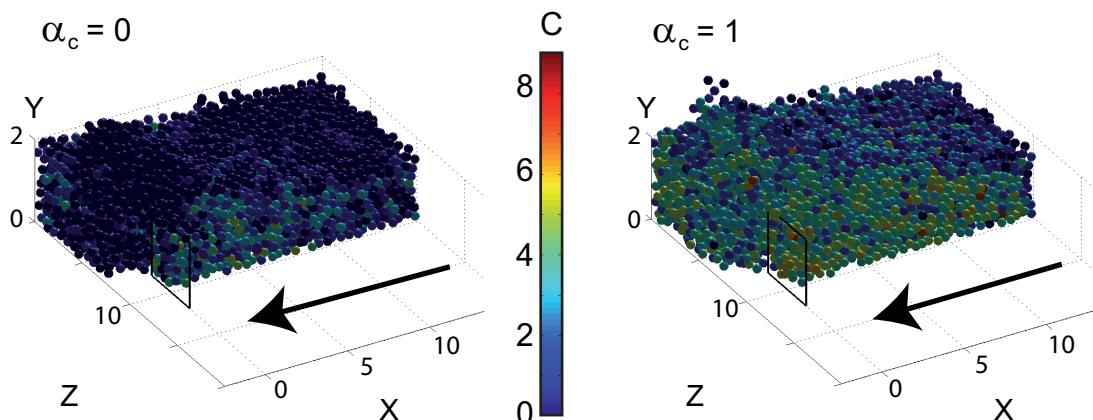


FIGURE 5.9: Influence du paramètre  $\alpha_c$  sur le nombre de coordination, pour les deux valeurs extrêmes  $\alpha_c = 0$  (matériau non cohésif) et  $\alpha_c = 1$  (matériau très cohésif). La barre centrale fait le lien entre nombre de coordination et couleur employée.

À présent, l'évolution spatiale du nombre de coordination est quantifiée, en régime stationnaire. Un contact peut se produire entre deux grains ou entre un grain et une boîte (paroi ou obstacle). Dans un volume donné, le nombre de coordination  $C$  est défini de la manière suivante :

$$C = \frac{\sum(\text{contacts grain - grain}) \times 2 + \sum(\text{contacts grain - boîte})}{\text{nombre de grains}}. \quad (5.5)$$

Chaque contact impliquant une paire de grains compte pour deux dans le nombre de coordination, puisque chacun de ces deux grains est impliqué dans le contact. Le choix du volume de comptage est important pour deux raisons. S'il est choisi trop petit, le résultat peut souffrir d'une forte incertitude puisque la position des contacts associés à un grain ne coïncide pas avec la position de son centre. S'il est par contre choisi trop grand, les phénomènes se produisant à l'échelle locale risquent de ne pas pouvoir être observés.

Dans la figure 5.10, les graphiques représentent le nombre de coordination  $C$  en fonction de la distance à l'obstacle  $D_o$ , pour divers rapports d'adhésion, notés en encart. Le schéma

de droite représente le volume dans lequel le nombre de coordination est calculé, quelle que soit la distance  $D_o$  comprise entre 0 cm et 15 cm. Ce volume est équivalent à un échantillon d'environ 250 grains de rayon égal au rayon moyen.

Quelle que soit la valeur du rapport d'adhésion, le nombre de coordination augmente globalement à l'approche de l'obstacle. Cette augmentation est progressive pour  $\alpha_c = 0$ , tandis que pour  $\alpha_c > 0$ , elle est plus brutale. Ensuite, à l'approche de l'obstacle, le nombre de coordination atteint une sorte de palier. L'augmentation du nombre de coordination est due au gradient de vitesse négatif provoqué par la proximité de l'obstacle : il entraîne une quantité de chocs plus importante entre les grains, les freinant en les contraignant à rentrer en contact.

De plus, l'augmentation du rapport d'adhésion a pour conséquence l'augmentation du nombre de coordination, quelle que soit la distance à l'obstacle. Lorsque le matériau est non adhésif ( $\alpha_c = 0$ ), le nombre de coordination dans la proximité immédiate de l'obstacle est de 2, cette valeur étant doublée pour un matériau très adhésif ( $\alpha_c = 1$ ).

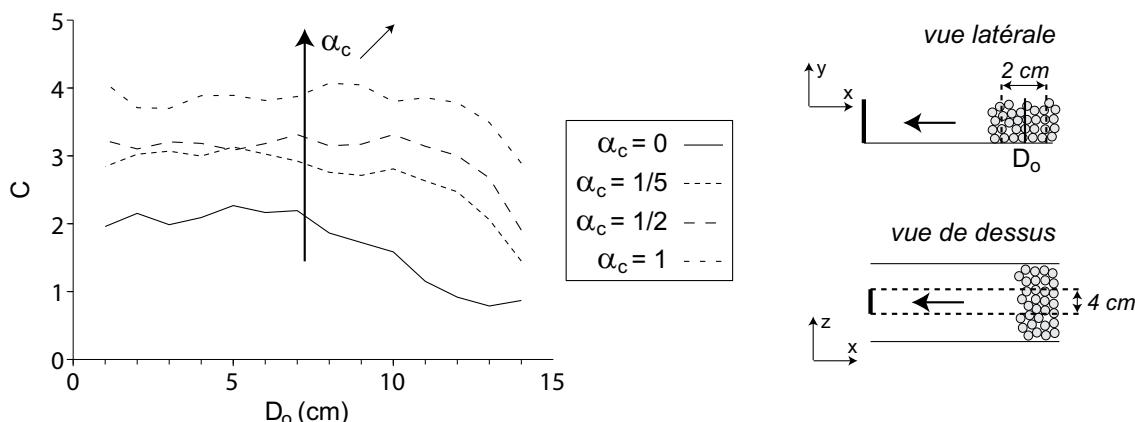


FIGURE 5.10: Nombre de coordination  $C$  en fonction de la distance à l'obstacle  $D_o$ , pour divers rapports d'adhésion, notés en encart. Le calcul de  $C$  est effectué durant la phase stationnaire dans le volume défini dans le schéma de droite.

La figure 5.11 représente la répartition globale du nombre de grains en fonction du nombre de contacts dans lesquels ils sont impliqués, pour diverses valeurs de  $\alpha_c$ , et directement en amont de l'obstacle ( $8 \text{ cm} < Z < 12 \text{ cm}$  quel que soit  $X$ ). La barre verticale colorée en gris foncé sur chaque graphique correspond au nombre de coordination global moyen. Plus le matériau est adhésif, plus le nombre de coordination moyen est important. Pour un matériau non adhésif, la plupart des grains ne sont impliqués dans aucun contact. Pour un matériau très adhésif, la répartition est centrée sur une quantité de 4 contacts par grains, et rares sont les grains n'étant pas impliqués dans au moins un contact.

#### 5.2.2.4 Évolution spatiale de la compacité et de l'épaisseur

La figure 5.12 donne un aperçu de l'évolution de la compacité dans la zone d'écoulement, pour divers rapports d'adhésion. Nous avons tracé ces courbes pour les distances à l'obstacle  $D_o = 5 \text{ cm}$  et  $D_o = 10 \text{ cm}$ . Elles sont lissées avec une moyenne glissante pour permettre une comparaison aisée, car les courbes brutes souffrent d'oscillations dues à la taille des grains (paragraphe 3.3.2.3).

À proximité de l'obstacle ( $D_o = 5 \text{ cm}$ ), une augmentation du rapport d'adhésion entraîne une augmentation de l'épaisseur de matériau ainsi qu'une diminution de la compacité. À plus grande distance de l'obstacle ( $D_o = 10 \text{ cm}$ ), la compacité augmente avec le rapport

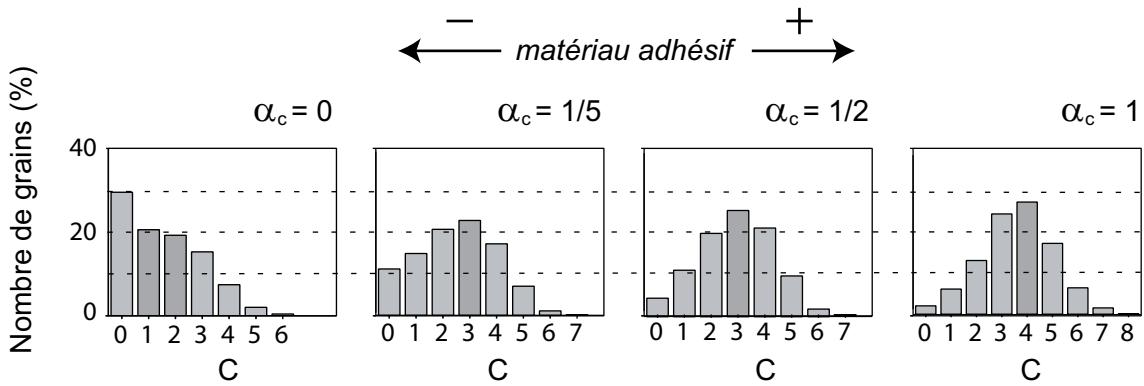


FIGURE 5.11: Répartition du nombre de contacts (en pourcentage du nombre de total de grains) dans le matériau pour les grains directement en amont de l'obstacle ( $8 \text{ cm} < Z < 12 \text{ cm}$  quel que soit  $X$ ), pour divers rapports d'adhésion, durant le régime stationnaire. Le gris plus foncé correspond à la valeur la plus proche du nombre de coordination global.

d'adhésion, sauf pour  $\alpha_c = 1$ . En fait, pour un matériau très cohésif, l'influence de l'obstacle se manifeste de manière plus importante que pour les matériaux moins adhésifs. Ceci peut se voir dans l'épaisseur de matériau, plus importante pour  $\alpha_c = 1$  que pour  $\alpha_c = 0, 1/5$  ou  $1/2$  pour lesquels elle ne varie pas.

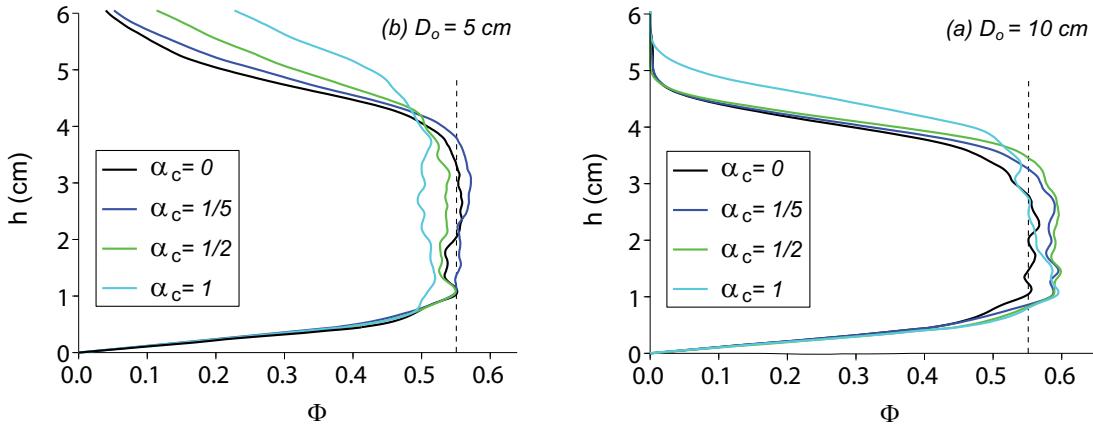


FIGURE 5.12: Profils de compacité en fonction de l'altitude, pour divers rapports d'adhésion  $\alpha_c$ , pour  $D_o = 5$  et  $10 \text{ cm}$ . Les profils sont lissés par moyenne glissante pour permettre la comparaison. (- -) Valeur de compacité au plateau pour un matériau non cohésif.

### 5.2.2.5 Évolution du réseau de contacts

Nous avons montré précédemment que plus l'adhésion est importante, plus le nombre de coordination est élevé. Lorsque le matériau est non adhésif, le nombre  $C$  est compris entre 1 et 2 en fonction de la distance à l'obstacle, mais une grande partie des grains ne sont en contact avec aucun ou un unique grain. La conséquence devrait être une faible transmission des efforts entre les grains. Par contre, lorsque le matériau est très adhésif, le nombre de coordination est compris entre 3 et 4 selon la distance à l'obstacle, et la majorité des grains sont en contact avec 3 grains ou plus. La conséquence devrait alors être une transmission aisée des efforts de contact entre les particules. Par conséquent, nous nous intéressons dans ce paragraphe au réseau de contacts normal se formant dans le milieu en amont de l'obstacle, en fonction du rapport d'adhésion.

Au préalable, nous reprenons la figure 5.1 schématisant la loi de contact normale adhésive, dans la figure 5.13. Il a été simplement superposé un système de couleurs qui nous permet de reconnaître les divers états dans lesquels peut se trouver un contact :

- la couleur rouge pour l'état 1, la phase élastique,
- la couleur bleue pour l'état 2, la phase hystérétique associée à un effort normal de répulsion,
- la couleur verte pour l'état 3, la phase hystérétique associée à un effort normal d'attraction. Cette couleur n'existe pas lorsque le matériau n'est pas adhésif.
- La couleur marron pour l'état 4, la phase associée au retour à un effort normal de contact nul. L'effort normal est d'attraction si le matériau est adhésif, il est nul si le matériau n'est pas adhésif.

Les états 1 et 2 correspondent à un effort de répulsion entre deux éléments, tandis que les états 3 et 4 correspondent à un effort d'attraction.

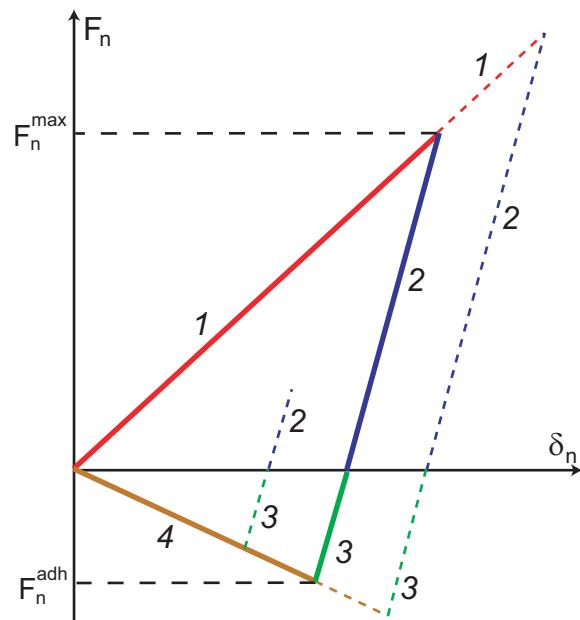


FIGURE 5.13: Système de couleurs pour la reconnaissance des états dans le cadre de la loi de contact normale, utilisé dans la figure 5.14. (rouge) phase élastique, (bleu) phase hystérétique répulsive, (vert) phase hystérétique adhésive, (marron) phase de retour à un effort de contact nul.

Les images de la figure 5.14 représentent le réseau de contacts normal au sein du matériau granulaire, prélevés au cours du régime stationnaire. Chaque contact normal est représenté par une barre reliant les centres des 2 grains en contact. L'épaisseur de la barre est une fonction linéaire croissante de l'effort de contact normal, la même fonction étant utilisée quelle que soit le rapport d'adhésion. Nous n'avons pas représenté les contacts entre grains et obstacle ou entre grains et parois du canal. De plus, nous avons seulement représenté la partie du canal directement en amont de l'obstacle ( $8 \text{ cm} < Z < 12 \text{ cm}$  quel que soit  $X$ ). La couleur de chaque barre, représentative de l'état du contact, est adoptée en fonction de la correspondance notifiée dans la figure 5.13.

Quelques remarques peuvent être formulées à propos de la figure 5.14 :

- Lorsque le rapport d'adhésion augmente, le réseau de contacts se densifie.

- Cette densification du réseau de contacts n'est pas proportionnelle à l'augmentation de la force maximale de contact, même si celle-ci augmente légèrement.
- La phase élastique (état 1) est rarement rencontrée, sauf peut être un peu plus pour  $\alpha_c = 1/5$ .
- L'état 4 est de moins en moins représenté avec l'augmentation du rapport d'adhésion. Ceci est logique dans la mesure où l'augmentation de la valeur de  $F_n^{adh}$ , avec celle de  $\alpha_c$ , limite le passage à l'état 4.
- Le rapport d'adhésion augmentant, les augmentations des quantités de contacts en états 2 et 3 sont étroitement liées. En effet, lorsque la valeur de  $\alpha_c$  est importante, celle de  $F_n^{adh}$  l'est également. Par conséquent, la vitesse de séparation de deux grains en contact doit être très importante pour que le contact entre en état 4, étape suivante obligatoire menant à la perte du contact. Lorsque cette vitesse est trop faible, le contact transite entre répulsion et attraction, et vice versa tant que la vitesse relative de séparation n'est pas suffisante.

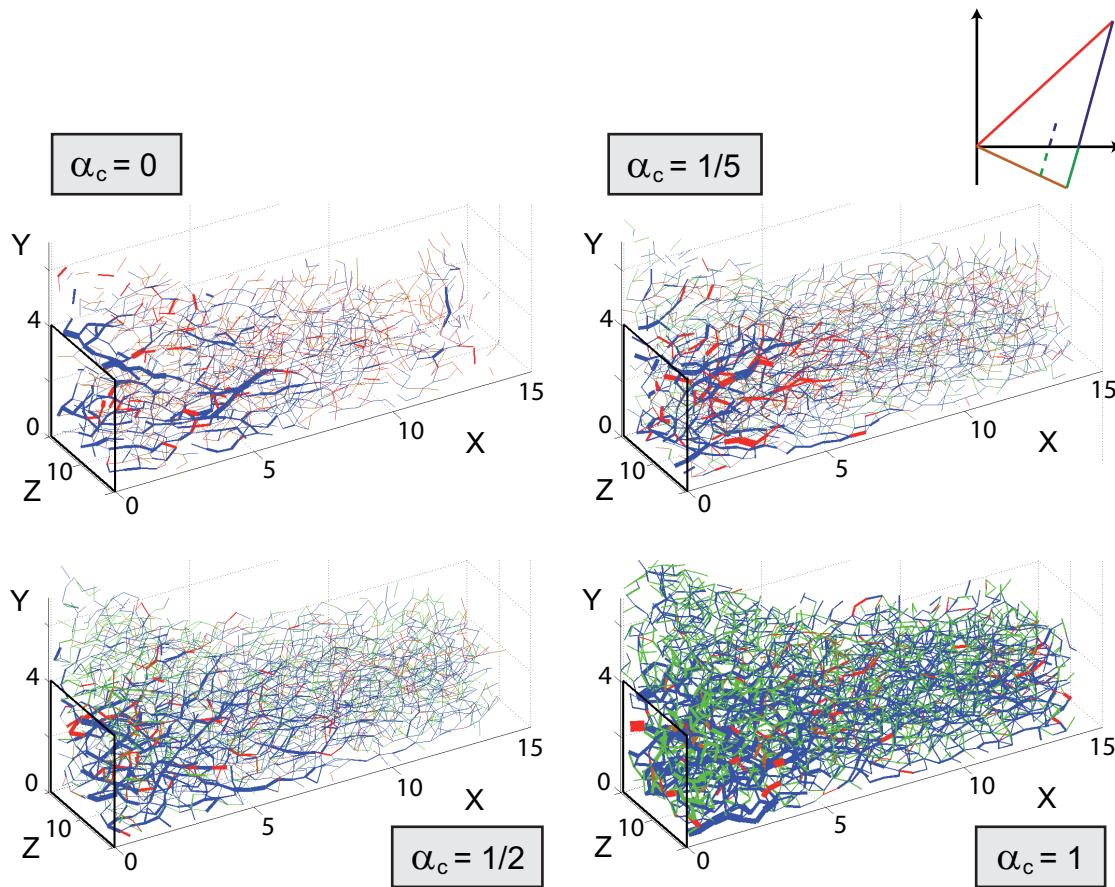


FIGURE 5.14: Vue 3D du réseau de contacts normal, la correspondance des couleurs est définie dans la figure 5.13. L'épaisseur des traits est fonction de la norme de la force normale de contact. L'obstacle est représenté sur chaque figure.

En fait, lorsque le matériau est très adhésif, il semble qu'il se comporte comme un solide plastique, qui se déformerait au contact de l'obstacle. En effet, lorsque le matériau est non adhésif, la durée moyenne d'un contact est faible, d'environ 0.01 s. Par contre, lorsque le matériau est très adhésif, la durée des contacts est équivalente à la durée de parcours d'un grain en zone d'écoulement (figure 5.15), ce qui montre que dès lors qu'un contact est établi,

il ne disparait quasiment jamais. L'écoulement peut alors être assimilé à un matériau se déformant de manière plastique.

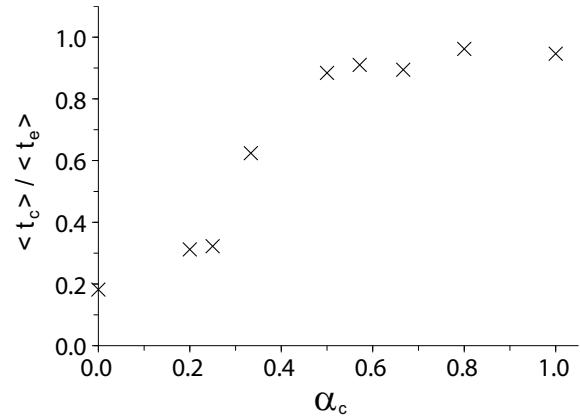


FIGURE 5.15: (a) Rapport entre la durée moyenne des contacts  $\langle t_c \rangle$  et la durée moyenne de parcours des grains  $\langle t_e \rangle$  dans la zone d'écoulement, en fonction du rapport d'adhésion  $\alpha_c$ . Les moyennes sont faites sur une dizaine de grains disposés dans divers endroit de l'échantillon initial (b).

### 5.2.2.6 Influence sur le régime transitoire

Dans le chapitre 4, nous avons vu que la durée de la phase transitoire de l'effort exercé sur l'obstacle correspond au temps de formation de la zone d'influence. Cette corrélation montre le rôle protecteur que cette zone à vis-à-vis de l'obstacle impacté, durant le régime stationnaire. La figure 5.16 représente le temps moyen passé par les grains en zone d'écoulement, en fonction de l'instant de sortie du réservoir, pour les rapports d'adhésion extrêmales ( $\alpha_c = 0$  et  $1$ ). Le pic initial, correspondant à la phase transitoire, de chaque courbe correspond au fait que les premiers éléments à sortir du réservoir sont ceux qui reste également le plus longtemps en écoulement. Ce pic correspond au temps de formation de la zone morte, qui n'est donc pas influencé par le rapport d'adhésion puisque sa durée en sensiblement similaire quel qu'il soit. Un léger décalage de la courbe s'opère tout de même vers le haut lorsque l'adhésion est importante, mais ceci est simplement dû à la diminution globale de la vitesse de l'écoulement avec  $\alpha_c$  (figure 5.6).

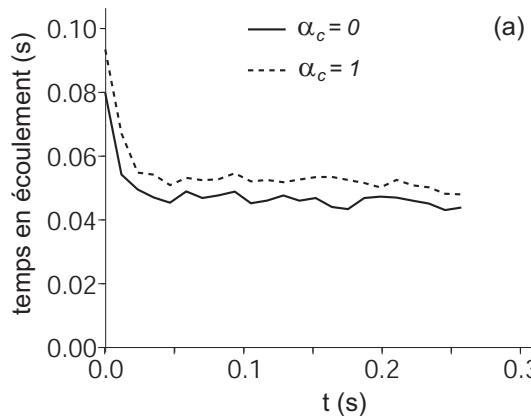


FIGURE 5.16: (a) Temps moyen par grain passé en écoulement en fonction de l'instant d'entrée dans la zone d'écoulement.

### 5.2.3 Conclusion partielle : pourquoi l'effort augmente avec l'adhésion ?

L'utilisation d'un matériau adhésif a une influence sur l'effort exercé par l'écoulement sur l'obstacle en régime stationnaire. Dans cette partie nous avons voulu analyser les raisons physiques qui mènent à l'augmentation de cet effort lorsque le matériau est de plus en plus adhésif. Les conséquences sur l'écoulement sont une diminution uniforme de la vitesse, ainsi qu'une diminution de la compacité, ce qui devrait provoquer une diminution de l'effort. La raison est donc à chercher ailleurs, au niveau des contacts intergranulaires. En effet, lorsque le rapport d'adhésion augmente, le nombre de coordination augmente pour passer en moyenne de 2 pour un matériau non adhésif à une moyenne de 4 pour un matériau très adhésif. Ceci va de pair avec l'augmentation de la persistance des contacts et la densification du réseau de contacts normal. Ce ne sont plus simplement les grains à proximité de l'obstacle qui transmettent un effort à l'obstacle, mais une grande partie des grains présents en zone d'écoulement, avec pour conséquence finale une augmentation de l'effort exercé sur l'obstacle.

## 5.3 Influence couplée du régime d'écoulement et du rapport d'adhésion sur le coefficient de traînée

Dans le chapitre 4, nous avons étudié l'influence du nombre de Froude sur la valeur du coefficient de traînée, pour un matériau non adhésif. Nous étudions cette même influence

pour divers rapports d'adhésion. Les valeurs de  $\alpha_c$  pour lesquelles cette étude est faite sont de 1 (matériau très adhésif), 1/2 et 1/5 (matériau à adhésion intermédiaire) et 0 (matériau non adhésif). La gamme de valeurs de  $\text{Fr}$  étudiée est comprise entre 0.16 et 11.2. De manière analogue à l'étude du chapitre 4, la méthode est différente selon que  $0.16 < \text{Fr} < 1.6$  ou  $1.6 < \text{Fr} < 11.2$ . Dans le premier cas, nous utilisons la méthode de traînée lente, dans le deuxième, la méthode du canon granulaire est appliquée.

La figure 5.17a représente l'évolution globale du coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude, pour les valeurs de  $\alpha_c$  citées. Ne sont considérés dans un premier abord que les résultats obtenus par le canon. L'augmentation du rapport d'adhésion mène à l'augmentation du coefficient de traînée, quel que soit le nombre de Froude. Lorsque le matériau est non adhésif,  $C_d$  est compris entre 1.55 et 3.51, tandis que lorsque le matériau est très adhésif, il est compris entre 2.55 et 8.25.

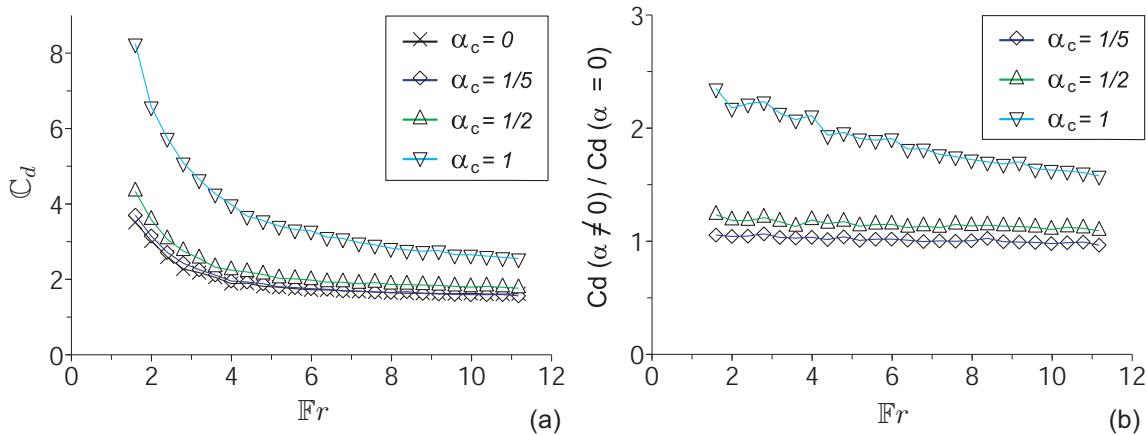


FIGURE 5.17: (a) Influence du nombre de Froude sur le coefficient de traînée, pour divers rapports d'adhésion. (b) Rapport entre le coefficient de traînée obtenu pour un matériau non adhésif ( $\alpha_c = 0$ ) et ceux obtenus pour des matériaux plus adhésifs ( $\alpha_c = 1/5, 1/2, 1$ ).

La figure 5.17b représente les rapports entre le coefficient de traînée obtenu pour  $\alpha_c = 0$  et les coefficients de traînée obtenus pour les autres rapports d'adhésion. On constate que l'influence de  $\alpha_c$  est d'autant plus importante que le nombre de Froude est bas. Ceci peut être expliqué par la diminution de l'énergie cinétique dans l'écoulement, qui limite la possibilité pour les contacts de disparaître et densifie le réseau de contacts. Or nous avons vu que la densification du réseau de contacts mène à l'augmentation de l'effort exercé sur l'obstacle, ce qui associé à la constance des caractéristiques de l'écoulement, mène également à l'augmentation du coefficient de traînée.

La figure 5.18 rassemble les résultats de l'évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude, pour les rapports d'adhésion choisis, en double échelle logarithmique. Les courbes de gauche correspondent à la méthode de traînée lente, celles de droite à la méthode du canon. Similairement à l'étude analogue du chapitre 4, on retrouve un saut d'environ 30% entre les coefficients de traînée calculés par les méthodes du canon et de la traînée lente pour  $\text{Fr} = 1.6$ .

Chacune des 4 courbes discrètes obtenues par la méthode du canon a été décomposée pour les 3 gammes de nombre de Froude, notées dans le tableau 5.19. Les 12 courbes discrètes en résultant, ainsi que les 4 courbes obtenues avec la méthode de traînée lente, ont été approximées par la méthode des moindres carrés, avec une courbe du type  $C_d = a\text{Fr}^{-b}$ . Les valeurs de  $a$  et  $b$  pour chaque approximation sont données dans le tableau 5.19, ainsi que celles du coefficient de corrélation. La figure 5.20 trace l'évolution de  $a$  et de  $b$  en fonction du nombre de Froude moyen de la gamme correspondante, pour les rapports d'adhésion étudiés.

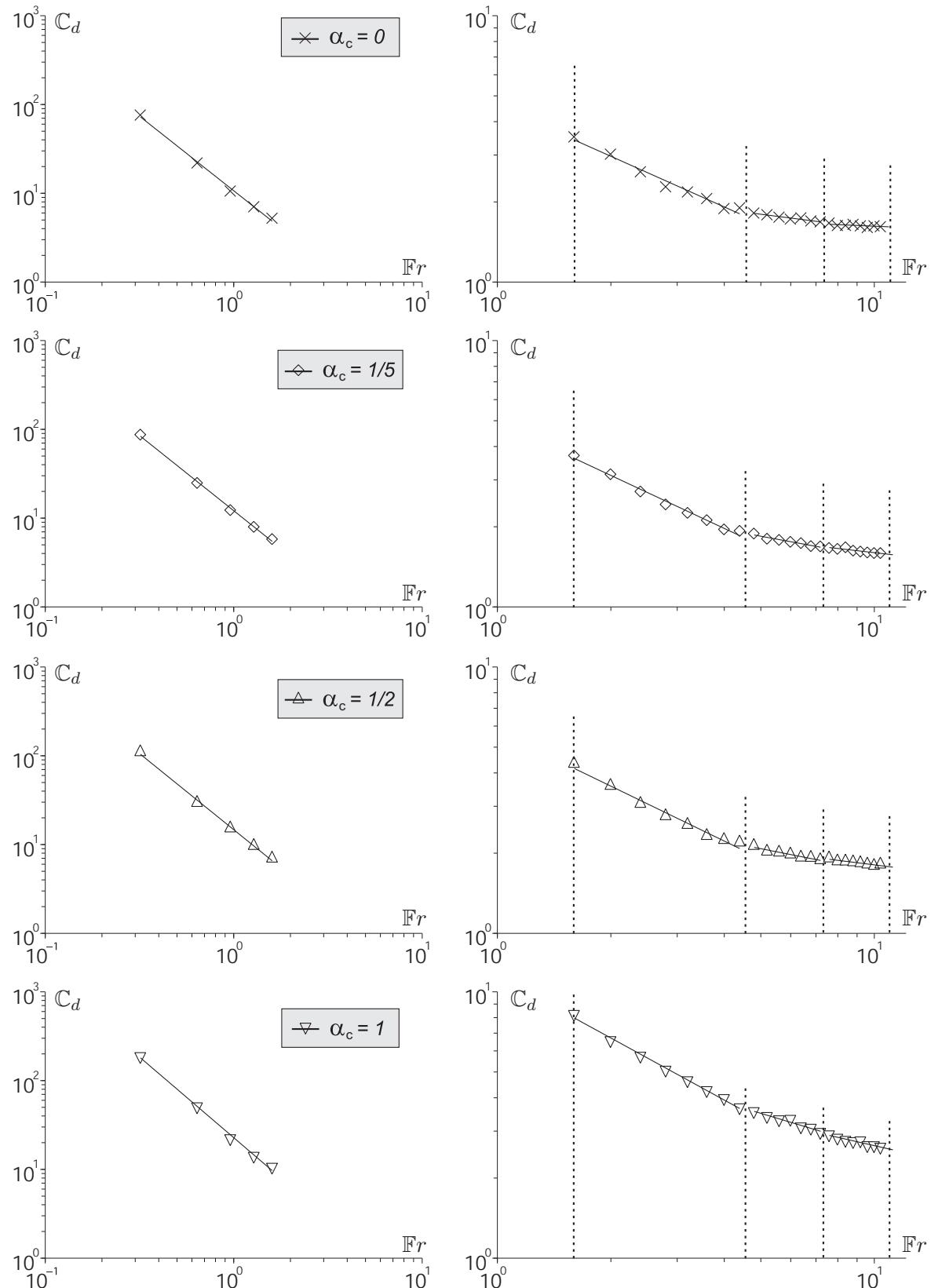


FIGURE 5.18: Évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude, pour divers rapports d'adhésion. Chaque point correspond à un calcul, basé sur la méthode de traînée lente (à gauche) et sur la méthode du canon granulaire (à droite). Les courbes continues sont des approximations aux moindres carrés des courbes discrètes pour chaque gamme de nombre de Froude, de la forme  $C_d = a\bar{Fr}^{-b}$ . Les valeurs de  $a, b$  et du coefficient de corrélation  $R^2$  sont notées dans le tableau 5.19.

		Gammes de nombre de Froude				
		0.32 - 1.6	1.6 - 4.4	4.8 - 7.2	7.6 - 11.2	
Rapports d'adhésion	0	a b $R^2$	10.70 1.68 0.99	4.60 0.63 0.98	2.41 0.18 0.93	1.86 0.06 0.49
	1/5	a b $R^2$	12.12 1.69 0.99	4.93 0.66 0.99	2.80 0.26 0.96	2.32 0.16 0.88
	1/2	a b $R^2$	14.71 1.72 0.99	5.74 0.69 0.98	3.25 0.28 0.95	2.70 0.17 0.93
	1	a b $R^2$	22.77 1.82 0.99	11.48 0.77 0.99	6.93 0.42 0.96	5.55 0.32 0.97

FIGURE 5.19: Valeurs des coefficients  $a$  et  $b$  dans l'approximation de la forme  $C_d = a Fr^{-b}$  des courbes discrètes représentant l'évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude, pour divers rapports d'adhésion. Le coefficient de corrélation est ajouté pour chaque approximation. La partie grisée correspond aux simulations menées avec la méthode de traînée lente.

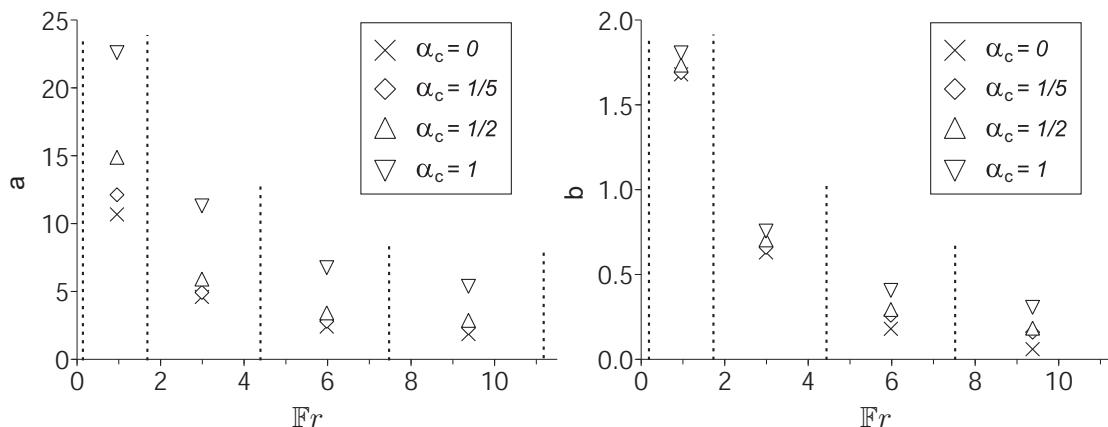


FIGURE 5.20: Évolution des valeurs des coefficients numériques  $a$  et  $b$  en fonction du régime d'écoulement, pour divers rapports d'adhésion, en légende.

Les figures 5.18 et 5.20, ainsi que le tableau 5.19 sont très liés. Les commentaires suivants peuvent y être associées :

- le rapport d'adhésion semble avoir moins d'influence sur la valeur de  $b$  que sur la valeur de  $a$ , mais son augmentation mène toujours à l'augmentation des deux coefficients,
- quelle que soit la valeur du rapport d'adhésion, l'augmentation de  $a$  et de  $b$  est importante lorsque le nombre de Froude décroît en se rapprochant de la valeur nulle,
- le coefficient  $b$  est moins influencé par l'augmentation de  $\alpha_c$  lorsque le régime d'écoulement est faible.

Nous observons donc une augmentation de l'influence des forces inertielles sur l'effort d'impact lorsque le nombre de Froude de l'écoulement augmente ( $b$  se rapproche alors de 0). Il semble que cette augmentation soit atténuée avec l'utilisation d'un matériau adhésif, d'autant plus que  $Fr$  est grand. En effet, pour  $Fr$  proche de 0, l'influence de l'adhésion sur  $b$  est faible alors qu'elle est importante lorsque  $Fr$  est proche de son maximum.

## 5.4 Discussion sur l'influence des erreurs de mesure

Dans un cadre expérimental, la courbe discrète traçant le coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude est généralement approximée par une loi puissance de la forme  $C_d = a \mathbb{F}r^{-b}$  dans la littérature. Nous nous intéressons seulement à la valeur de  $b$ , car cette valeur peut rendre compte de l'importance des forces liées à la vitesse devant les forces liées à la gravité dans la sollicitation exercée sur l'obstacle. Or, nous traçons justement le coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude, qui rend compte de la même importance relative dans l'écoulement. Les valeurs de  $b$  estimées à la suite de ces expériences sont plus importantes que les valeurs de  $b$  obtenues avec nos expériences numériques utilisant le canon granulaire, dans une même gamme de nombres de Froude, que le matériau numérique soit cohésif ou non. On peut donc se poser la question de l'origine de ces divergences.

Les valeurs de  $a$  et  $b$  sont sensibles aux valeurs de vitesse, épaisseur et densité utilisées dans le calcul du coefficient de traînée et du nombre de Froude. Or, dans un cadre expérimental, ces valeurs sont généralement prélevées en surface pour ce qui concerne la vitesse et l'épaisseur de l'écoulement, alors que la vitesse interne est certainement différente mais inconnue, et la mesure d'épaisseur peut être faussée par la présence d'un aérosol. Quant aux valeurs de densité, elles sont généralement estimées. Par exemple, dans [Thibert et al., 2008] cette estimation considère la densité comme une fonction affine du temps, la valeur initiale étant la densité en zone de départ, et la valeur finale la densité en zone de dépôt. La densité de l'écoulement est certainement comprise entre ces deux valeurs, mais comment savoir quelle densité se rapproche le plus de la réalité, et quelle est son évolution au cours du temps. Ces questions ne peuvent pas vraiment trouver de réponse tant que l'on est pas capable de faire des mesures précises.

Dans la figure 5.21, nous étudions qualitativement l'influence que peut avoir la modification de l'un de ces paramètres sur l'évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude. Les trois graphiques représentent l'influence d'une modification de l'épaisseur (figure 5.21a), de la vitesse (figure 5.21b) et de la densité (5.21c). Les modifications consistent à multiplier le paramètre concerné par un coefficient multiplicateur, inférieur ou supérieur à l'unité. Dans ce qui suit, nous quantifions l'influence de la modification de chacun des trois paramètres sur la loi puissance du type  $C_d = a \mathbb{F}r^{-b}$ .

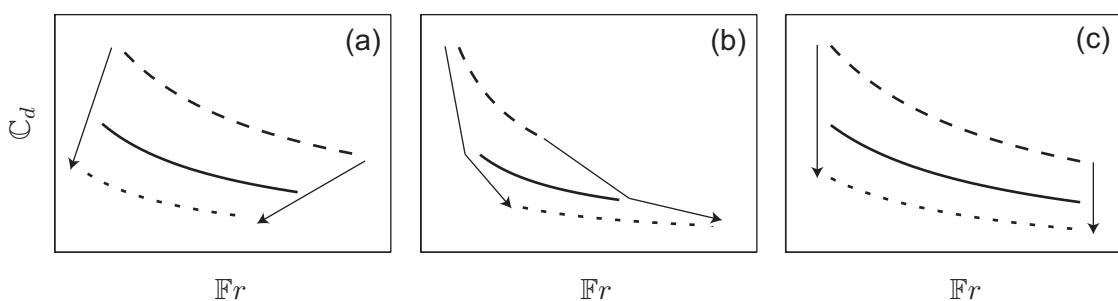


FIGURE 5.21: Influence qualitative de la modification des paramètres de calcul de  $C_d$  et de  $\mathbb{F}r$ .  
 (a) Influence d'une modification de l'épaisseur. (b) Influence d'une modification de la vitesse.  
 (c) Influence d'une modification de la densité. Les flèches vont dans le sens de l'augmentation des paramètres. (—) Courbe de base, (--) diminution, (- - -) augmentation.

- Lorsque l'épaisseur est multipliée par le coefficient constant  $(1 \pm \epsilon)$ , la loi peut être réécrite de la manière suivante :

$$C_d = (1 + \epsilon)^{1+b/2} a \cdot \mathbb{F}r^{-b}. \quad (5.6)$$

L'utilisation d'un  $\epsilon > 0$  a pour effet de diminuer le coefficient de traînée et le nombre de Froude.

- Lorsque la vitesse est multipliée par le coefficient constant  $(1 \pm \epsilon)$ , on peut également réécrire la loi :

$$C_d = (1 + \epsilon)^{2-b} a \cdot Fr^{-b}. \quad (5.7)$$

L'utilisation d'un  $\epsilon > 0$  a pour effet de diminuer le coefficient de traînée et augmenter le nombre de Froude.

- Lorsque la densité est multipliée par le coefficient constant  $(1 \pm \epsilon)$ , on peut écrire :

$$C_d = (1 + \epsilon) a \cdot Fr^{-b}. \quad (5.8)$$

L'utilisation d'un  $\epsilon > 0$  a pour effet de diminuer le coefficient de traînée et n'a aucun impact sur le nombre de Froude.

Quel que soit le paramètre que l'on modifie de cette manière, on peut remarquer que la valeur du coefficient  $b$  n'est pas modifiée. Celle-ci peut l'être si la modification des paramètres de calcul du coefficient de traînée et du nombre de Froude est non linéaire. Par exemple pour ce qui concerne la vitesse, il n'y absolument aucune raison pour que le rapport entre vitesse en surface et vitesse interne soit constant tout au long d'un évènement, spécialement si l'évènement en question est une avalanche. À la suite de mesures dans une avalanche par exemple, le moyen de remonter au véritable coefficient de traînée serait d'avoir des informations sur la loi de comportement du matériau, qui puisse nous donner par exemple le taux de cisaillement en fonction de la vitesse dans les trois dimensions, ce qui malheureusement n'est pas encore connu à ce jour.

## 5.5 Conclusion

Nous avons essayé dans ce chapitre d'analyser et de comprendre l'influence de l'utilisation d'un matériau adhésif sur la sollicitation qu'exerce un écoulement granulaire sur un obstacle. Les paramètres de la loi de contact locale intègrent de l'adhésion normale et de la cohésion tangentielle. La loi de contact adoptée, simplification du modèle de Luding [Luding, 2008], permet de prendre en compte le caractère dynamique du phénomène à modéliser, l'adhésion dépendant de la vitesse relative des deux grains entrant en contact.

Une étude exploratoire de l'influence de l'intensité de l'adhésion sur le coefficient de traînée a été faite. Son augmentation dans le matériau a pour conséquence une augmentation de l'effort exercé sur l'obstacle. La cause principale en est la densification du réseau de contacts dans l'écoulement, menant à une meilleure transmission des efforts entre les grains en écoulement et l'obstacle. Nous avons, par ailleurs, constaté une diminution de la compacité et une augmentation du nombre de coordination, ce qui peut paraître contradictoire, mais signifie que les grains s'organisent en agrégats compacts séparés par du vide.

Nous n'avons pas pu vérifier expérimentalement l'influence observée de l'adhésion. Il serait intéressant de mettre au point une expérimentation dans laquelle cette influence pourrait être vérifiée, au moins qualitativement. Ceci pourrait se faire par exemple dans un canal réduit dans lequel s'écoulerait un matériau adhésif tel que du sable mouillé, ou tout autre matériau non complexe dont les propriétés de contact seraient connues.

Nous avons par ailleurs constaté que les erreurs expérimentales de mesure peuvent mener à une mauvaise estimation du coefficient de traînée et de la gamme de nombres de Froude correspondant à la réalité. Les conséquences des approximations liées aux estimations de l'épaisseur, de la vitesse, et de la densité devraient être prises en compte dans toute estimation de ce type.

---

## Conclusion et perspectives

---

### Conclusion générale

L'objectif initial de ce travail de recherche était de proposer de nouvelles pistes pour l'étude de la pression exercée par un écoulement avalancheux sur un obstacle. Cette étude a été centrée autour de la quantification du coefficient de traînée  $C_d$ , rapport entre pression subie par l'obstacle et pression de référence, et du nombre de Froude  $Fr$ , rapport entre les forces liées à l'inertie dans l'écoulement et les forces de gravité, qui caractérise le régime d'écoulement. L'écoulement avalancheux a pour cela été ramené à un écoulement gravitaire de matériau granulaire, pouvant être cohésif. Diverses configurations pour l'écoulement, l'obstacle ou encore le type de loi de contact, ont été étudiées à l'aide d'un outil rapide et flexible développé dans le cadre de la méthode numérique de dynamique moléculaire.

#### Rappel du contexte

Le dimensionnement des ouvrages de protection passive est fondé sur le calcul de la pression de référence, qui est en fait la pression cinétique régnant au sein de l'écoulement avalancheux. Or, non seulement l'établissement de cette formule repose sur des hypothèses simplificatrices (régime d'écoulement supposé stationnaire, fluide parfait et incompressible...), mais son calcul est effectué à partir de caractéristiques difficilement quantifiables dans un cadre expérimental, comme la vitesse, la densité et l'épaisseur de l'écoulement. Ces imprécisions sont en partie compensées par la multiplication de la pression de référence à  $C_d$ . Pour faire avancer la recherche sur l'estimation de la pression générée par une avalanche, les études se concentrent donc sur l'étude de  $C_d$ , et comme sa valeur dépend du régime d'écoulement, également sur sa variation en fonction de  $Fr$ .

#### Limitations actuelles de la recherche

Les valeurs de coefficient de traînée issues de la littérature dépendent grandement des conditions expérimentales. Le point délicat est le coté approxamatif de l'estimation de la densité et de la considération de la vitesse en surface, et non pas au sein de l'écoulement. La compréhension des phénomènes mis en jeu est délicate tant l'on ne peut pas par exemple déduire les vitesses internes des vitesses surfaciques, plus aisément accessibles. Un de ces phénomènes est la formation d'une zone morte en amont de l'obstacle, impossible à observer expérimentalement, mis à part après le passage de l'écoulement. Quelle est l'influence de cette zone morte sur le coefficient de traînée ? À quel régime d'écoulement a-t-on réellement à faire ? Quelle est la densité au sein de l'écoulement ? Autant de questions qui n'ont pas

encore trouvé de réponses expérimentalement, que les expériences aient eu lieu *in situ* ou en canal réduit d'écoulement.

### Mise au point et exploitation d'un canal d'écoulement de laboratoire

Les campagnes expérimentales ont consisté à créer des écoulements en interaction avec un obstacle normal à la direction principale de ceux-ci. Deux matériaux granulaires, uniquement différenciés par leur taille moyenne, et constitués de billes de verre, ont été testés. Les profils spatio-temporels d'épaisseur sont similaires dans les deux cas. Il n'en est pas de même pour les profils de vitesse en paroi, ainsi que les profils temporels d'effort exercé sur l'obstacle. Dans le cas des billes de taille 0.6 mm, la vitesse en paroi et l'effort sont plus faibles que dans le cas des billes de taille 5 mm. Ceci est un signe du caractère dissipatif des matériaux granulaires, d'autant plus important que les chocs et contacts entre particules élémentaires sont nombreux, ce qui est plus le cas pour les billes de 0.6 mm.

Par ailleurs, même si les grandeurs estimées pour  $C_d$  et  $Fr$  durant le régime stationnaire restent dans l'ordre de grandeur des études de la littérature, il est impossible de présumer de l'ampleur de l'influence de la taille granulaire sur la valeur de ces deux paramètres. En effet, seules ont été considérées les vitesses en paroi, et il a été montré dans la littérature que le rapport entre vitesse au centre et vitesse en paroi est d'autant plus importante que la taille des particules est faible.

### Modèle numérique intégral de l'expérience

La dispositif expérimental a alors été modélisé par la méthode numérique de dynamique moléculaire. La géométrie du canal a été numériquement reproduite et la taille des billes de 5 mm a été reprise. La loi de contact normale utilisée est basée sur le modèle de Walton, qui prend en compte une certaine dissipation par l'intermédiaire d'un coefficient de traînée. La loi de contact tangentielle intègre un critère de glissement de type Mohr-Coulomb, et aucune cohésion locale n'est prise en compte. Le modèle reproduit alors correctement les résultats expérimentaux sur les caractéristiques de l'écoulement (vitesses, épaisseur), mais également ceux sur le profil temporel d'effort exercé sur l'obstacle.

Une fois le modèle validé expérimentalement, on peut alors considérer qu'il reflète la réalité, y compris celle des grandeurs inaccessibles à l'expérience. Nous avons alors pu caractériser numériquement la présence d'une zone d'influence créée par l'interaction entre écoulement et obstacle, dont la taille a été estimée à environ quatre fois la dimension caractéristique de l'obstacle. Le calcul des grandeurs internes de l'écoulement, entrant en jeu dans le calcul de  $C_d$  et  $Fr$ , comme la vitesse, l'épaisseur et la densité prélevées au niveau de la frontière amont de la zone d'influence, a été mené. Le résultat est l'ajustement du calcul du coefficient de traînée et du nombre de Froude. On obtient alors une diminution de 15% sur  $C_d$ , et une augmentation de 30% sur  $Fr$ , précédemment estimés de manière expérimentale.

### Optimisation de l'outil numérique

La modélisation de l'intégralité du canal expérimental est coûteuse en temps de calcul. Nous avons donc mis au point un outil, le canon granulaire, qui permet de ne simuler que la partie de l'écoulement subissant une influence de l'obstacle. Cet outil a été validé sur la base des résultats d'effort du modèle intégral. Il permet de diviser le temps de calcul par dix. De plus, ce qui est un apport important, il permet la mise au point d'études paramétriques sur de nombreux paramètres non contrôlables expérimentalement. Nous avons donc étudié, par

l'utilisation du canon, l'influence de paramètres pertinents sur le coefficient de traînée. Ceux dont l'effet est le plus notable sont les suivants :

- Le rapport entre la hauteur de l'obstacle  $h_o$  et l'épaisseur de l'écoulement  $h_e$ , qui a été étudiée à nombre de Froude constant ( $\text{Fr} = 4.8$ ). Lorsque l'obstacle est immergé ( $h_o/h_e < 1$ ) et que  $h_o/h_e$  décroît, la valeur de  $C_d$  augmente, les grains ayant moins la possibilité de s'échapper par le haut à l'approche de l'obstacle, ils sont contraints par cette couche supérieure. L'augmentation du coefficient de traînée est alors de 30% entre  $h_o/h_e = 1$  et  $h_o/h_e = 1/2$ . Lorsque l'obstacle est émergent ( $h_o/h_e > 1$ ) et que  $h_o/h_e$  croît, la valeur de  $C_d$  augmente tout d'abord rapidement jusqu'à  $h_o = 2 \cdot h_e$ , pour finalement tendre vers une valeur jusqu'à 30% supérieure à celle correspondant à  $h_o = h_e$ .
- Le nombre de Froude, que nous avons fait varier dans une gamme comprise entre 0.16 et 11.2, pour  $h_o/h_e = 1$ . Nous avons constaté que le type d'influence sur le coefficient de traînée varie selon la position dans la gamme. Dans la littérature, l'évolution de  $C_d$  en fonction de  $\text{Fr}$  est approximée par une fonction en loi puissance de la forme  $C_d = a \text{Fr}^{-b}$ , avec  $a$  et  $b$  deux coefficients réels. Nous avons segmenté la gamme de  $\text{Fr}$  étudiée en quatre parties. Le résultat est une diminution de  $a$  avec l'augmentation de  $\text{Fr}$ . De plus, la valeur de  $b$  augmente avec  $\text{Fr}$ ,  $b$  étant proche de 2 lorsque  $\text{Fr}$  est proche de 0, et proche de 0 lorsque  $\text{Fr}$  tend vers sa valeurs maximale. Ceci correspond au fait que les forces liées à l'inertie contribuent d'autant plus à l'effort exercé sur l'obstacle que le régime d'écoulement est élevé : lorsque ce régime est faible ( $\text{Fr} < 1$ ) les forces gravitaires sont prépondérantes devant les forces inertielles, lorsqu'il est élevé ( $\text{Fr} > 1$ ), c'est du contraire qu'il s'agit.

Nous avons également identifié le rôle protecteur de la zone d'influence. Dans les chapitres 2 et 3, aucun pic d'effort n'a été observé au début de la sollicitation sur l'obstacle, ce qui est dû à une augmentation progressive de l'épaisseur de matériau en phase transitoire. Dans le modèle de canon granulaire, l'épaisseur initiale de l'écoulement ainsi que les propriétés de vitesse et de densité initiales sont similaires tout au long de la simulation. Or, l'effort d'impact est environ 3 fois supérieur durant la phase transitoire que durant la phase stationnaire, pendant laquelle la zone d'influence protège donc l'obstacle. Même si les raisons physiques n'ont pas été analysées, on peut imaginer cette protection se mettre en place soit par déviation du matériau en écoulement, soit par dissipation de l'énergie arrivant en amont. Les deux processus sont certainement présents, mais il faudrait une étude plus approfondie pour les quantifier de manière indépendante.

### Extension vers un matériau cohésif

Une grande partie des avalanches de neige ayant lieu au milieu de l'hiver sont des avalanches de plaques, constituées pour l'essentiel de neige de type grains fins, entre lesquels la cohésion de frittage est présente. Afin de donner des pistes pour opérer un début de transfert vers des écoulements avalancheux, nous avons donc modifié la loi de contact pour la modélisation d'un matériau granulaire cohésif. Une cohésion tangentielle locale a été intégrée au critère de Mohr-Coulomb. Une adhésion normale locale a été implémentée dans le modèle de Walton, ce qui a mené à une version simplifiée du modèle de Luding. L'adhésion et la cohésion sont alors liées par une relation de proportionnalité, parler d'intensité de cohésion ou d'intensité d'adhésion est donc similaire.

Le canon granulaire a de nouveau été utilisé, cette fois pour caractériser l'influence de l'adhésion locale. Son augmentation contribue à celle de l'effort exercé sur l'obstacle. Nous

avons alors recherché les raisons physiques de ce résultat. Une conséquence mineure est une légère diminution de la vitesse. On observe également une augmentation du nombre de coordination, une persistance accrue des contacts et une diminution de la densité, ce qui est lié à une organisation du matériau en agrégats séparés par du vide. Par ailleurs, l'origine principale de l'augmentation de l'effort exercé sur l'obstacle est la densification du réseau de contacts, qui entraîne une transmission des efforts plus efficace entre les grains et l'obstacle.

Nous avons également étudié l'influence couplée de l'adhésion et du nombre de Froude. Quel que soit le régime d'écoulement, les valeurs de  $C_d$  augmentent lorsque l'adhésion augmente. De plus, nous retrouvons le fait que les forces liées à l'inertie contribuent d'autant plus à l'effort exercé sur l'obstacle que le régime d'écoulement a un nombre de Froude élevé. Cet effet est par ailleurs d'autant plus atténué par la présence d'adhésion que le nombre de Froude est élevé.

Enfin, le calcul de  $C_d$  et  $Fr$  dans un cadre expérimental est associé à des imprécisions pouvant avoir une origine dans l'épaisseur, la vitesse ou la densité considérées. Nous avons terminé ce manuscrit par une discussion sur l'influence d'une erreur dans chacune de ces caractéristiques. Une modification de la densité a seulement une influence sur  $C_d$ , une modification de la vitesse ou de l'épaisseur exerce une influence à la fois sur  $Fr$  et  $C_d$ . À modification équivalente, les influences sont différentes en termes de quantité pour chaque paramètre. Or il peut y avoir beaucoup plus d'erreur dans une variable que dans une autre. Par exemple, dans les avalanches de neige, la vitesse mesurée en surface peut être très différente de la vitesse au centre. Une évaluation de ces erreurs pourrait être prise en compte dans toute tentative d'estimation expérimentale des doublets ( $C_d$ ,  $Fr$ ).

## Perspectives

La genèse de cette thèse était issue de la volonté de donner des pistes à l'optimisation du dimensionnement de la protection passive contre les avalanches, et le travail produit relève essentiellement d'une étude assez prospective. Les perspectives sont donc naturellement orientées vers le transfert pour le matériau neige en écoulement. Une première approche est illustrée dans la figure 5.22. Celle-ci propose une comparaison entre les profils de vitesse obte-

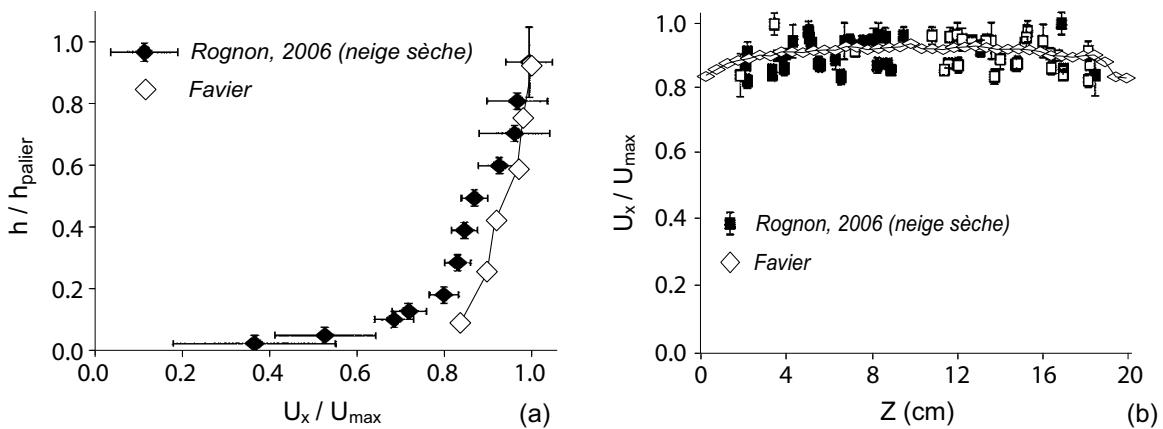


FIGURE 5.22: Comparaison des profils de vitesses, adimensionnés par rapport à la vitesse maximale, pour deux matériaux granulaires : des grains fins de neige (issu de [Rognon, 2006]) et des billes de verre. (a) Profils en paroi latérale. (b) Profils en surface libre.

nus sur un écoulement expérimental de neige en canal [Rognon, 2006], et sur nos écoulements de billes de verre (canal intégral), décrits aux chapitres 2 et 3.

On remarque l'excellente similarité des profils, excepté en fond de canal, celui-ci étant rugueux dans [Rognon, 2006], et lisse pour notre travail. Ces ressemblances sont intéressantes, malgré deux matériaux bien différents : une neige de grains fins frittée et des billes de verre sphériques sans aucune cohésion. Si le modèle semble prometteur, il convient néanmoins d'effectuer d'autres investigations comparatives sur l'ensemble des paramètres mesurables et pertinents. C'est à cette condition que l'on pourra modéliser le plus fidèlement possible le comportement complexe des matériaux réels.

La méthodologie du canon granulaire doit donc être développée à d'autres formes de grains et lois de contact, car elle permet d'avoir une outil d'ingénierie fine, dès lors que les lois sont correctement choisies, pour élargir à des études d'écoulement de matériaux naturels beaucoup plus variés : les roches, les boues torrentielles... Le code de calcul YADE propose déjà des solutions géométriques en permettant l'utilisation d'agrégats de sphères ou encore de polyèdres.

Enfin, notre étude a considéré un obstacle indéformable. Or, dans la réalité, l'effort que subit une structure lors de l'impact d'un écoulement peut être plus ou moins destructeur pour celle-ci en fonction de ses caractéristiques mécaniques. La modélisation d'un obstacle déformable est donc à envisager, pour une connaissance plus précise de l'interaction entre l'obstacle et l'écoulement, notamment dans la phase transitoire.



---

## Bibliographie

---

- R. J. Adrian. Twenty years of particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 39 :159–169, 2005.
- I. Albert, P. Tegzes, R. Albert, J. G. Sample, A-L. Barabàsi, T. Vicsek, B. Kahng, and P. Schiffer. Stick-slip fluctuations in granular drag. *Physical Review E*, 64, 2001.
- R. Albert, M. A. Pfeifer, A-L. Barabàsi, and P. Schiffer. Slow drag in a granular medium. *Physical Review Letters*, 82(1), 1999.
- B. J. Alder and T. E. Wainwright. Studies in molecular dynamics. i. general method. *The Journal of Chemical Physics*, 31(2), 1959.
- C. Ancey. *Guide Neige et Avalanches : connaissances, pratiques, sécurité*. Edisud, 2ème édition, 1998.
- H. C. Andersen. Molecular dynamics simulations at constant pressure and/or temperature. *The Journal of Chemical Physics*, 72(4), 1980.
- ANENA. [http://www.anena.org/savoir/nivologie/nivologie\\_connaissance\\_de\\_base.html](http://www.anena.org/savoir/nivologie/nivologie_connaissance_de_base.html).
- M. Argentina, M.G. Clerc, and R. Soto. Van der waals-like transition in fluidized granular matter. *Physical Review Letters*, 89, July 2002.
- axesindustries. [http://www.axesindustries.com/pdf/sciences\\_materiaux.pdf](http://www.axesindustries.com/pdf/sciences_materiaux.pdf).
- P. Berthet-Rambaud. *Structures rigides soumises aux avalanches et chutes de blocs : modélisation du comportement mécanique et caractérisation de l'interaction 'phénomène-ouvrage'*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2004.
- P. Berthet-Rambaud, A. Limam, D. Baroudi, E. Thibert, and J-M. Taillandier. Characterization of avalanche loading on impacted structures : a new approach based on inverse analysis. *Journal of Glaciology*, 54(185), 2008.
- L. Bocquet, E. Charlaix, and F. Restagno. Physics of humid granular media. *Compte Rendu Physique*, 3 :207–215, 2002.
- A. Bouchet. *Étude expérimentale des avalanches denses de neige sèche*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2003.

- V. Buchholtz and T. Pöschel. Interaction of a granular with an obstacle. *Granular matter*, 1 :33–41, 1998.
- C. S. Campbell. Rapid granular flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 22 :57–92, 1990.
- B. Chareyre. *Modélisation du comportement d'ouvrages composites sol-geosynthétique par éléments discrets - Application aux ancrages en tranchées en tête de talus*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2003.
- D. Chehata, R. Zenit, and C. R. Wassgren. Dense granular flow around an immersed cylinder. *Physics of Fluids*, 15(6), 2003.
- M. C. Chiou, Y. Wang, and K. Hutter. Influence of obstacles on rapid granular flows. *Acta Mechanica*, 175 :105–122, 2005.
- J. D. Cohen, M. C. Lin, D. Manocha, and M. Ponamgi. I-collide : an interactive and exact collision detection system for large-scale environments. In *Symposium on Interactive 3D Graphics*. ACM, 1995.
- J. Crassous, J-F. Metayer, P. Richard, and C. Laroche. Experimental study of a creeping granular flow at very low velocity. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiments*, 2008.
- G. B. Crosta, F. Calvetti, S. Imposimato, D. Roddeman, P. Frattini, and F. Agliardi. Granular flows and numerical modelling of landslides. Technical report, Debrisfall assessment in mountain catchments for local end-users, 2001.
- F. Da Cruz, S. Emem, M. Prochnow, J-N. Roux, and F. Chevoir. Rheophysics of dense granular materials : Discrete simulation of plane shear flows. *Physical Review E*, 72, 2005.
- P.A. Cundall and O.D.L. Strack. A discrete numerical model for granular assemblies. *Geotechnique*, 29(1) :47–65, 1979.
- A. Daerr. *Dynamique des avalanches*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure, 2000.
- F. V. Donzé and S-A. Magnier. Formulation of a 3-d numerical model of brittle behaviour. *Geophysical Journal International*, 122 :790–802, 1995.
- C. Ducottet. *Étude de l'Application des transformées en ondelettes au traitement d'images d'écoulements obtenues par tomographie ou microholographie*. PhD thesis, Université Jean Monnet, 1994.
- C. Di Prisco F. Calvetti and R. Nova. Experimental and numerical analysis of soil-pipe interaction. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 130(12), 2004.
- 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 de neige*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2004.
- T. Faug, P. Lachamp, and M. Naiim. Experimental investigation on steady granular flows interacting with an obstacle down an inclined channel : study of the dead zone upstream from the obstacle. application to interaction between dense snow avalanches and defence structures. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 2 :187–191, 2002.
- L. Favier, D. Daudon, F-V. Donzé, and J. Mazars. Predicting the drag coefficient of a granular flow using the discrete element method. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiments*, 2009.

- Y. Forterre and O. Pouliquen. Flows of dense granular media. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 40 :1–24, 2008.
- P. L. Freddolino, A. S. Arkhipov, S. B. Larson, A. McPherson, and K. Schulten. Molecular dynamics simulations of the complete satellite tobacco mosaic virus. *Structure*, 14 :467–449, 2006.
- P. Frey, C. Ducottet, and J. Jay. Fluctuations of bed load solid discharge and grain size distribution on steep slopes with image analysis. *Experiments in Fluids*, 35(6) :589–597, 2003.
- B. Gady, D. Schleef, and R. Reifenberger. Identification of electrostatic and van der waals forces between a micrometer-size sphere and flat surface. *Physical Review B*, 53 :8065, 1996.
- M. Givry. Construire en montagne : La prise en compte du risque d'avalanche. Technical report, Ministère de l'écologie et du développement durable, Ministère de l'équipement, des transports, du logement, du tourisme et de la mer, 2003.
- K. M. Håkonardóttir, A. J. Hogg, T. Jóhanesson, M. Kern, and F. Tiefenbacher. Large scale avalanche braking mound and catching dam experiment with snow : A study of the airbone jet. *Survey in Geophysics*, 24 :543–554, 2003.
- D.M. Hanes and O.R. Walton. Simulations and physical measurements of glass spheres flowing down a bumpy incline. *Powder Technology*, 109 :133–144, 2000.
- S. Hauksson, M. Pagliardi, M. Barbolini, and T. Jóhanesson. Laboratory measurements of impact forces of supercritical granular flow against mast-like obstacles. *Cold Regions Science and Technology*, 49 :54–63, 2007.
- G. Hill, S. Yeung, and S. A. Koehler. Scaling vertical drag forces in granular media. *Europhysics Letters*, 72(1) :137, 2005.
- K. M. Hákonardóttir. *The interaction between snow avalanches and dams*. PhD thesis, University of Bristol, 2004.
- C.S. Hodges, L. Looi, J.A.S. Cleaver, and M. Ghadiri. Use of the jkr model for calculating adhesion between rough surfaces. *Langmuir*, 20 :9571–9576, 2004.
- G. Holzinger and J. Hübl. Belastung eines murbrechers : Abgeleitet aus laborversuchen (impact forces on a debris flow breaker : derived from laboratory experiments). In D. Gutknecht M. Mikos, editor, *Kongress Interpraevent*, pages 131–139, 2004.
- INRIA. <http://www.inria.fr>.
- M. Jean. The non-smooth contact dynamics method. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 177 :235–257, 1999.
- J. B. Johnson and M. A. Hopkins. Identifying microstructural deformation mechanisms in snow using discrete-element modeling. *Journal of Glaciology*, 51(174) :432–442, 2005.
- P. Jop, Y. Forterre, and O. Pouliquen. Crucial role of sidewalls in granular surface flows : consequences for the rheology. *J. Fluid Mech.*, 541 :167–192, 2005.
- R. Kaitna, D. Proske, U. König, J. Hübl, and G. Holzinger. On design impact forces for torrential barrier structures. 2007.

- V. Kumaran. Kinetic model for sheared granular flows in the high knudsen number limit. *Physical Review Letters*, 95, 2005.
- D. Laigle, P. Lachamp, and M. Naaim. Sph-based numerical investigation of mudflows and other complex fluid flow interactions with structures. *Computational Geosciences*, 11 : 297–306, 2007.
- R. M. Lang and W. L. Harisson. Triaxial test on dry, naturally occurring snow. *Cold Regions Science and Technology*, 23 :191–199, 1995.
- S. Luding. Cohesive, frictional powders : contact models for tension. *Granular matter*, 10 : 235–246, 2008.
- S. Luding, K. Manetsberger, and J. Mullers. A discrete model fo long time sintering. *Journal of Mechanics and Physics of Solids*, 53 :455–491, 2005.
- Y. Ma. *Contribution à l'étude de l'action des écoulements gravitaires (laves torrentielles, avalanches de neige, chutes de blocs) sur les constructions et ouvrages de Génie Civil (In progress)*. PhD thesis, Université de Savoie, 2008.
- A. Mahboudi, A. Ghaouti, and B. Cambou. La simulation numérique discrète du comportement des milieux granulaires. *Revue française de géotechnique*, 76 :45–61, 1996.
- C.L. Martin, D. Bouvard, and G. Delete. Discrete element simulations of the compaction of aggregated ceramic powders. *Journal of the American Ceramic Society*, 89(11) :3379–3387, 2006.
- D. Maugis. *Contact, adhesion and rupture of elastic solids*. Solid state science, springer edition, 1999.
- B. Maurel. *Modélisation par la méthode SPH de l'impact d'un réservoir rempli de fluide*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2008.
- D. McClung and P. A. Schaefer. Characteristics of flowing snow and avalanche impact pressure. *Annals of Glaciology*, 6 :9–14, 1985.
- S. McNamara and W. R. Young. Dynamics of a freely evolving, two-dimensional granular medium. *Physical Review E*, 53(5), 1996.
- M. Mellor. Avalanches. *Cold Regions Science and Engineering*, 1968. part III, section A3d.
- M. Mellor. A review of basic snow mechanics. In *Grindelwald Symposium*, pages 192–251. IAHS, 1975.
- J-J. Moreau. Numerical aspects of the sweeping process. *Computer Methods in Applied Mechanics ans Engineering*, 177 :329–349, 1999.
- MétéoFrance. <http://comprendre.meteofrance.com/pedagogique/dossiers>.
- M. Naaim and F. Naaim-Bouvet, editors. *Snow and avalanches test sites*, 2001. Cemagref 2004.
- J. P. Navarre, A. Taillefer, E. Flavigny, J. Desrues, and T. Gauthier. Mécanique de la neige. essais en laboratoire sur la résistance de la neige. In *Avalanche Formation, Movement and effects*, 1987.

- F. Nicot. From constitutive modelling of a snow cover to the design of flexible protective structures part i - mechanical modelling. *International Journal of Solids and Structures*, 41 :3317–3337, 2004a.
- F. Nicot. From constitutive modelling of a snow cover to the design of flexible protective structures part ii - some numerical aspects. *International Journal of Solids and Structures*, 41 :3339–3352, 2004b.
- F. Nicot and F. Darve. A multi-scale approach to granular materials. *Mechanics of Materials*, 37 :980–1006, 2005.
- K. Nishimura, N. Maeno, F. Sandersen, K. Kristensen, H. Norem, and K. Lied. Observations of the dynamic structures of snow avalanches. *Annals of Glaciology*, 18 :313–316, 1993.
- H. Norem, T. Kvisterfy, and B. D. Evensen. Measurement of avalanche speed and forces : instrumentation and preliminary results of the ryggfonn project. *Annals of Glaciology*, 6 :19–22, 1985.
- ONERA. <http://www.onera.fr/conferences/mesures-aerodynamique/16-piv.php>.
- OPALE. Opale : Ouvrages de protection et bâtiments pavillonnaires soumis à l' action des avalanches : sollicitation, réponse, dimensionnement. <http://www.cemagref.fr/le-cemagref/lorganisation/les-centres/grenoble/ur-etgr/projets-en-cours/projets-de-recherche-nationaux/ouvrages-de-protection-et-batiments-pavillonnaires-soumis-a-laction-des-avalanches>.
- J. J. Petrovic. Review. mechanical properties of ice and snow. *JMS*, 38, 2003.
- J-P. Plassiard. *Modélisation par la méthode des éléments discrets d'impacts de blocs rocheux sur structures de protection type merlons*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2007.
- K. Platzer. *Experimental investigation of avalanche forces acting on snow sheds*. PhD thesis, University of Natural Ressources and Applied Life Sciences Vienna, 2006.
- O. Pouliquen. *Les milieux granulaires : Entre fluide et solide*, 2004a. Cours donné à l'ENSTA.
- O. Pouliquen. Écoulements granulaires secs. Habilitation à Diriger les recherches, 2004b.
- O. Pouliquen. Scaling laws in granular flows down inclined planes. *Physics of Fluids*, 11(3), 1999.
- O. Pouliquen, M. Belzons, and M. Nicolas. Fluctuating particle motion during shear induced granular compaction. *Physical Review Letters*, 91(1), 2003.
- S. P. Pudasaini, S-S. Hsiau, Y. Wang, S-C. Tai, and K. Hutter. Velocity measurements in dry granular avalanches using particle image velocimetry technique and comparison with theoretical predictions. *Physics of Fluids*, 17, 2005.
- S. P. Pudasaini, K. Hutter, S-S. Hsiau, S-C. Tai, Y. Wang, and R. Katzenbach. Rapid flow of dry granular materials down inclined chutes impinging on rigid walls. *Physics of Fluids*, 19, 2007.
- T. Rabczuk, T. Belytschko, and S.P. Xiao. Stable particle methods based on lagrangian kernels. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 193 :1035–1063, 2004.
- F. Radjai, M. Jean, J-J. Moreau, and S. Roux. Force distributions in dense two-dimensional granular systems. *Physical Review Letters*, 77(2), 1996.

- 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 - comparaison with experiments. In *Powders and Grains 2005*, pages 509–512, 2005.
- A. Roch. Les variations de la résistance de la neige. In *Symposium sur les aspects scientifiques des avalanches de neige*, pages 86–99, Davos, 1965. IAHS.
- M. X. Rodriguez-Paz and J. Bonnet. A corrected smooth particle hydrodynamics method for the simulation of debris flows. *Numerical Methods for Partial Differential Equations*, 2003.
- P. Rognon. *Rhéologie des matériaux granulaires cohésifs. Application aux avalanches de neige denses*. PhD thesis, École Nationale des Ponts et Chaussées, 2006.
- B. Salm, A. Burkard, and H. U. Gubler. Calcul des avalanches : Une méthode pour le praticien avec des exemples. *Institut fédéral pour l'étude de la neige et des avalanches*, 47, 1990. Traduction par C. Ancey.
- A. A. Salway. A seismic and transducer system for monitoring velocities and impact pressures of snow avalanches. *Arctic and Alpine Research*, 10(4) :769–774, 1978.
- S. B. Savage and K. Hutter. The dynamics of avalanches of granular materials from initiation to runout. part i : analyse. *Acta Mechanica*, 86 :201–223, 1991.
- M. Schaer and D. Issler. Particle densities, velocities and size distributions in large avalanches from impact-sensor measurements. *Journal of Glaciology*, 32, 2001.
- P. A. Schaefer. Observations of avalanche impact pressures. In *USDA forest service national avalanche training program*, pages 51–54. Forest service general technical report, 1972.
- P. A. Schaefer and A. A. Salway. Seismic and impact pressure monitoring of flowing avalanches. *Journal of Glaciology*, 26(94) :179–187, 1980.
- L. Scholtès. *Modélisation Micro-Mécanique des Milieux Granulaires Partiellement Saturés*. PhD thesis, Institut Polytechnique de Grenoble, 2008.
- L. Scholtès, B. Chareyre, F. Nicot, and F. Darve. Micromechanics of granular materials with capillary effects. *International Journal of Engineering Science*, In Press, 2008.
- L. H. Shapiro, J. B. Johnson, M. Sturm, and G. L. Blaidsell. Snow mechanics. review of the state of knowledge and applications. *Cold Regions Research and Engineering Laboratory*, 1997.
- H. W. Shen and A. T. Roper. Dynamics of snow avalanches (with estimation for force on a bridge). *International association scientific hydrology bulletin*, 15(1) :7–26, 1970.
- W. Shiu. *Impact de missiles rigides sur structures en béton armé : analyse par la méthode des éléments discrets*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2008.
- W. Shiu, F. V. Donzé, and L. Daudeville. Penetration prediction of missiles with different nose shapes by the discrete element numerical approach. *Computers and Structures*, In Press, 2008.
- L. Sibille. *Modélisations discrètes de la rupture dans les milieux granulaires*. PhD thesis, Institut National polytechnique de Grenoble, 2006.

- L.E. Silbert, D. Ertas, S. Grest, T.C. Halsey, D. Levine, and S.J. Plimpton. Granular flow down an inclined plane : Bagnold scaling and rheology. *Physical Review E*, 64, 2001.
- L.E. Silbert, J.W. Landry, and G.S. Grest. Granular flow down a rough inclined plane : transition between thin and thick piles. *Physics of Fluids*, 15(1), 2002.
- SnowCrystals. <http://www.its.caltech.edu/~atomic/snowcrystals/>.
- F. Soulié. *Cohésion par capillarité et comportement mécanique de milieux granulaires*. PhD thesis, Université Montpellier, 2005.
- B. Sovilla, M. Schaer, M. Kern, and P. Bartelt. Impact pressures and flow regimes in dense snow avalanches observed at the vallée de la sionne test site. *Journal of Geophysical Research*, 113, 2008a.
- B. Sovilla, M. Schaer, and L. Rammer. Measurements and analysis of full-scale avalanche impact pressure at the vallée de la sionne test site. *Cold Regions Science and Technology*, 51 :122–137, 2008b.
- N. Taberlet. *Écoulements gravitaires de matériaux granulaires*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 2005.
- E. Thibert, D. Baroudi, A. Limam, and P. Berthet-Rambaud. Avalanche impact pressure of an instrumented structure. *Cold Regions Science and Technology*, 54 :206–215, 2008.
- D. Tiberghien. *Etude expérimentale de l'interaction d'un écoulement à surface libre de fluide à seuil avec un obstacle : Application aux laves torrentielles boueuses*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2007.
- R. Tykoniuk, J. Tomas, S. Luding, M. Kappl, L. Heim, and H.J. Butt. Adhesion, inelastic contact behavior and simulation of shear dynamics of ultrafine cohesive powders. In *Powders and Grains 2005*, pages 499–503, 2005.
- M.E.D. Urso, C.J. Lawrence, and M.J. Adams. Pendular, funicular and capillary bridges : results for two dimensions. *Journal of Colloid and Interface Science*, 220 :42–56, 1999.
- R. Valentino, G. Barla, and L. Montrasio. Experimental analysis and micromechanical modelling of dry granular flow and impacts in laboratory flume tests. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 41(1) :153–177, 2008.
- A. Voellmy. Über die zerstörungskraft (on the destructive force of avalanches). *Schweizerische Bauzeitung*, 73(12,15,17,19,37), 1955.
- O.R. Walton and R.L. Braun. Viscosity, granular-temperature, and stress calculations for shearing assemblies of inelastic, frictional disks. *Journal of Rheology*, 30(5) :949–980, 1986.
- K. Wieghardt. Experiments in granular flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 7 :89–114, 1975.
- D. E. Wolf. *Modelling and computer simulation of granular media*. Springer, 1996.
- B. Zanuttigh and A. Lamberti. Experimental analysis of the impact of dry avalanches on structures and implication for debris flows. *Journal of Hydraulic research*, 44(4) :522–534, 2006.
- D. Zhang and W. J. Whiten. The calculation of contact forces between particles using spring and damping models. *Powder Technology*, 88, 1996.

D. Zhang and W. J. Whiten. Contact modelling for discrete element modelling of ball mills.  
*Minerals Engineering*, 11(8) :689–698, 1998.

F. Zhou, S. G. Advani, and E. D. Wetzel. Slow drag in granular materials under high pressure.  
*Physical Review E*, 69, 2004.





---

## La fondue fribourgeoise

---

*La fondue fribourgeoise appelée aussi fondue au vacherin est une recette Suisse composée de vacherin fribourgeois (voir la photo), à ne pas confondre avec le vacherin mont d'or que l'on trouve en France.*



*Fondue fribourgeoise pour 6 personnes : 1,2 kg de vacherin (400 g de jeune, 400 g d'entre-deux et 400 g de vieux est l'idéal) 1 gousse d'ail dégermée 4 dl d'eau chaude\* Poivre du moulin Pain ou petite pommes de terres nouvelles cuites à l'eau.*

- 1) Coupez les vacherins en fines tranches puis dans un grand saladier écrasez les à la fourchette.
- 2) Frottez l'intérieur de votre caquelon avec la gousse d'ail coupé en deux.
- 3) Faites chauffer le caquelon à feu très doux mettez l'eau tiède puis le vacherin. Remuez bien afin que le tout se transforme en une préparation crémeuse. le vacherin ne doit jamais dépasser 50 degrés.
- 4) Assaisonnez au poivre du moulin. Vous pouvez éventuellement ajoutez de l'eau chaude pour atteindre la consistance désirée. Servez tiède sur un réchaud réglé au minimum de sa température.

*Servez cette fondue au vacherin de manière traditionnelle avec du pain, mais vous pouvez aussi remplacer le pain par des petites pommes de terre nouvelles cuites à l'eau et que chaque convive coupe en deux dans sont assiette avant de piquer sur sa fourchette et de plonger dans le fromage tiède... un régal...*

*Et comme on dit en Suisse, la fondue crée la bonne humeur!*





## Résumé

*L'analyse de la pression exercée par un écoulement granulaire sur un obstacle nécessite la connaissance du coefficient de traînée. Néanmoins, les études bibliographiques expérimentales ne fournissent pas les données internes de l'écoulement intervenant dans son calcul. C'est pourquoi, nous proposons la détermination du coefficient de traînée par l'application d'outils numériques tridimensionnels, basés sur la méthode des éléments discrets (MED), et validés par des études expérimentales. L'expérience est un canal d'écoulement de laboratoire, intégralement modélisé par la MED. Les lois locales de contact intègrent un comportement normal élastique, hystérétique associé à un critère de glissement tangentiel. La validation du modèle intégral repose sur la similarité entre les résultats expérimentaux et numériques des paramètres physiques de l'écoulement et de l'effort d'impact sur l'obstacle. Cette validation est obtenue sans calibration importante des paramètres numériques. Le modèle intégral est ensuite optimisé, en termes de temps de calcul et de possibilités d'études, sous la forme d'un canon granulaire, dans lequel n'est simulée que la zone d'interaction entre l'écoulement et l'obstacle. Les propriétés de l'écoulement : vitesse, épaisseur, densité, sont contrôlées car intégrées en tant que paramètres initiaux numériques. L'influence de caractéristiques associées à l'écoulement, comme le nombre de Froude, à la taille des grains, ou à la forme et la taille de l'obstacle, sur le coefficient de traînée, est alors analysée. Enfin, une extension micromécanique est proposée dans l'analyse de l'influence d'une adhésion et d'une cohésion intégrées aux lois locales de contact.*

**Mots Clefs :** coefficient de traînée, impact de matériau granulaire, modélisation éléments discrets, validation expérimentale, nombre de Froude, dynamique, réseau de contacts, adhésion locale

## Abstract

*The analysis of impact pressure by granular flows on obstacles requires an investigation of the drag coefficient. However, in the bibliography, experimental studies cannot reach inner flow properties, in spite of their consideration in its computation. Therefore, in this thesis we propose to determine this coefficient through three dimensional numerical tools, carried out with the discrete element method (DEM), and validated through experimental studies. The experiments consist in a laboratory canal, fully modelled by the DEM. The local contact law includes a normal elastic, hysteretic behaviour with a tangential sliding criterion. The full model validation is deduced from the similarity between experimental and numerical results of the flow's physical parameters and of the impact loading against the obstacle. This validation is obtained without any important calibration of the numerical parameters. Then, the full model is optimized, in terms of time computation and number of studies possibilities, as a granular launcher, in which is only considered the flow-obstacle interaction zone. The flow properties : velocity, thickness, density, are controlled because taken as initial numerical parameters. The effect of flow characteristics, like the Froude number, grains' mean size, or the shape and size of the obstacle, on the drag coefficient, is then analyzed. Finally, further micromechanical investigations are performed to study the effect of an adhesion and cohesion added in the local behaviour.*

**Keywords :** drag coefficient, granular flow impact, discrete element modelling, experimental validation, froude number, dynamics, contact network, local adhesion