



HAL
open science

Etude expérimentale de l'effondrement d'une colonne fluide-grains

Alexis Bougouin

► **To cite this version:**

Alexis Bougouin. Etude expérimentale de l'effondrement d'une colonne fluide-grains. Sciences de la Terre. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2017. Français. NNT : 2017INPT0113 . tel-04226831

HAL Id: tel-04226831

<https://theses.hal.science/tel-04226831>

Submitted on 3 Oct 2023

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Surfaces Interfaces Continentales Hydrologie

Présentée et soutenue par :

M. ALEXIS BOUGOUIN

le mercredi 20 décembre 2017

Titre :

Etude expérimentale de l'effondrement d'une colonne fluide-grains

Ecole doctorale :

Sciences de l'Univers de l'Environnement et de l'Espace (SDUEE)

Unité de recherche :

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (I.M.F.T.)

Directeur(s) de Thèse :

M. DOMINIQUE ASTRUC

M. LAURENT LACAZE

Rapporteurs :

M. GUILLAUME OVARLEZ, CNRS AQUITAINE

Mme PASCALE AUSSILLOUS, AIX-MARSEILLE UNIVERSITE

Membre(s) du jury :

Mme ANNE MANGENEY, INST PHYSIQUE DU GLOBE PARIS, Président

M. DOMINIQUE ASTRUC, INP TOULOUSE, Membre

M. FRANÇOIS CHARRU, UNIVERSITE TOULOUSE 3, Membre

M. LAURENT LACAZE, CNRS TOULOUSE, Membre

M. PHILIPPE GONDRET, UNIVERSITE PARIS 11, Membre

M. THOMAS BONOMETTI, INP TOULOUSE, Membre

Résumé

Autour de nous, les systèmes granulaires sont omniprésents et rarement dissociés d'une phase liquide ou gazeuse. L'interaction entre les deux phases (solide et fluide) implique une dynamique d'écoulement complexe de ces systèmes couplés. Cette thèse expérimentale a pour but de caractériser la dynamique d'effondrement gravitaire instationnaire d'une colonne fluide-grains dans différentes configurations de mélanges diphasiques. Considérant uniquement l'effet des grains au sein du fluide, la dynamique d'écoulement d'une suspension isodense dans l'air est d'abord abordée avec une description macroscopique. En particulier, la rhéologie du fluide apparent est extraite à partir de l'évolution temporelle du front en utilisant des solutions auto-similaires, modèles de la dynamique de propagation aux temps longs. Sur la gamme du nombre de Reynolds étudiée, la dynamique d'écoulement de la suspension est décrite comme celle d'un fluide apparent Newtonien ou non-Newtonien (rhéofluidifiant, rhéoépaississant, viscoplastique) dépendant des paramètres considérés (fraction volumique, viscosité du fluide interstitiel, diamètre des grains, protocole de préparation). Afin de décrire la configuration opposée d'un massif sédimentaire pour lequel les interactions entre particules solides deviennent dominantes, la configuration d'une colonne granulaire dense saturée en fluide, i.e. où les grains sont plus lourds que le fluide porteur, est ensuite étudiée. Un travail préliminaire est consacré à la caractérisation de l'effondrement d'une colonne granulaire totalement immergée dans un fluide. Le rôle dissipatif de ce dernier sur la phase granulaire est mis en évidence par une analyse de la dynamique d'effondrement et des caractéristiques du dépôt final. Cette caractérisation permet de classer les régimes d'effondrement en fonction de la viscosité et de la masse volumique du fluide environnant, i.e. du nombre de Stokes et du rapport de masse volumique entre le fluide et les grains. Dans le cas triphasique, i.e. lorsque la colonne fluide-grains s'effondre dans l'air, la dynamique peut être fortement affectée par les effets capillaires à travers le nombre de Bond qui contrôle alors la mise en mouvement de la colonne initiale. Quand ces effets deviennent négligeables à l'échelle de la colonne et à celle du grain, le fluide interstitiel peut jouer un rôle moteur ou dissipatif vis-à-vis du milieu granulaire conduisant à une longueur d'étalement plus ou moins importante en comparaison au cas sec. Le rôle du fluide interstitiel dépend essentiellement de sa viscosité modifiant, par la même occasion, la dynamique d'effondrement. Enfin, une étude préliminaire sur la dynamique d'écoulement d'une suspension non-isodense, initialement homogène, est réalisée. Cette configuration, à la transition des situations décrites précédemment, permet d'aborder le couplage de la dynamique de sédimentation des grains et celle du courant. En particulier, nous observons que la vitesse de sédimentation décroît avec l'augmentation de la fraction volumique initiale en particules.

Abstract

On the Earth's surface, granular medias are ubiquitous and they are rarely dissociated from a liquid or a gas. The fluid-solid interaction leads to a complex flow dynamics of these coupled systems. This experimental work aims at characterizing the dynamics of the unsteady gravity-driven collapse of a fluid-granular column within different configurations of the diphasic mixture. First, the flow dynamics of a neutrally buoyant suspension in air is characterized based on a macroscopic description of the flow. In particular, the rheological parameters of the apparent fluid have been extracted using the temporal evolution of the propagating front and self-similar solutions, models of the propagating dynamics at long times. In the considered range of the Reynolds number, the flow dynamics are described as an apparent Newtonian or non-Newtonian (shear-thinning/-thickening, viscoplastic) fluid depending on the various parameters (volume fraction, viscosity of the interstitial fluid, particle diameter, mixing protocol). In order to describe the opposite case of a sedimentary environment where particle-particle interactions become dominant, a second part of this work investigates the case of a fluid-saturated granular collapse, i.e. for which particles are heavier than the carrier fluid, in a dense packing configuration. For this purpose, a first part of the study is dedicated to characterize the collapse of an immersed granular column. The dissipative role of the fluid on the granular media is highlighted by an analysis of the collapse dynamics and the characteristics of the final deposit. This characterization allows to classify the regimes of the collapse depending on the viscosity and the density of the surrounding fluid, i.e. the Stokes number and the fluid-grain density ratio. In the triphasic case, i.e. when the fluid-granular column collapses in air, the dynamics may be strongly affected by capillary effects through the Bond number which controls the initial dynamics of the column. When these effects can be neglected (large Bond number) at the column and grain scales, the interstitial fluid can have a driven or a dissipative role on the granular media leading to a runout length more or less extended in comparison to the dry case. The role of the interstitial fluid depends mainly on its viscosity which also modifies the collapse dynamics. Finally, a preliminary study is realized on the flow dynamics of an initially homogeneous negative buoyant suspension column. This case, which makes the transition between the above mentioned configurations, allows to study the coupling between the settling dynamics of particles and that of the current. In particular, we observe that the settling velocity decreases with the increase of the initial volume fraction of particles.

Remerciements

Je souhaite remercier tous ceux qui ont participé, personnellement et/ou professionnellement, de près ou de loin, à ce travail ...

Merci !

Sommaire

1	Introduction	1
1.1	Contexte scientifique et applications	2
1.1.1	Barrages et processus de chasse	3
1.1.2	Extension aux écoulements géophysiques	7
1.1.3	Mode de transport : suspension vs. lit granulaire	8
1.2	État de l'art sur la modélisation des écoulements gravitaires instationnaires	10
1.2.1	Fluide Newtonien et courant de gravité	10
1.2.2	Fluide non-Newtonien : de l'écoulement à la phase d'arrêt ?	14
1.2.3	Milieu granulaire sec : effondrement quasi-2D	17
1.2.4	Couplage fluide-grains : du "lit granulaire" à la suspension	18
1.3	Plan de la thèse	22
2	Dispositifs et matériels expérimentaux	25
2.1	Dispositifs expérimentaux	26
2.1.1	Dispositif de rupture de barrage	26
2.1.2	Rhéomètre	27
2.2	Caractérisation du fluide et des grains	31
2.2.1	Phase liquide	32
2.2.2	Phase granulaire	37
3	Suspension isodense : dynamique macroscopique et rhéologie	41
3.1	Étude rhéologique préliminaire	42
3.2	Collapse of a neutrally buoyant suspension column : from Newtonian to apparent non-Newtonian flow regimes	45
3.2.1	Introduction	45
3.2.2	Experimental setup	49
3.2.3	Inertial slumping regime and transition	51
3.2.4	Apparent Newtonian viscous regime	53
3.2.5	Apparent non-Newtonian viscous regime	58
3.2.6	Conclusion	64
3.2.7	Summary of the results	67
3.3	Dynamique d'un fluide Newtonien : influence du rapport de forme	68
3.3.1	Régime d'effondrement inertiel	68
3.3.2	Régime visqueux	68

4 Effondrement granulaire : de l'immergé dans un fluide ...	73
4.1 Introduction	74
4.2 Laboratory experiments of the granular column collapse in a fluid	77
4.2.1 Experimental setup	77
4.2.2 First observations	78
4.3 Runout length and final height	80
4.4 Dynamics of the spreading	82
4.5 Morphology of the final deposit	89
4.5.1 Shape of the deposit	89
4.5.2 Predictive model for the final deposit	93
4.5.3 Final morphology in the fluid inertial regime	94
4.6 Conclusion	95
5 Effondrement granulaire : ... au cas saturé en fluide dans l'air	97
5.1 État de l'art	98
5.2 Rappel du dispositif expérimental	99
5.3 Premières observations : rôle du nombre de Bond	101
5.3.1 Définition des régimes observés	101
5.3.2 Lois d'échelle : longueur d'étalement et hauteur finale	103
5.3.3 Modèles analytiques simplifiés	106
5.4 Étude du régime d'avalanche	111
5.4.1 Dynamique du front et séparation de phases	111
5.4.2 Comparaison avec le cas sec	113
5.4.3 Influence du fluide interstitiel	117
Annexe	129
6 Suspension non-isodense : rôle de la sédimentation	133
6.1 État de l'art	134
6.2 Dispositif, matériels et métrologies	135
6.3 Résultats expérimentaux préliminaires	137
6.3.1 Dynamique macroscopique apparente	137
6.3.2 Échelle mésoscopique : dynamique de sédimentation	142
Conclusion générale et perspectives	147
Bibliographie	166

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Contexte scientifique et applications	2
1.1.1	Barrages et processus de chasse	3
1.1.2	Extension aux écoulements géophysiques	7
1.1.3	Mode de transport : suspension vs. lit granulaire	8
1.2	État de l'art sur la modélisation des écoulements gravitaires instationnaires	10
1.2.1	Fluide Newtonien et courant de gravité	10
1.2.2	Fluide non-Newtonien : de l'écoulement à la phase d'arrêt ?	14
1.2.3	Milieu granulaire sec : effondrement quasi-2D	17
1.2.4	Couplage fluide-grains : du "lit granulaire" à la suspension	18
1.3	Plan de la thèse	22

1.1 Contexte scientifique et applications

Autour de nous, les fluides et les milieux granulaires sont omniprésents et composent l'essentiel de notre planète. Un fluide, tel que l'eau ou l'air, se définit comme un milieu dont l'arrangement moléculaire est désordonné lui permettant de s'écouler, se déformer et d'épouser différentes formes de contenants. La séparation des échelles microscopique et macroscopique étant suffisamment grande, le fluide peut être décrit à partir de la mécanique des milieux continus à travers des grandeurs macroscopiques (viscosité, température, masse volumique) traduisant les effets microscopiques (adhésion des molécules, agitation thermique). Un milieu granulaire, tel que le sable, est, quant à lui, défini comme un ensemble d'entités solides de taille caractéristique, notée d , supérieure à $100 \mu\text{m}$. En deçà, on parle plutôt de poudre ($1 \mu\text{m} < d < 100 \mu\text{m}$) ou de colloïde ($1 \text{nm} < d < 1 \mu\text{m}$) en fonction des interactions prépondérantes (forces de Van der Waals, agitation thermique). Si le milieu granulaire peut être défini comme la matière, il se comporte parfois comme un gaz, un liquide ou un solide en fonction des configurations étudiées.

Les études sur les fluides et les milieux granulaires sont motivées par leur présence dans de nombreux systèmes naturels (océans, déserts) mais également dans les secteurs industriels (génie civil, pharmaceutique, cosmétique, agroalimentaire). En effet, à eux seuls, l'air, l'eau et le sable représentent les trois ressources naturelles les plus utilisées dans le monde d'où l'enjeu scientifique de comprendre, appréhender et apporter des solutions aux problèmes actuels faisant intervenir ces milieux. Néanmoins, les systèmes granulaires sont rarement dissociés d'une phase fluide et ces deux milieux interagissent ensemble (figure 1.1). Effectivement, la morphologie du littoral évolue au gré des vagues, les globules rouges sont transportés par le plasma et la peinture mêle pigments et phase liquide. Le comportement d'un système diphasique est généralement plus complexe qu'une phase unique dépendant de nombreux paramètres (viscosité du fluide, fraction volumique, diamètres des grains, etc.). C'est pour cette raison que la compréhension d'un mélange fluide-grains, aussi bien à l'échelle macroscopique qu'à l'échelle du grain, est un défi majeur pour les scientifiques d'aujourd'hui.

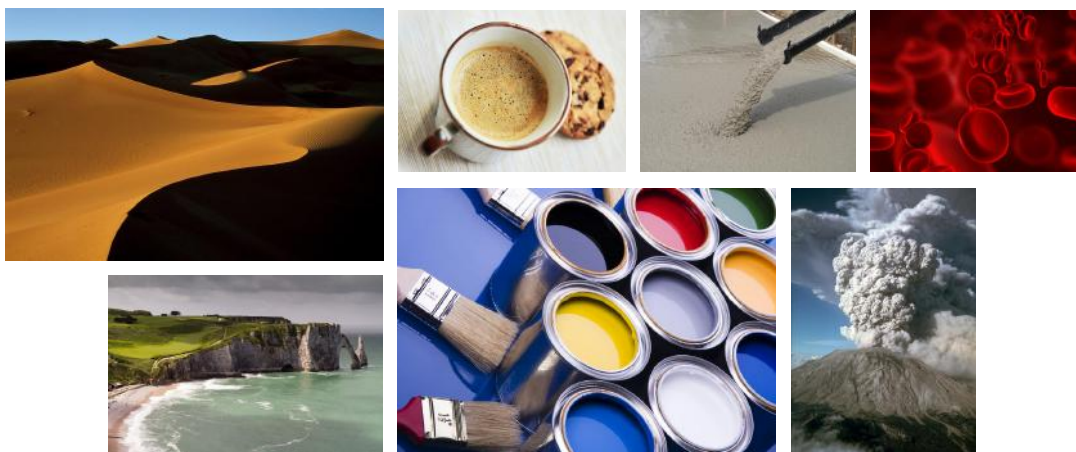


FIGURE 1.1 – Différents systèmes fluide-grains. De gauche à droite et de haut en bas : Dunes de sable, tasse de café, coulée de béton, globules rouges, littoral de la Manche (Étretat, Normandie), pots de peinture et éruption volcanique (Mont Saint Helens, États-Unis).

C'est dans ce cadre que s'inscrit cette thèse suite à un projet en collaboration avec l'Agence Française pour la Biodiversité. Leur intérêt porte sur la remise en mouvement et le devenir des sédiments précédemment piégés dans les ouvrages hydrauliques transversaux de moyennes capacités en rivière. Cette thèse se focalise sur le premier aspect, c'est-à-dire à la remobilisation des sédiments, retenus en amont des aménagements hydrauliques, en période de chasses. Ce processus correspond à l'ouverture des vannes de l'ouvrage afin d'abaisser le niveau d'eau et de "chasser" le surplus de matériau solide.

1.1.1 Barrages et processus de chasse

Dans un contexte de changement climatique et de gestion environnementale durable, la transition des énergies fossiles vers les énergies renouvelables est un enjeu majeur. Cette transition énergétique se traduit par le passage des énergies polluantes (gaz, charbon, pétrole) utilisées depuis la révolution industrielle à des énergies dites vertes et renouvelables (éolienne, solaire, hydraulique). Parmi les énergies renouvelables développées à ce jour, on peut citer l'énergie hydraulique qui a pour but de convertir l'énergie cinétique d'un cours d'eau ou d'un courant marin, par exemple, en énergie électrique. Afin de profiter de cette énergie naturelle, de nombreux barrages hydroélectriques ont vu le jour sur la plupart des cours d'eau du monde (figure 1.2).



FIGURE 1.2 – Barrage de Chevril, aussi appelé barrage de Tignes, installé sur le cours d'eau de l'Isère (Savoie).

Du développement aux impacts environnementaux

Les ouvrages hydrauliques, tels que les barrages ou les seuils, existent depuis probablement la préhistoire dans un but de réserve d'eau et d'irrigation des terres. Les traces du plus ancien barrage daterait de 3000 av. J.C. et aurait été construit en Égypte, afin de détourner le Nil pour créer une réserve d'eau à la ville de Memphis (Le Delliou, 2003). Au fil de l'évolution de la société, les connaissances scientifiques ont permis de développer les barrages afin d'améliorer leur efficacité. Au cours de l'Antiquité, on commence à apprendre à dompter la force hydraulique. Puis, au III^{ème} siècle, les premières machines utilisant le courant de l'eau apparaissent (scierie de Hiérapolis). Finalement, c'est au Moyen Âge que l'énergie hydraulique est complètement développée pour moudre les céréales avec une productivité sans comparaison par rapport à l'énergie animale et humaine (Le Delliou, 2003).

À la fin du XIX^{ème} siècle, les connaissances en énergie hydraulique, en électricité et en génie civil permettent de mettre en place les premiers barrages hydroélectriques en équipant des barrages existants ou en en créant de nouveaux. L'ère de la "houille blanche" est enfin là, ce terme désignant l'énergie hydroélectrique par analogie à la houille issue de l'exploitation du charbon qui fournissait jusqu'alors l'essentiel de l'énergie. Selon B. Babbitt, ancien politicien américain, les États-Unis ont construit des barrages au rythme d'un par jour en moyenne depuis la déclaration d'Indépendance en 1776. En Chine, les barrages hydroélectriques prolifèrent au point que d'ici 2020, tous les cours d'eau du pays seront munis d'au moins un ouvrage.

La protection environnementale étant une préoccupation récente, elle n'a pas été prise en compte lors de la construction de ces barrages. Ainsi, leur présence impacte la continuité écologique aussi bien à l'échelle locale qu'à plus grande échelle. Aujourd'hui, le développement des passes à poissons est en plein essor pour faciliter le passage des ouvrages aux différentes espèces vivantes. Cependant, chaque espèce aquatique à sa propre locomotion et cela cause des difficultés dans la conception des passes qui ne peuvent être universelles. Quant au transport sédimentaire, une loi a été instaurée en 2006 afin d'assurer un "transport suffisant" des ouvrages transversaux (article L214-17 du code de l'environnement). Malheureusement, aucune définition juridique n'existe pour déterminer le caractère suffisant ou naturel du transport assuré par un manque de connaissances sur le flux sédimentaire "normal". Ainsi, le déficit de sédiments en aval et l'excès en amont de l'ouvrage engendrent des effets désastreux sur l'environnement (érosion des berges, des plages ou du littoral, par exemple¹) en plus des inondations pouvant être causées.

De nos jours, des initiatives sont prises pour libérer le trop-plein de sédiments piégés dans les ouvrages hydrauliques en effectuant des dragages ou des chasses. Le dragage consiste à ôter le surplus de sédiments à partir de navires et d'engins spécialisés. Cette opération est très coûteuse à mettre en place et les sédiments retirés sont rarement remis dans le cours d'eau par raison économique. Ainsi, le problème d'encombrement du barrage est résolu au détriment du problème de déficit en aval. Aussi, les sédiments accumulés à proximité d'activités industrielles ou portuaires peuvent être fortement pollués, notamment par les métaux lourds, et la question de remise des sédiments dans le cours d'eau devient une question non triviale. La chasse, aussi appelée "transparence", est le procédé le plus communément utilisé pour libérer les sédiments (figure 1.3). Elle consiste à ouvrir les vannes pour diminuer le niveau d'eau et emporter, par cette occasion, une part des sédiments. Néanmoins, la remise en mouvement des sédiments fins est privilégiée au détriment des sédiments grossiers. Cela engendre une ségrégation de part et d'autre du barrage, néfaste pour la biodiversité. Le manque de sédiments grossiers limite les habitats piscicoles (habitats de protection, de ponte, d'alimentation) alors que l'excès de sédiments fins engendre un colmatage des habitats déjà existants et empêche la construction de nouveaux dans un matériau trop meuble. D'autre part, les sédiments fins en suspension peuvent obstruer les branchies des poissons, réduire leur vision et les empêcher de trouver leur nourriture ou d'éviter les prédateurs impactant la survie de certaines espèces.

1. Pour plus d'informations sur les conséquences du déficit sédimentaire marin, voir le documentaire *Le sable, enquête sur une disparition*, Arte.

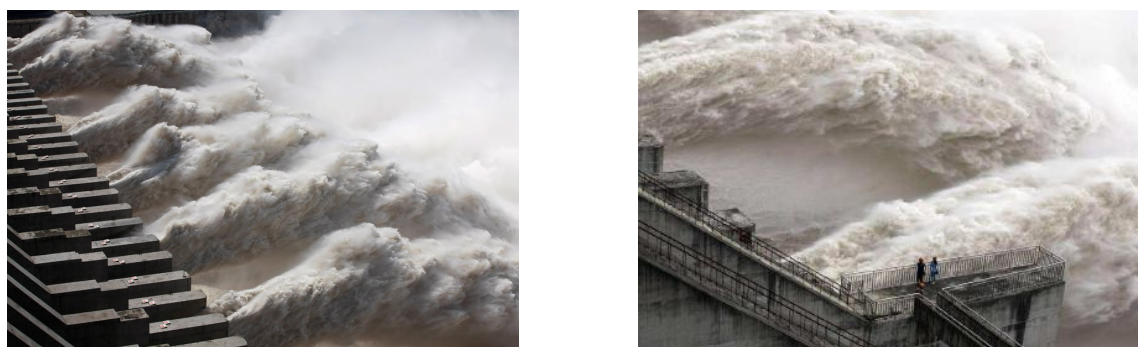


FIGURE 1.3 – Chasse du barrage des trois gorges installé sur le plus long fleuve d’Asie, le Yangzi Jiang (Chine). Actuellement, il détient le record du plus grand barrage hydraulique ainsi que de la plus grande centrale hydroélectrique au monde.

De l’érosion au processus de chasse hydraulique

La présence des sédiments au sein d’un cours d’eau est liée à la dégradation et l’altération physique, chimique ou biologique de roches. Les changements de température, les transitions gel-dégel ou encore les racines des plantes vont contraindre physiquement la roche au point de la fracturer en morceaux de diverses tailles. Certains minéraux (calcite, mica, halcite) se dissolvent ou se transforment en d’autres espèces minérales plus petites sous l’effet du vent et des pluies. Les particules faisant suite à la décomposition organique ou les cendres éjectées par les éruptions volcaniques contribuent aussi à l’apport en sédiments. Ainsi, leur nature peut être très variée de par leur composition, leur forme et leur taille. Les dimensions d’un sédiment peuvent varier sur plusieurs ordres de grandeur allant du micron pour l’argile à plusieurs dizaines de centimètres pour les plus gros blocs. Afin de les catégoriser, la classification granulométrique est couramment utilisée. Celle de Wentworth (1922) (tableau 1.1), souvent rencontrée en géologie, nous fournit un bon aperçu de la polydispersité des sédiments naturels.

Noms		Noms Anglais	Taille (mm)
Rocher		Boulder	≥ 256
Cailloutis		Cobble	64 – 256
Galet		Pebble	4 – 64
Gravillon		Granule	2 – 4
Sable	très grossier	Very coarse sand	1 – 2
	grossier	Coarse sand	0,5 – 1
	moyen	Medium sand	0,25 – 0,5
	fin	Fine sand	0,125 – 0,25
	très fin	Very fine sand	0,0625 – 0,125
Limon		Silt	0,00390625 – 0,0625
Argile		Clay	$\leq 0,00390625$



TABLE 1.1 – Classification granulométrique de Wentworth (1922) utilisée en géologie.

Faisant suite à ces différents processus de formation, les sédiments sont transportés par les vents, i.e. transport éolien, et par les cours d'eau, i.e. transport aquatique, jusqu'à atteindre les océans et les mers. Lorsque le transport sédimentaire est mentionné, il est naturel d'imaginer un grain millimétrique transporté par un cours d'eau, il en est autrement d'un bloc de plusieurs dizaines de centimètres. Cet exemple illustre bien le seuil de mobilité nécessaire à franchir afin de permettre un transport solide. La mise en mouvement correspond à un équilibre entre la friction liée au poids apparent des grains et la force hydrodynamique due aux contraintes exercées par le fluide sur ces derniers. La première contribution maintient les grains immobiles alors que la seconde déstabilise le lit granulaire et favorise l'érosion. Le rapport de ces deux contributions fournit un critère quantitatif adimensionnel de la mise en mouvement des grains connu comme le nombre de Shields. Il se définit comme $\tau_* = \tau_b / \Delta \rho g d$ où τ_b est la contrainte de cisaillement exercée par l'écoulement sur le fond granulaire et $\Delta \rho g d$ est la contrainte frictionnelle proportionnelle au poids apparent des grains avec $\Delta \rho = \rho_p - \rho_f$ la différence de masse volumique entre les grains (p) et le fluide (f) et g l'accélération de la pesanteur. Au-delà d'une valeur critique déterminée expérimentalement (Julien, 2010), les grains situés au sommet du lit sédimentaire sont mis en mouvement et le processus d'érosion est activé. Ce seuil dépend uniquement du nombre de Reynolds particulaire turbulent, i.e. $Re_* = \rho_f u^* d / \mu_f$ où u^* est la vitesse de frottement au fond et μ_f est la viscosité dynamique du fluide, mais varie de façon non-monotone avec ce dernier. Une fois la mise en mouvement assurée, il s'ensuit un transport par suspension, i.e. les grains sont en flottaison sur la hauteur d'eau, ou par charriage, i.e. les grains présentent un mouvement de fond par glissement, roulement et petits bonds.

Le transport sédimentaire a suscité, et suscite encore, un grand intérêt dans la communauté scientifique (Julien, 2010, et les références données) étant donné son importance sur l'évolution de la morphologie des cours d'eau et des littoraux, par exemple. Néanmoins, la plupart des mécanismes physiques, intervenant dans le cas d'un lit granulaire cisailé par un écoulement permanent, doivent être reconsidérés à l'approche des ouvrages hydrauliques. En effet, dans ce cas, la configuration d'étude est fortement modifiée du fait d'une différence de hauteur d'eau et de sédiments entre l'amont et l'aval du barrage. Cela induit une prépondérance des effets gravitaires lors de la remobilisation des sédiments en période de chasses.

Comme nous l'avons déjà mentionné auparavant, la chasse hydraulique se caractérise par la vidange soudaine et rapide d'un volume d'eau remobilisant une partie des sédiments, l'ensemble se propageant dans l'air. Trois phases distinctes interviennent donc pouvant chacune interagir avec les deux autres complexifiant grandement le problème. Aussi, le processus de chasse dépend de nombreux paramètres tels que les caractéristiques hydrauliques et granulaires, la géométrie du barrage ou encore la topographie rendant la compréhension d'un tel système ardue. Toutefois, une caractéristique certaine d'un tel processus est la prépondérance des forces gravitaires à l'échelle du système due à une différence de hauteur (d'eau et de sédiments) de part et d'autre du barrage. Le rôle de la gravité peut être interprété en terme d'énergie potentielle, notée E_p , contrôlée par la hauteur initiale H en amont du barrage. Lors du processus de chasse, cette énergie potentielle se convertit en énergie cinétique horizontale, notée E_c , traduisant la diminution de la hauteur d'eau au dépens de l'accélération de l'écoulement. En considérant qu'il n'y ait aucune perte d'énergie lors de la

conversion de E_p vers E_c , on peut simplement écrire l'équilibre suivant

$$E_p = \rho_f g H = \frac{1}{2} \rho_f U^2 = E_c, \quad (1.1)$$

où U représente la vitesse caractéristique de l'écoulement. À partir de cette relation traduisant la conservation de l'énergie (1.1), l'ordre de grandeur de la vitesse caractéristique de l'écoulement se détermine aisément comme $U = \sqrt{2gH}$. Il est à noter que cette vitesse dépend uniquement de la hauteur initiale H en amont de l'ouvrage. Pour des ouvrages hydrauliques de moyennes capacités, la hauteur initiale est de l'ordre de la dizaine de mètres, i.e. $H \sim 10$ m, et on obtient donc une vitesse caractéristique de l'ordre de $U \sim 10$ m.s⁻¹. À partir des échelles de longueur et de vitesse précédemment décrites, la nature de l'écoulement peut être estimée à travers le nombre de Reynolds comparant l'inertie du fluide aux dissipations visqueuses. En basant le nombre de Reynolds sur les grandeurs initiales, i.e. la hauteur initiale $H = 10$ m et la vitesse caractéristique $U \sim \sqrt{gH}$, il se définit comme

$$Re_H = \frac{\rho_f \sqrt{gH} H}{\mu_f}. \quad (1.2)$$

Dans la configuration étudiée, le nombre de Reynolds est de l'ordre de $Re_H \sim 10^8$ montrant le caractère fortement inertiel de l'écoulement. Toutefois, une proportion plus ou moins importante de sédiments au sein du fluide peut modifier la dynamique de l'écoulement de façon drastique, à travers une augmentation de la viscosité apparente du mélange, par exemple. Ainsi, il est plus pertinent de définir le nombre de Reynolds à partir des grandeurs macroscopiques du fluide apparent (mélange fluide-grains) plutôt qu'à partir de celles du fluide porteur. C'est dans ce but que nous regarderons, dans la suite, la dynamique d'effondrement d'un massif sédimentaire soumis à la gravité et interagissant avec un fluide. Nous nous focaliserons uniquement sur le cas où le fond est horizontal.

1.1.2 Extension aux écoulements géophysiques

La majeure partie des travaux portant sur les écoulements gravitaires d'un mélange fluide-particules ont été fortement motivés par l'étude des écoulements géophysiques tels que les laves torrentielles et volcaniques, les coulées de débris ou encore les avalanches (Delannay et al., 2017). Ces écoulements correspondent à la propagation instationnaire d'une masse composée d'une phase liquide (eau, lave, air) et d'une phase solide (débris, rochers, cristaux) s'écoulant sous l'effet de la gravité sur une pente plus ou moins abrupte. Les dynamiques observées sont très variées justifiant l'attrait de la communauté scientifique et la nécessité de comprendre les mécanismes physiques contrôlant ces écoulements diphasiques. Une grande partie des études qui seront décrites dans la section 1.2 s'appuient sur des travaux motivés par les écoulements géophysiques.

La dynamique de ces écoulements est principalement contrôlée par les caractéristiques du mélange diphasique le composant, c'est-à-dire la nature du fluide interstitiel ainsi que celle des grains. La proportion ainsi que la distribution granulométrique du mélange jouent aussi un rôle important à travers les effets d'hétérogénéités du mélange, de sédimentation et de ségrégation. Dans le cas d'un fluide très visqueux et/ou fortement chargé en particules, comme

les laves volcaniques par exemple, on observe de longues et lentes coulées pouvant s'apparenter à des courants Newtoniens visqueux dont la viscosité croît exponentiellement avec l'inverse de la température. La vitesse d'écoulement étant suffisamment faible, ces coulées sont peu dangereuses pour les populations et ne causent que des dégâts matériels du fait de la longueur d'étalement pouvant atteindre une centaine de kilomètres. Ces écoulements étant principalement contrôlés par les effets visqueux, l'objectif est de définir la meilleure rhéologie afin de prédire au mieux la dynamique de propagation. À l'inverse, certains écoulements présentent un comportement fortement inertiel (coulées torrentielles, avalanches poudreuses, etc.) et deviennent dangereux du fait de leur puissance, soudaineté et rapidité. Des matériaux de diverses tailles, pouvant aller jusqu'à plusieurs tonnes, peuvent être mis en suspension et transportés sur de grandes distances par ces écoulements augmentant leur dangerosité. Enfin, les vitesses considérables ne laissent que peu de temps aux populations pour réagir, détruisant tout sur leur passage.

Bien que certains de ces écoulements géophysiques peuvent être très fréquents, ils restent des phénomènes mal connus et compris. La présence de particules, causant des contraintes supplémentaires dans le milieu, complexifie grandement la compréhension de ces systèmes et l'amélioration des modèles existants est rendue difficile. Pourtant, la prévision des risques est un enjeu majeur dans un but de protection humaine et matérielle.



FIGURE 1.4 – (a) Éruption explosive du volcan Sarychev (Russie), le 12 juillet 2009. (b) Exemple d'une avalanche poudreuse.

1.1.3 Mode de transport : suspension vs. lit granulaire

Dans la majeure partie des écoulements diphasiques dont les applications ont été mentionnées précédemment, la phase granulaire (débris, rochers, etc.) possède une masse volumique plus importante que celle du fluide porteur (comme l'eau ou l'air, par exemple). Cette différence engendre une sédimentation des grains au sein du fluide sous l'effet de la gravité. La vitesse limite de chute, dépendante des caractéristiques du fluide et des grains, peut être déterminée analytiquement en considérant l'équilibre entre le poids apparent d'un grain isolé, i.e. $P = (\pi/6)\Delta\rho g d^3$, et la force de traînée induite par le fluide et de direction opposée, i.e. $F_D = (\pi/8)C_D\rho_f d^2(U^\infty)^2$, où C_D est le coefficient de traînée et U^∞ est la vitesse limite de

chute. L'accélération étant nulle lors de cette équilibre, l'expression analytique de la vitesse limite de chute est obtenue comme

$$U^\infty = \sqrt{\frac{4\Delta\rho g d}{3\rho_f C_D}}. \quad (1.3)$$

Toutefois, le coefficient de traînée C_D n'est pas constant et dépend du régime d'écoulement à l'échelle du grain à travers le nombre de Reynolds particulaire $Re_p = \rho_f U^\infty d / \mu_f$. Du fait de cette dépendance, i.e. $C_D = f(Re_p)$, l'estimation de U^∞ n'est plus triviale. Pour cela, deux régimes asymptotiques sont définis permettant une définition explicite de la vitesse de chute U^∞ , c'est-à-dire le régime visqueux et le régime inertiel. Pour $Re_p \ll 1$, i.e. le régime visqueux, le coefficient de traînée décroît inversement proportionnel avec le nombre de Reynolds particulaire, et plus précisément $C_D = 24/Re_p$. Cela mène à l'expression de la vitesse de Stokes, i.e. $U_V^\infty = \Delta\rho g d^2 / 18\mu_f$. Pour $Re_p \gg 1$, i.e. le régime inertiel, le coefficient de traînée est constant, au moins sur la gamme $10^3 \lesssim Re_p \lesssim 10^5$. Ainsi, on retrouve l'expression (1.3) telle que $U_f^\infty = (4\Delta\rho g d / 3C_D \rho_f)^{1/2}$ avec une valeur de $C_D \sim 0.4$. Pour raccorder les deux lois d'échelle, plusieurs expressions analytiques ont été proposées (Abraham, 1970; Flemmer & Banks, 1986). Malgré des résultats satisfaisants, l'utilisation de ces expressions conduit à une équation implicite de U^∞ ne permettant pas une expression analytique explicite de la vitesse de chute. Il est aussi à noter que ces expressions sont valables pour une sphère isolée et que le comportement de chute se complexifie dès qu'un second grain est suffisamment proche du premier (Fortes et al., 1987). De même, pour un collectif de grains, la vitesse de chute décroît avec l'augmentation de la fraction volumique du fait que le fluide doit s'écouler entre les grains qui sont d'autant plus proches que les grains sont nombreux (Richardson & Zaki, 1954; Sangani, 1987).

Les grains sédimentent naturellement au sein d'un fluide au repos. Il peut en être autrement lorsque le fluide porteur est en écoulement. Dans ce cas, l'inertie du fluide induit une vitesse verticale pouvant compenser les effets gravitaires. Les grains peuvent donc être mis en suspension et maintenus lors de la dynamique de l'écoulement. Ces deux contributions sont comparées à travers le nombre de Rouse défini comme $Ro = U^\infty / U^t$, où U^t est la vitesse verticale turbulente caractérisant l'inertie du fluide (Huppert et al., 1995; Michallet & Mory, 2004). L'ordre de grandeur de Ro permet de définir le mode de transport des grains au sein du fluide. Ainsi, pour $Ro \gg 1$, les effets gravitaires prédominent devant l'inertie du fluide et le transport des grains correspond principalement à un mouvement de fond où les grains se déplacent en conservant le contact les uns avec les autres. Dans cette configuration, le lit granulaire correspond à un état compact où la fraction volumique est élevée ($\phi > 0.5$). Pour $Ro \ll 1$, les contributions turbulentes sont suffisamment importantes pour compenser le poids apparent des grains. De ce fait, on se retrouve en présence d'un mélange fluide-grains, plus ou moins homogènes, de fraction volumique variable. À l'échelle du système, la sédimentation des grains peut être négligée et le système s'apparente à une suspension. Cette configuration, généralement rencontrée lors d'écoulements fortement inertiels transportant de fines particules, peut être modélisée en laboratoire par une suspension composée d'un fluide interstitiel visqueux menant aussi à une dynamique de sédimentation négligeable.

Dans le cadre des applications présentées, cette thèse a pour but d'aborder la dynamique d'effondrement gravitaire et instationnaire de différentes configurations de mélanges fluide-

particules. De ce fait, les deux modes de transport seront étudiés, à savoir la suspension et le transport d'un lit granulaire compact. L'intérêt est de pouvoir regarder la dynamique, dans ces deux situations, de façon indépendante.

1.2 État de l'art sur la modélisation des écoulements gravitaires instationnaires

Aussi bien dans l'environnement que dans l'industrie, les écoulements gravitaires instationnaires sont généralement de grandes dimensions. Les études in situ sont donc difficilement réalisables nécessitant des expériences à plus petite échelle. En laboratoire, une modélisation simplifiée de ces écoulements correspond à la libération soudaine d'un volume fixé de fluide sur un plan horizontal ou incliné (figure 1.5). Deux configurations géométriques simples sont couramment utilisées, le cas axisymétrique et le cas quasi-2D, aussi appelé "rupture de barrage" (*Dam-break*, en anglais). Afin de caractériser ces écoulements, une approche macroscopique est souvent adoptée en suivant l'évolution de la position du front $x_f(t)$ et du profil de hauteur $h(x, t)$ au cours du temps. Dans la suite, nous faisons un rappel des connaissances actuelles sur les écoulements gravitaires instationnaires. Nous nous focaliserons uniquement sur la configuration bidimensionnelle avec un fond horizontal du fait de la similitude avec les applications étudiées dans cette thèse. On distinguera les cas où le milieu qui "s'effondre" est un liquide pur, un collectif de grains ou un mélange diphasique fluide-grains. La figure 1.5 définit les grandeurs macroscopiques de l'écoulement et les notations utilisées dans la suite de cette section.

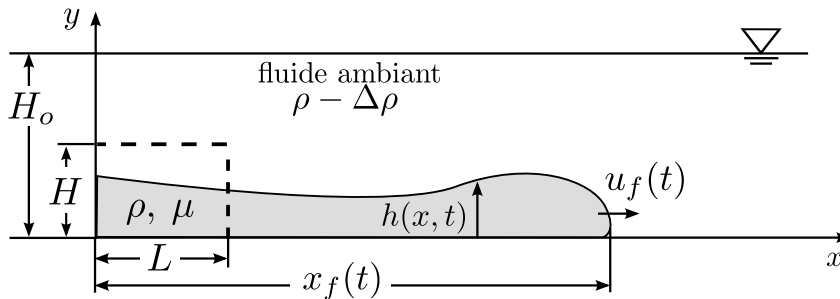


FIGURE 1.5 – Schéma définissant les grandeurs macroscopiques d'un écoulement gravitaire instationnaire sur un plan horizontal.

1.2.1 Fluide Newtonien et courant de gravité

Les premières études portant sur ce type d'écoulement se sont intéressées aux courants de gravité considérant la propagation d'un fluide dense au sein d'un second fluide moins dense (Kármán, 1940; Benjamin, 1968). Dans ces écoulements, on distingue les courants de type Boussinesq, où le rapport de masse volumique entre les deux fluides est faible (*i.e.*

$\rho/(\rho - \Delta\rho) \sim 1$) et où l'approximation de Boussinesq² est valable, des courants de type non-Boussinesq, où le rapport de masse volumique est grand (*i.e.* $\rho/(\rho - \Delta\rho) \gg 1$). Le second cas correspond à la configuration dite de rupture de barrage où de l'eau s'écoule dans l'air, par exemple, avec $\rho/(\rho - \Delta\rho) \sim 10^3$.

Le paramètre majeur contrôlant la dynamique d'écoulement d'un courant de gravité est le nombre de Reynolds comparant l'inertie du fluide aux effets visqueux et déjà rencontré dans la section 1.1.1. À partir des grandeurs initiales, ce nombre sans dimension peut être défini comme

$$Re_H = \frac{\rho\sqrt{g^*HH}}{\mu}, \quad (1.4)$$

où ρ et μ représentent la masse volumique et la viscosité dynamique du fluide dense, H est la hauteur initiale de la colonne de ce même fluide et $g^* = (\Delta\rho/\rho)g$ est la gravité réduite³. En toute rigueur, ce nombre est le nombre de Galilée car la vitesse caractéristique dépend de la flottabilité. Toutefois, nous garderons la désignation de "nombre de Reynolds" étant le terme généralement employé dans la communauté qui étudie les courants de gravité. Aujourd'hui, il est admis que l'écoulement d'un courant de gravité est caractérisé par trois phases distinctes dépendantes des forces prépondérantes.

Le premier régime correspond au régime d'effondrement (*slumping phase*, en anglais) faisant suite à la phase d'accélération. Ce régime est dominé par l'inertie du système et il est caractérisé par une vitesse de propagation du front constante. Ce problème a été étudié pour la première fois par Ritter (1892) dans le cas d'un volume semi-infini de fluide sur un plan horizontal correspondant à la modélisation idéalisée d'une rupture de barrage. Il considère un écoulement unidirectionnel et moyenné suivant la verticale faisant donc intervenir deux variables (x, t) correspondant, respectivement, à la position longitudinale et au temps. Il propose une solution analytique à ce problème qui prédit une évolution du profil de vitesse longitudinale et du profil de hauteur comme

$$u(x, t) = \frac{2}{3} \left(\frac{x}{t} + \sqrt{gH} \right), \quad (1.5)$$

$$h(x, t) = \frac{1}{9g} \left(2\sqrt{gH} - \frac{x}{t} \right)^2. \quad (1.6)$$

Cette solution auto-similaire présente un profil de hauteur de forme parabolique conduisant à une hauteur de plus en plus fine au fur et à mesure que l'on se rapproche du front (figure 1.6(a)). Cette solution admet un point fixe tel que $h(0, t) = 4H/9$, où $x = 0$ est la position initiale de la séparation des deux fluides. À partir de (1.5) et en considérant simplement que $u_f = x_f/t$, la vitesse du front s'estime comme

$$u_f = 2\sqrt{gH}. \quad (1.7)$$

2. L'approximation de Boussinesq revient à considérer une masse volumique de référence équivalente pour les deux fluides, excepté dans le terme de gravité correspondant au terme moteur de l'écoulement.

3. Dans la littérature, la gravité réduite g^* peut être définie de diverses façons (Gröbelbauer et al., 1993). Dans cette thèse, la définition $g^* = (\Delta\rho/\rho)g$ est privilégiée étant donné sa validité pour les courants de type Boussinesq et non-Boussinesq, au sens où g^* ne diverge pas dans le cas des grands rapports de masse volumique.

Dans le cas de courants de gravité de type Boussinesq, on obtient $u_f \sim \sqrt{g^*H}$ avec un préfacteur qui dépend du rapport de hauteur h_f/H_o où h_f est la hauteur caractéristique du front du fluide dense et H_o est la hauteur du fluide ambiant (Fannelop & Waldman, 1972; Huppert & Simpson, 1980; Rottman & Simpson, 1983). Dans le cas non-Boussinesq, ce préfacteur est constant. La solution de Ritter (1.7) prédit un préfacteur qui surestime les valeurs généralement obtenues lors d'expériences en laboratoire (Dressler, 1954; Leal et al., 2006; Roche et al., 2008). Cela s'explique du fait du frottement pariétal non pris en compte dans la solution analytique (Dressler, 1952; Whitman, 1955; Hogg & Woods, 2001; Hogg & Pritchard, 2004; Bonometti et al., 2008). Hogg & Pritchard (2004) montrent que le frottement pariétal ne peut être négligé dans le régime d'effondrement quand $\epsilon = x_f - x \lesssim (C_D g^2 H t^4)^{1/3}$ où $C_D = 0.025 Re_H^{-0.2}$ est le coefficient de frottement (Hager, 1988). Aujourd'hui, il est admis que la vitesse du front u_f est généralement comprise dans un intervalle $[\sqrt{gH} : 2\sqrt{gH}]$ en fonction de la condition au fond (Dressler, 1954; Leal et al., 2006; Roche et al., 2008; Bonometti et al., 2008).

Le second régime est caractérisé par un équilibre des forces de flottabilité et des forces d'inertie conduisant à une décroissance de la vitesse au cours du temps. Contrairement au premier régime, i.e. le régime d'effondrement, ce deuxième régime, appelé régime inertiel dans la suite, est associé à la taille finie du réservoir initial. Ainsi, cette phase intermédiaire apparaît lorsque la perturbation de la surface libre, générée à l'instant initial, se propageant dans la direction opposée à celle du front puis réfléchi par la paroi du réservoir, atteint le front du courant de gravité (Rottman & Simpson, 1983). Cela correspond approximativement à une distance de propagation comprise dans un intervalle de $[3 : 10]L$ où L est la longueur initiale de la colonne de fluide dense. Dans le cas des courants de gravité de type non-Boussinesq, la perturbation ne peut rattraper le front (Hogg, 2006) et ce régime n'est pas observé. Il en est de même lorsque les effets visqueux deviennent dominants après le régime d'effondrement (Rottman & Simpson, 1983).

Plusieurs travaux ont été menés afin d'établir la loi de propagation du front au cours du temps dans ce second régime inertiel (Hoult, 1972; Huppert & Simpson, 1980). Dans chaque cas, la position du front évolue comme

$$x_f(t) = f(Fr)(g^*HL)^{1/3}t^{2/3}, \quad (1.8)$$

où $f(Fr)$ est une fonction du nombre de Froude $Fr = u_f/(g^*h_f)^{1/2}$ qui dépend de la méthode utilisée. La plus simple correspond au modèle de boîtes (*Box model*, en anglais) qui consiste à modéliser le profil de hauteur du courant de gravité par une séquence de boîtes rectangulaires de mêmes aires (Huppert & Simpson, 1980). Avec cette hypothèse, le profil de hauteur $h(x, t)$ est considéré constant dans la direction longitudinale, i.e. $h(x, t) \sim h(t)$, et son évolution temporelle est définie par $h(t) = HL/x_f(t)$. En s'appuyant sur les résultats expérimentaux de Simpson & Britter (1979), les auteurs obtiennent la relation $f(Fr) = (3Fr/2)^{2/3}$ où $Fr \sim 1.19$ (i.e. $f(Fr) \sim 1.47$) déterminé expérimentalement et valable dans le cas où $h_f/H_o \leq 0.075$. La seconde méthode (Hoult, 1972) fait appel aux équations de Saint-Venant qui supposent l'extension horizontale du courant grande devant celle verticale. En recherchant une solution auto-similaire, l'auteur obtient la fonction $f(Fr) = (27Fr^2/(12 - 2Fr^2))^{1/3}$ où $Fr \sim 1.18$ (i.e. $f(Fr) \sim 1.6$) également déterminé à la suite d'expériences.

Le troisième régime est le régime visqueux correspondant au cas où les effets visqueux

dominant devant les effets inertiels du système. La propagation d'un fluide visqueux sur un plan horizontal a été étudiée dans le cas d'une surface libre (Hoult, 1972) et dans le cas d'une surface solide (Huppert, 1982a). Dans les deux cas, une solution auto-similaire peut être trouvée en ayant recours à l'approximation de lubrification. Dans la seconde configuration, la solution auto-similaire, décrivant le profil de hauteur et de la position du front, est trouvée comme

$$h(x, t) = \eta_n^{2/3} \left(\frac{3\nu(HL)^2}{g^*} \right)^{1/5} t^{-1/5} g(x, t), \quad (1.9)$$

$$x_f(t) = \eta_n \left(\frac{g^*(HL)^3}{3\nu} t \right)^{1/5}, \quad (1.10)$$

où $\eta_n \sim 1.411$ dans le cas d'un fluide Newtonien et $g(x, t) = (3/10)^{1/3} [1 - (x/x_f)^2]^{1/3}$ est une fonction analytique. Ce régime visqueux est valable jusqu'à ce que les effets capillaires interviennent à l'échelle du courant, menant à une nouvelle loi d'échelle de la propagation du front (Hoult, 1972).

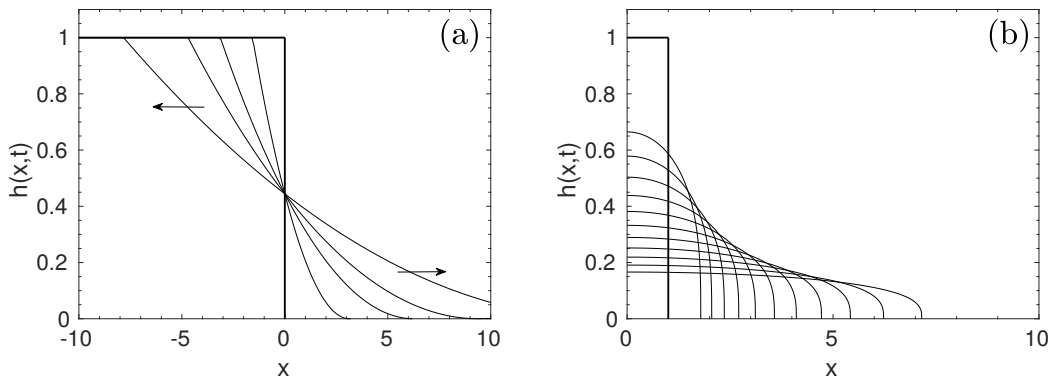


FIGURE 1.6 – Evolution du profil de hauteur $h(x, t)$ (a) d'après la solution de Ritter (1892) (1.6) aux temps $t = [0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.5]$ s et (b) d'après la solution de Huppert (1982a) (1.9) aux temps $t = [0, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128, 256, 512, 1024]$ s. Les paramètres initiaux sont $H = 1$ m, $L = 1$ m et $\nu = 1$ m².s⁻¹.

Les temps de transition entre chaque régime peuvent être estimés à partir d'une analyse d'échelle (Amy et al., 2005). En définissant le temps de transition entre deux régimes comme le temps pour lequel la position du front prédite par les lois de propagation dans chaque régime est identique, on obtient les expressions suivantes

$$t_1 \sim \frac{f(Fr)^3 L}{\sqrt{g^* H}}, \quad t_2 \sim \left(\frac{\eta_n}{f(Fr)} \right)^{15} \left[\frac{(HL)^4}{g^{*2} \nu^3} \right]^{1/7}, \quad (1.11)$$

où t_1 et t_2 sont les temps de transition du régime d'effondrement au régime inertiel et de ce second régime au régime visqueux. On peut prédire l'existence du régime inertiel, lors de la propagation du courant de gravité, en comparant ces deux temps comme

$$\frac{t_1}{t_2} \sim \left[\frac{H \sqrt{g^* H H}}{L \nu} \right]^{-3/7} = [aRe_H]^{-3/7}, \quad (1.12)$$

où $a = H/L$ est le rapport de forme de la colonne initiale et Re_H est le nombre de Reynolds. Si $t_1 \ll t_2$ alors la phase inertielle subsiste, sinon, le courant évolue directement de la phase d’effondrement au régime visqueux, i.e. $t_1 \sim t_2$ (figure 1.7). On peut noter que le rapport t_1/t_2 diminue quand a et Re_H augmentent. À titre d’exemple, $t_1/t_2 \sim 0.05$ pour une colonne telle que $a = 1$ et $Re_H = 1000$ alors que $t_1/t_2 = 1$ pour $a = 1$ et $Re_H = 1$.

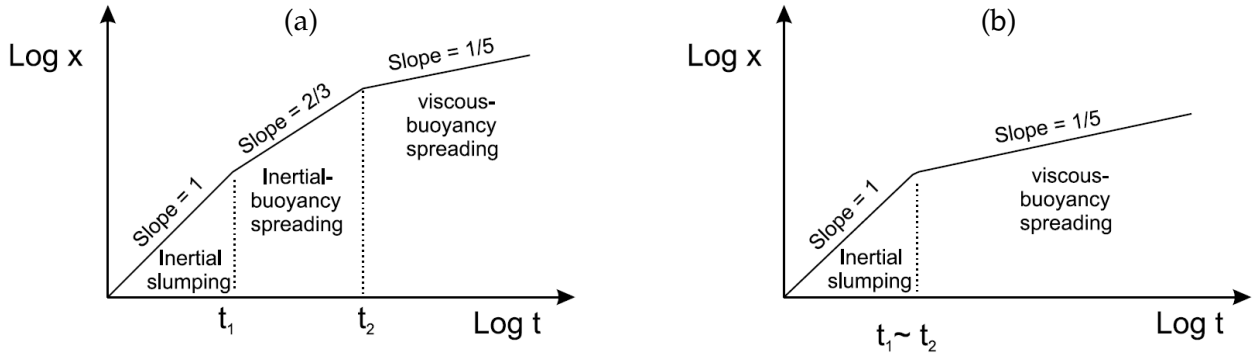


FIGURE 1.7 – Schéma représentant l’évolution temporelle du front $x_f(t)$ (noté x , ici) en log-log. Les lignes pleines représentent les lois d’échelle de chaque régime alors que les droites en pointillées indiquent les temps de transition des régimes effondrement-inertiel (t_1) et inertiel-visqueux (t_2). Les deux figures correspondent au cas où $t_1 \ll t_2$ (a) et $t_1 \sim t_2$ (b). Tiré de Amy et al. (2005).

1.2.2 Fluide non-Newtonien : de l’écoulement à la phase d’arrêt ?

Dans l’environnement, une grande partie des écoulements gravitaires présentent un comportement non-Newtonien (viscosité non constante, arrêt de l’écoulement). Afin de modéliser ces fluides, plusieurs modèles ont été proposées dont le modèle de Herschel-Bulkley (Coussot, 2012)

$$\tau = \tau_0 + K\dot{\gamma}^m, \quad (1.13)$$

où τ et τ_0 représentent respectivement la contrainte de cisaillement et la contrainte seuil, $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement et K et m sont respectivement la consistance et l’exposant. Ce modèle est divisible en deux parties distinctes. Le premier terme traduit le comportement plastique du fluide, c’est-à-dire que le matériau ne peut s’écouler si la contrainte imposée τ est inférieure à la contrainte seuil τ_0 . Un exemple de fluide viscoplastique est montré sur la figure 1.8(a), où le fluide présente une phase d’arrêt alors qu’il est soumis à une contrainte imposée par la gravité. Dans le cas contraire, le fluide s’écoule et sa rhéologie est définie par le second terme. Ce terme modélise la dépendance de la viscosité au taux de cisaillement (i.e. $\mu = K\dot{\gamma}^{m-1}$) et l’on distingue les fluides rhéoépaississants ($m > 1$) des fluides rhéofluidifiants ($m < 1$). Noter que pour $m = 1$ et $\tau_0 = 0$, on retrouve la loi constitutive d’un fluide Newtonien avec $K = \mu$. La figure 1.8(b) résume ces différentes rhéologies en montrant l’évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement imposé pour un fluide Newtonien (1), rhéofluidifiant (2), rhéoépaississant (3) et viscoplastique (4).

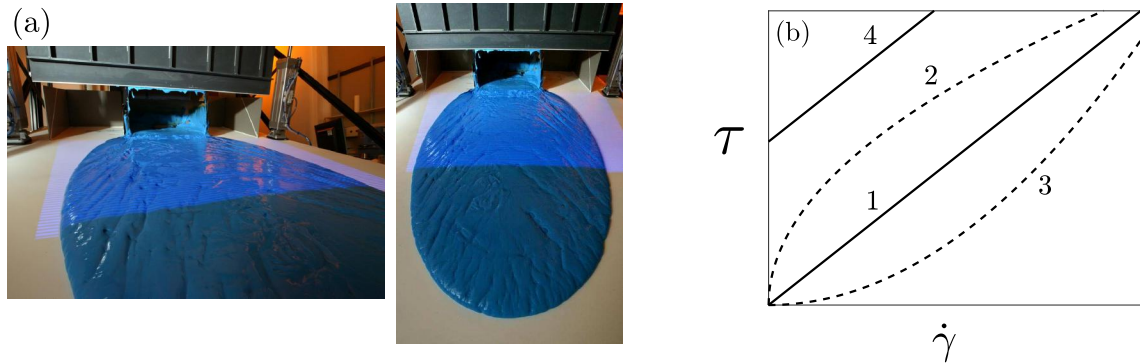


FIGURE 1.8 – (a) Effondrement d'un fluide viscoplastique (carbopol coloré en bleu) sur plan incliné. Tiré de la banque d'images du Laboratoire d'Hydraulique Environnementale (LHE), Lausanne. (b) Contrainte de cisaillement τ en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ pour un fluide Newtonien (1), rhéofluidifiant (2), rhéoépaississant (3) et viscoplastique (4).

En analogie avec les courants de gravité, un certain nombre d'études (Gratton et al., 1999; Piau & Debiane, 2005; Di Federico et al., 2006; Sayag & Worster, 2013) se sont intéressées à la propagation d'un fluide non-Newtonien uniquement défini par une loi de puissance, i.e. $\tau = K\dot{\gamma}^m$. À partir de l'approximation de lubrification, la solution auto-similaire (1.9)-(1.10), définie dans le cas d'un fluide Newtonien, peut être étendue à une rhéologie en loi de puissance (Gratton et al., 1999; Piau & Debiane, 2005; Di Federico et al., 2006)⁴. Dans le cas d'un volume fixé de fluide se propageant sur un plan horizontal, on obtient

$$x_f(t) = \eta_n \left[\frac{m}{2m+1} \left(\frac{\rho g}{K} \right)^{1/m} (HL)^{(m+2)/m} t \right]^{m/(2m+3)}, \quad (1.14)$$

$$h(x,t) = \eta_n^{(1+m)/(2+m)} \left[\frac{2m+1}{m} \left(\frac{K}{\rho g} \right)^{1/m} \frac{(HL)^{(m+1)/m}}{t} \right]^{m/(2m+3)} g(x/x_f), \quad (1.15)$$

où $\eta_n = [\int_0^1 g(x/x_f) d(x/x_f)]^{-(2+m)/(3+2m)}$ est une constante qui dépend de l'exposant m et $g(x/x_f) = [(m/(2m+3))^m ((m+2)/(m+1)) (1 - (x/x_f)^{m+1})]^{1/(m+2)}$ est une fonction obtenue analytiquement. Aujourd'hui, les études sur la propagation d'un fluide en loi de puissance se sont étendues au cas d'un volume variable, avec inclinaison et dans des canaux à géométries complexes (Gratton et al., 1999; Piau & Debiane, 2005; Di Federico et al., 2006; Longo et al., 2015).

D'autres études (Balmforth et al., 2006; Matson & Hogg, 2007; Balmforth et al., 2007; Cochard & Ancey, 2009; Ancey & Cochard, 2009) se sont principalement intéressées au comportement viscoplastique des fluides non-Newtoniens. La caractéristique d'un tel fluide

4. Les solutions obtenues dans ces études retrouvent celle de Huppert (1982a) dans le cas d'un fluide Newtonien visqueux (i.e. $m = 1$ et $K = \mu$). Néanmoins, des erreurs sembleraient tout de même être présentes : Gratton et al. (1999) : erreur sur les exposants δ (éq. 23) et β (éq. 24).

Di Federico et al. (2006) : erreur de la solution analytique $\phi(y)$ (éq. 19) avec des exposants $n/(2n+1)$ et $1/(2n+1)$ au lieu de $n/(n+2)$ et $1/(n+2)$ permettant de vérifier l'équation sur $\phi(y)$ (éq. 15).

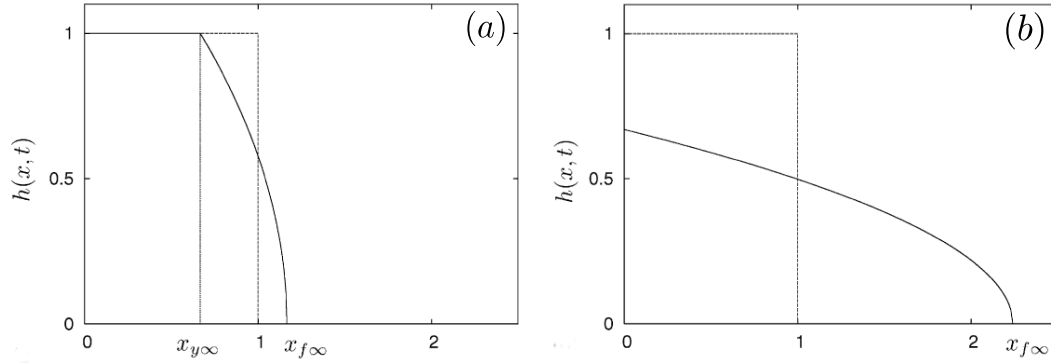


FIGURE 1.9 – Profil initial et dépôt final suite à la libération d'un volume de fluide viscoplastique pour $Bi \geq 1/3$ (a) et $Bi < 1/3$ (b). Tiré de Matson & Hogg (2007).

est son comportement solide en deçà d'une certaine contrainte seuil. Dans le cas contraire, le fluide s'écoule en suivant, généralement, une loi de puissance type rhéofluidifiant (*i.e.* $m < 1$). Théoriquement, Matson & Hogg (2007) ont abordé la transition écoulement/arrêt d'un fluide viscoplastique. Alors que la phase d'arrêt est approchée de façon asymptotique, les auteurs proposent un modèle qui prédit la distance d'arrêt x_f^∞ et le profil de hauteur final $h^\infty(x)$ en fonction du nombre de Bingham, défini comme $Bi = \tau_0 / (a\rho gH)$ dans le cas de l'effondrement sur un plan horizontal. Ce nombre adimensionnel compare la contrainte seuil à la contrainte imposée par la gravité. Qualitativement, lorsque $Bi \ll 1$, la contrainte imposée par la pesanteur est grande devant τ_0 et la colonne s'effondre principalement comme un fluide. Inversement, lorsque $Bi \gg 1$, la colonne se déforme sans vraiment s'étaler comme un solide déformable. Ils obtiennent deux configurations d'écoulement en fonction d'une valeur critique du nombre de Bingham, *i.e.* $Bi^{cr} = 1/3$. Le premier cas correspond à un effondrement partiel de la colonne initiale de fluide (figure 1.9(a)). Sous forme adimensionnelle, le profil de hauteur final et la position d'arrêt prennent respectivement la forme suivante

$$Bi \geq \frac{1}{3} \quad \frac{h^\infty(x)}{H} = \begin{cases} 1, & 0 \leq x \leq x_y^\infty, \\ \sqrt{\frac{1}{3} + 2Bi(1 - \frac{x}{L})}, & x_y^\infty < x \leq x_f^\infty, \end{cases} \quad (1.16)$$

$$\frac{x_f^\infty}{L} = 1 + \frac{1}{6Bi}, \quad \frac{x_y^\infty}{L} = 1 - \frac{1}{3Bi}, \quad (1.17)$$

où x_y^∞ est la position entre la partie mobile et la partie immobile de la colonne initiale. On peut observer d'après (1.17) que plus la contrainte seuil est grande (*i.e.* $Bi \rightarrow \infty$), moins la colonne se déforme car $x_f^\infty/L \rightarrow 1$. Le second type d'écoulement est observé comme un effondrement total de la colonne (figure 1.9(b)) et les relations obtenues sont

$$Bi < \frac{1}{3} \quad \frac{h^\infty(x)}{H} = \sqrt{2Bi \left[\left(\frac{9}{8Bi} \right)^{1/3} - \frac{x}{L} \right]}, \quad (1.18)$$

$$\frac{x_f^\infty}{L} = \left(\frac{9}{8Bi} \right)^{1/3}. \quad (1.19)$$

Enfin, quelques études se sont intéressées aux écoulements thixotropes (Chanson et al., 2006; Hewitt & Balmforth, 2013) dont la rhéologie n'est pas prise en compte dans le modèle de Herschel-Bulkley. Ces fluides présentent une rhéologie dépendante du temps qui complexifie encore davantage la dynamique de l'écoulement.

1.2.3 Milieu granulaire sec : effondrement quasi-2D

Parallèlement à l'intérêt porté aux fluides Newtoniens et non-Newtoniens, de nombreuses études se sont intéressées aux écoulements granulaires secs (Forterre & Pouliquen, 2008). Cette état de la matière à part est généralement appréhendé comme un solide, un liquide ou un gaz en fonction du mode de sollicitation. Toutefois, les similitudes ne sont pas totales et des caractéristiques propres aux milieux granulaires existent complexifiant le problème et sa compréhension.

Une configuration qui a beaucoup été étudiée, permettant de modéliser les éboulements et glissements rocheux, est l'effondrement gravitaire instationnaire d'une colonne de grains secs sur un plan horizontal (Lajeunesse et al., 2004, 2005; Lube et al., 2004, 2005; Balmforth & Kerswell, 2005; Staron & Hinch, 2005, 2007; Lacaze et al., 2008; Lacaze & Kerswell, 2009). Dans un tel dispositif, le milieu granulaire s'apparente à un fluide viscoplastique avec une phase d'écoulement instationnaire suivie d'une phase d'arrêt brutal. La présence d'un dépôt final suggère une contrainte seuil du milieu granulaire comme discutée dans le paragraphe précédent. Quant à la dynamique, elle est principalement contrôlée par la hauteur initiale de la colonne avec un temps caractéristique de l'ordre de $\sqrt{H/g}$, analogue à un temps de chute libre et également utilisé dans les courants de gravité inertiels. Cela suggère l'analogie possible entre un liquide pur et un collectif de grains (Roche et al., 2008). La dynamique d'effondrement du milieu granulaire est généralement divisée en trois phases : une phase d'accélération, une phase à vitesse quasi-constante et une phase d'arrêt (figure 1.10(a)). Présupposer une vitesse constante dans le second régime revient à considérer un équilibre entre la gravité et la friction entre les grains. Toutefois, cet équilibre n'est jamais atteint et cette tendance n'est liée qu'à une transition accélération/décélération donnant lieu à un point d'inflexion (Staron & Hinch, 2007).

La friction est aussi à l'origine de la phase d'arrêt du milieu granulaire donnant lieu à un dépôt final caractérisé par la longueur d'étalement L_f et la hauteur finale H_f (*i.e.* $H_f = h(0, t_\infty)$). Avec une loi d'échelle appropriée, ces deux paramètres dépendent principalement du rapport de forme $a = H/L$ qui traduit la forme géométrique de la colonne. Si a est grand, la colonne est plutôt allongée sur la hauteur (grande et fine) alors qu'à faible a , la colonne est davantage aplatie (petite et large). Les autres paramètres (masse volumique, taille et forme des grains, masse initiale de la colonne, par exemple) n'influencent que très peu la morphologie du dépôt final (Lajeunesse et al., 2004; Lube et al., 2004).

En fonction du rapport de forme, trois types de dépôts peuvent être observés (figure 1.10(b)). À faible a , le dépôt final correspond à une colonne tronquée donnant lieu à une forme trapézoïdale. Dans ce cas, la hauteur finale est égale à la hauteur initiale (*i.e.* $H_f = H$). En augmentant le rapport de forme, le dépôt final présente une forme triangulaire où la hauteur finale H_f est inférieure à la hauteur initiale H . Enfin, à grand a , un transfert de masse vers le front se produit pouvant donner lieu à une évolution non-monotone du profil

de hauteur (non observé pour $a = 16.7$ sur la figure 1.10(b)). Dans le cas axisymétrique, ce dépôt est appelé "chapeau mexicain" (*Mexican hat*, en anglais). Malgré la complexité de l'écoulement, la longueur d'étalement L_f et la hauteur finale H_f semblent évoluer simplement en lois de puissance avec le rapport de forme. En particulier, dans le cas bidimensionnel, la longueur d'étalement normalisée $\Delta L/L = (L_f - L)/L$ et la hauteur finale normalisée H_f/H suivent les lois de puissance suivantes

$$\frac{\Delta L}{L} \sim \begin{cases} a & \text{si } a < a_{lc}, \\ a^\alpha & \text{si } a > a_{lc}, \end{cases} \quad (1.20)$$

$$\frac{H_f}{H} \sim \begin{cases} 1 & \text{si } a < a_{hc}, \\ a^\beta & \text{si } a > a_{hc}, \end{cases} \quad (1.21)$$

où $\alpha \sim 0.7 \pm 0.1$ et $\beta \sim -0.6 \pm 0.1$ sont les exposants à grand rapport de forme et $a_{lc} \sim 3 \pm 1$ et $a_{hc} \sim 0.8 \pm 0.2$ (Lajeunesse et al., 2005; Lube et al., 2005; Balmforth & Kerswell, 2005; Staron & Hinch, 2005; Larrieu et al., 2006; Mériaux, 2006; Staron & Hinch, 2007; Lacaze et al., 2008; Meruane et al., 2010). Quant au préfacteur, il semble dépendre uniquement de la nature frictionnelle des grains (Balmforth & Kerswell, 2005). Alors qu'à faible a , les lois d'échelle s'expliquent simplement par des arguments géométriques, considérant la forme trapézoïdale du dépôt final définie par l'angle de repos intrinsèque au milieu granulaire, à grand a , les valeurs des exposants α et β restent une question ouverte, de même que celles de a_{lc} et a_{hc} .

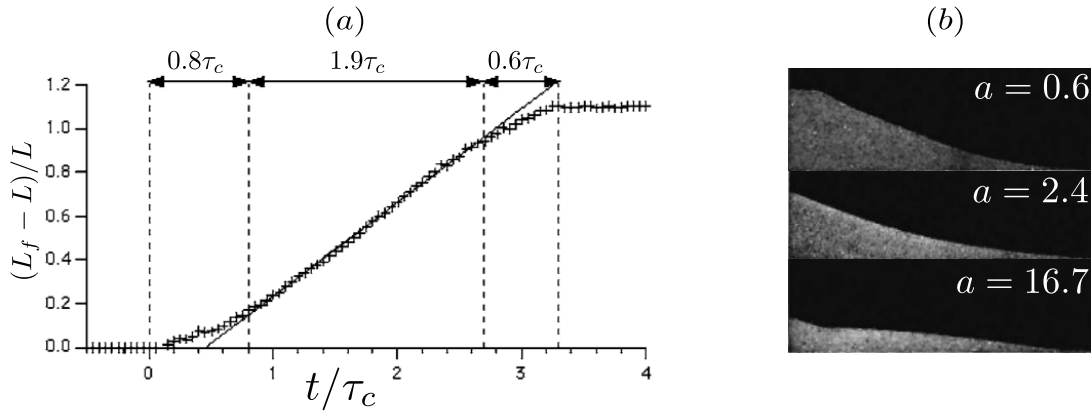


FIGURE 1.10 – (a) Evolution temporelle de la position du front sous forme adimensionnelle avec $\tau_c = \sqrt{H/g}$. (b) Les différentes formes de dépôts finaux associées à la phase d'arrêt en fonction du rapport de forme $a = H/L$. Tiré de Lajeunesse et al. (2005).

1.2.4 Couplage fluide-grains : du "lit granulaire" à la suspension

La dernière configuration présentée ici correspond à l'effondrement gravitaire d'une colonne constituée d'une phase granulaire et d'une phase liquide. Cette cohabitation diphasique complexifie le problème en couplant les difficultés des deux phases auxquelles s'ajoutent celles liées aux interactions conjointes (traînée, lubrification, etc.).

Afin d'aborder l'effet du fluide sur l'écoulement granulaire, l'échelle locale peut être regardée en s'intéressant à la dynamique de chute d'un grain entre deux collisions successives. Courrech du Pont et al. (2003) considèrent cette approche dans le cadre des avalanches granulaires immergées au travers d'expériences en laboratoire. En fonction des caractéristiques des grains et du fluide, trois régimes d'écoulement sont distingués : le *régime de chute libre*, le *régime visqueux* et le *régime inertiel*. Ces régimes sont contrôlés par deux paramètres adimensionnels, à savoir le nombre de Stokes St , comparant l'inertie du grain aux dissipations visqueuses du fluide, et le rapport de masse volumique fluide-grains r . Ces deux nombres adimensionnels sont définis comme le rapport entre le temps de chute libre sur un diamètre de grain (dans ce cas, la force de traînée du fluide est négligeable) et les temps pour atteindre la vitesse limite visqueuse (*i.e.* $St = \tau_v/\tau_{ff}$) ou inertielle (*i.e.* $r = \tau_i/\tau_{ff}$). La figure 1.11 schématise ces temps caractéristiques dans le cas d'un grain isolé, soumis à une force motrice F et une force de traînée F_D , chutant dans la direction verticale.

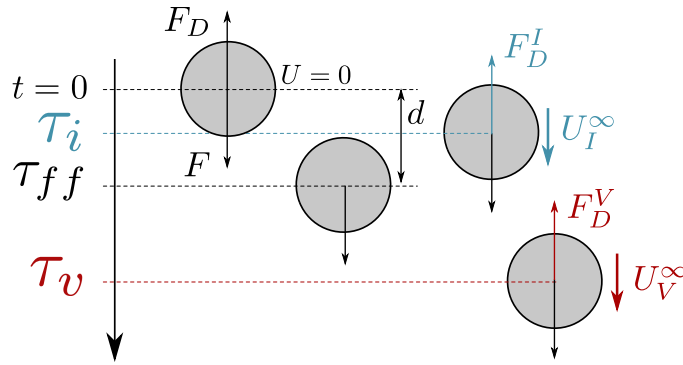


FIGURE 1.11 – Schéma définissant les temps caractéristiques de chute d'un grain entre deux collisions successives. Le nombre de Stokes et le rapport de masse volumique fluide-grains sont définis respectivement comme $St = \tau_v/\tau_{ff}$ et $r = \tau_i/\tau_{ff}$, où τ_{ff} représente le temps de chute libre sur un diamètre de grain d alors que τ_v et τ_i sont les temps pour atteindre la vitesse limite visqueuse et inertielle, respectivement. Ici, on a $\tau_i \ll \tau_{ff} \ll \tau_v$ correspondant au *régime inertiel*.

Dans le cas où la particule n'est soumise qu'à son propre poids apparent, *i.e.* $F = (\pi/6)\Delta\rho g d^3$, et considérant simplement la dynamique de chute dans la direction verticale, on obtient⁵

$$St = \frac{1}{18\sqrt{2}} \frac{(\rho_p \Delta\rho g d^3)^{1/2}}{\mu_f}, \quad (1.22)$$

$$r = \sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_f}}. \quad (1.23)$$

Le nombre de Stokes et le rapport de masse volumique gouvernent donc la dynamique de chute d'un grain isolé dans un fluide et décrit la prépondérance des forces à cette échelle.

5. Il est à noter que l'expression exacte du rapport de masse volumique entre le fluide et les grains est $r = (4\rho_p/3C_D\rho_f)^{1/2}$. Mais, nous ne considérons pas le préfacteur afin d'être en accord avec la définition de Courrech du Pont et al. (2003).

Pour $St \gg 1$ et $r \gg 1$, le fluide ambiant ne joue aucun rôle sur la dynamique et les grains sont en chute libre. Ce régime, appelé *régime de chute libre*, correspond généralement au cas des effondrements granulaires secs décrit précédemment. Pour $r \ll 1$, le processus de chute est un équilibre entre la flottabilité et la force de traînée induite par le fluide et s'exerçant sur le grain. Dans cette configuration, deux régimes sont observés : le *régime inertiel* ($St \gg 1$) et le *régime visqueux* ($St \ll 1$), dépendant de la définition de la force de traînée (pour plus de détails voir section 1.1.3). Ces différents régimes, caractérisant la dynamique des écoulements granulaires, sont représentés sur la figure 1.12.

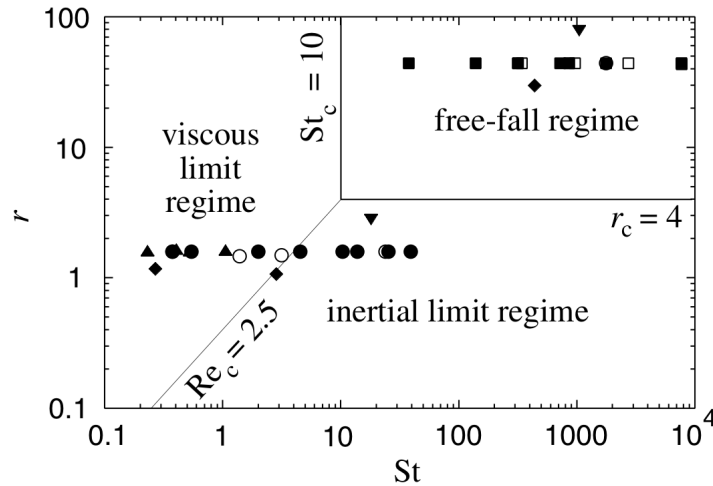


FIGURE 1.12 – Régimes d'écoulement d'avalanches granulaires dans un fluide en fonction du nombre de Stokes St et du rapport de masse volumique fluide-grains r . Ici, le nombre de Reynolds particulaire est défini comme $Re = St/r$. Les symboles correspondent à des expériences en tambour tournant pour différentes caractéristiques de fluide et de grains. Tiré de Courrech du Pont et al. (2003).

Dans les écoulements gravitaires et instationnaires, le *régime de chute libre* (i.e. $St \gg 1$ et $r \gg 1$) a reçu beaucoup d'attention au travers des écoulements granulaires secs. Les deux autres régimes, i.e. le *régime inertiel* et le *régime visqueux*, ont été moins étudiés alors qu'ils correspondent aux configurations où le fluide ambiant joue un rôle prépondérant sur la dynamique d'écoulement. L'effondrement granulaire immergé dans un fluide, dans le cas du *régime visqueux*, a été étudié par Rondon et al. (2011) mettant en évidence l'influence de la compacité initiale sur la dynamique d'effondrement. Cette étude fait suite aux expériences de grandes dimensions de Iverson et al. (2000) où la différence de dynamique d'un milieu granulaire saturé en eau, préparé dans une configuration lâche et dans une configuration dense, est mise en évidence. Ainsi, Rondon et al. (2011) montrent, qu'en plus du rapport de forme, la fraction volumique initiale contrôle la dynamique et le dépôt final de l'effondrement d'une colonne granulaire immergée en opposition au cas sec. Une colonne faiblement (resp. fortement) compactée engendre des effondrements rapides (resp. lents) et des dépôts allongés (resp. ramassés) avec des pentes douces (resp. abruptes). Le rôle de la fraction volumique initiale s'explique à partir du mécanisme de pression de pores (*pore pressure feedback*, en anglais) dû au comportement dilatant/contractant d'un milieu granulaire soumis à des

contraintes. Dans le cas lâche (resp. dense), une surpression (resp. dépression) au sein de la colonne granulaire induit une expulsion (resp. aspiration) du fluide dans le squelette granulaire. Les contraintes additionnelles générées sont d'une nature déstabilisante dans le cas lâche (la colonne granulaire est fluidisée) et stabilisante dans le cas dense (la pression granulaire augmente) induisant des différences de dynamique. Il peut être noté que ce mécanisme de pression de pores est d'autant plus marqué que la viscosité du fluide ambiant est élevée et que la perméabilité du milieu granulaire est faible. Mise à part cette étude portant sur le régime visqueux, les effondrements granulaires immergés ont été peu abordés. Par exemple, le régime inertiel n'a été exploré qu'à travers des simulations numériques 2D (Topin et al., 2012) souffrant de comparaisons expérimentales.

Plutôt en analogie avec les courants de gravité, la dynamique d'écoulement d'une suspension isodense a reçu beaucoup d'attention. Dans ce cas, des grains sont suspendus dans un fluide de masse volumique équivalente (*i.e.* $r = 1$) et, généralement, le fluide est choisi suffisamment visqueux afin de ne considérer que le régime visqueux à l'échelle de la particule (*i.e.* $St = 0$)⁶. Du fait que les particules sont suspendues dans le fluide, la fraction volumique ϕ exprimant la proportion de grains par rapport au volume de fluide devient un paramètre adimensionnel important à définir

$$\phi = \frac{V_p}{V_t} = \frac{1 - V_f}{V_t}, \quad (1.24)$$

où V_i représente le volume : de particules (p), de fluide (f) et total (t). Par analogie avec un liquide pur, une approche couramment utilisée consiste à considérer la suspension comme un fluide apparent. En d'autres termes, on fait l'hypothèse que ce mélange diphasique peut être approché comme une phase fluide unique dont sa rhéologie reste à définir.

Sur une large gamme de fractions volumiques, la suspension s'apparente à un fluide Newtonien de viscosité effective μ_{eff} qui croît avec ϕ . Cette évolution est attribuée aux interactions entre les deux phases conduisant à des processus dissipatifs supplémentaires. Dans la littérature, de nombreux modèles qui prédisent l'évolution de la viscosité effective avec la fraction volumique peuvent être trouvés (Einstein, 1906; Maron & Pierce, 1956; Krieger & Dougherty, 1959; Batchelor & Green, 1972; Morris & Boulay, 1999; Zarraga et al., 2000; Boyer et al., 2011). La plupart d'entre eux divergent à une fraction volumique ϕ_m (figure 1.13). Expérimentalement, la valeur de cette fraction volumique maximale est trouvée autour de $\phi_m \sim 60\%$ inférieure à la compacité maximale d'un arrangement aléatoire de grains (Ovarlez et al., 2006; Huang & Bonn, 2007; Boyer et al., 2011; Dbouk et al., 2013). Néanmoins, sa valeur exacte reste encore fortement débattue dans la communauté scientifique.

Dans le cas des effondrements gravitaires, à faible et modérée ϕ , l'évolution de la propagation du front de la suspension est décrite de façon satisfaisante par les solutions auto-similaires valables pour un fluide Newtonien et modélisant la dynamique de propagation aux temps longs. Dans ce cas, il faut juste utiliser le "bon" modèle de viscosité effective (Ward et al., 2009; Bonnoit et al., 2010a; Ancy et al., 2013a,b). Il en est autrement à fraction volumique élevée où le comportement de la suspension s'apparente à un comportement

6. Il peut être noté que dans ce cas, il est plus pertinent de définir le nombre de Stokes sur la dynamique du mélange, *i.e.* $St = \rho_p \dot{\gamma} d^2 / \mu_f$, menant à une valeur non nulle. Cependant, dans la suite, nous considérons uniquement la définition (1.22) permettant d'homogénéiser la définition du nombre de Stokes dans la thèse.

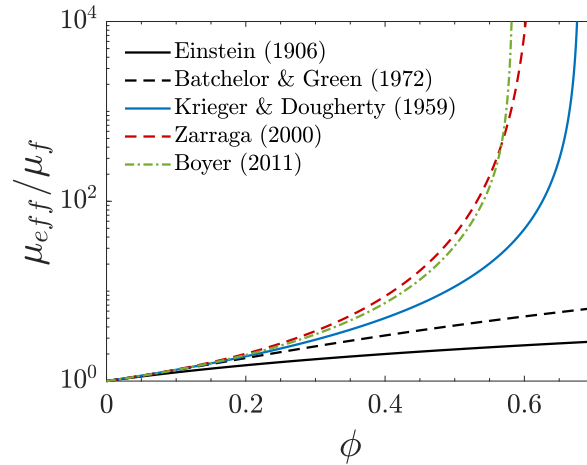


FIGURE 1.13 – Modèles de viscosité relative μ_{eff}/μ_f en fonction de la fraction volumique ϕ .

non-Newtonien. Cela peut être attribué aux réarrangements locaux des particules dans la suspension, dus à la migration par exemple. Au cours du temps, les particules migrent des forts vers les faibles cisaillements causant une variation spatiale et temporelle de la fraction volumique au sein de la suspension (Gadala-Maria & Acrivos, 1980; Leighton & Acrivos, 1987). Comme nous l'avons mentionné précédemment, la viscosité effective du système dépend de la fraction volumique et une variation de cette dernière implique donc une variation de la viscosité de la suspension. Ces modifications locales impactent directement la dynamique macroscopique du fluide apparent à travers une évolution de la propagation du front ou du profil de hauteur, par exemple, qui diffère du cas Newtonien (Koh et al., 1994; Lyon & Leal, 1998; Ancey et al., 2013a,b). À fraction volumique proche de ϕ_m , d'autres comportements peuvent être obtenus, dépendant souvent des conditions expérimentales et de la métrologie utilisée (Fall et al., 2009; Bonnoit et al., 2010b; Kulkarni et al., 2010; Andreini et al., 2013). Et il est à noter que la majeure partie de ces études ne considèrent pas le cas où les effets inertiels, à l'échelle de la particule, deviennent dominants menant à d'autres dynamiques encore plus complexes (Fall et al., 2010).

Nous avons vu que les écoulements gravitaires et plus particulièrement, les effondrements gravitaires (ou ruptures de barrage) ont reçu une grande attention dans le cas des fluides Newtoniens, non-Newtoniens et des milieux granulaires secs, beaucoup moins pour des systèmes diphasiques couplant une phase liquide et un milieu granulaire. De ce fait, de nombreuses questions restent à éclaircir. Comment la phase liquide et le milieu granulaire interagissent-ils ensemble ? Comment se retranscrivent ces interactions à l'échelle macroscopique ? Quels sont les nouveaux mécanismes physiques ? Quels sont les nombres adimensionnels qui contrôlent la dynamique ?

1.3 Plan de la thèse

Cette thèse expérimentale s'articule autour de trois grands axes abordant la dynamique d'effondrement d'une colonne fluide-grains dans différentes configurations de mélanges di-

phasiques. Le chapitre 2 présente le dispositif de rupture de barrage utilisé tout au long de cette thèse, le rhéomètre ainsi que les techniques de mesures et les caractéristiques des fluides et des grains. Le chapitre 3 s'intéresse à la dynamique d'écoulement gravitaire instationnaire d'une suspension isodense (figure 1.14(a)). Une approche macroscopique est utilisée afin de quantifier sa rhéologie en fonction des différents paramètres variés. Puis, la dynamique d'effondrement d'une colonne granulaire dense est étudiée au regard du nombre de Stokes, du rapport de masse volumique et du rapport de forme. Le chapitre 4 se focalise sur la configuration d'une colonne granulaire totalement immergée (figure 1.14(b1, b2)) alors que le chapitre 5 privilégie l'effondrement d'une colonne granulaire saturée en fluide dans l'air (figure 1.14(c)). Enfin, le chapitre 6 est une étude préliminaire abordant la dynamique d'écoulement d'une suspension non-isodense (figure 1.14(d)) où l'état du mélange fluide-grains évolue au cours du temps.

Dans la suite, nous nous intéressons à des configurations diphasiques (b1, b2) et triphasiques (a, c, d). Selon la configuration, les nombres adimensionnels définis, et surtout les plus pertinents, peuvent être légèrement modifiés. Ces précisions seront donc données dans chaque chapitre correspondant à chaque configuration. Néanmoins, une vision globale du système peut être synthétisée comme présentée sur la figure 1.14.

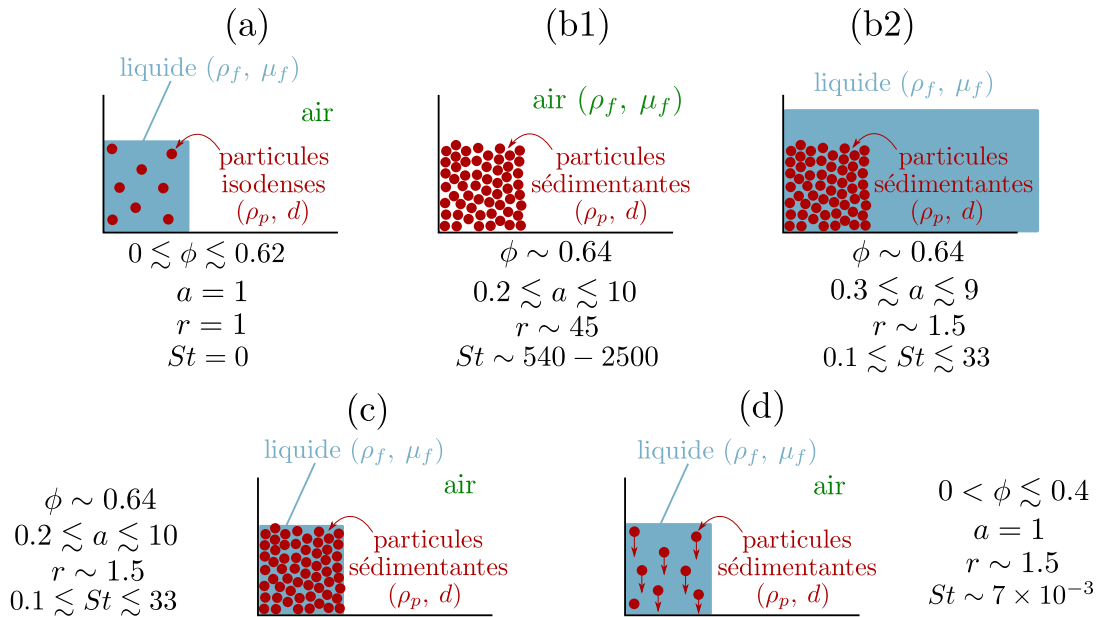


FIGURE 1.14 – Les différentes configurations étudiées dans cette thèse. (a) Effondrement d'une suspension isodense, chapitre 3. (b1, b2) Effondrements granulaires sec et immergé, chapitre 4. (c) Effondrement granulaire saturé en fluide, chapitre 5. (d) Effondrement d'une suspension non-isodense, chapitre 6. Les nombres adimensionnels sont la fraction volumique initiale ϕ , le rapport de forme $a = H/L$, le rapport de masse volumique $r = (\rho_p/\rho_f)^{1/2}$ et le nombre de Stokes $St = (\rho_p \Delta \rho g d^3)^{1/2} / 18 \sqrt{2} \mu_f$.

Chapitre 2

Dispositifs et matériels expérimentaux

Sommaire

2.1	Dispositifs expérimentaux	26
2.1.1	Dispositif de rupture de barrage	26
2.1.2	Rhéomètre	27
2.2	Caractérisation du fluide et des grains	31
2.2.1	Phase liquide	32
2.2.2	Phase granulaire	37

2.1 Dispositifs expérimentaux

Dans cette section, nous décrivons les deux dispositifs expérimentaux utilisés au cours de cette thèse, à savoir un dispositif de génération d'écoulement de type "rupture de barrage" et un rhéomètre. La géométrie et les dimensions du dispositif de "rupture de barrage" sont d'abord exposées. Le protocole de libération de la colonne ainsi que les techniques de mesures permettant de caractériser le système et sa dynamique sont également présentés. Puis, nous décrivons le principe général et l'intérêt de l'utilisation du rhéomètre. Les différentes géométries utilisées ainsi que les définitions des différentes grandeurs macroscopiques sont explicitées.

2.1.1 Dispositif de rupture de barrage

Un canal horizontal transparent conçu en PMMA et de type "rupture de barrage" (*Dam break*, en anglais) a été conçu pour cette thèse (figure 2.1). De section rectangulaire, les dimensions sont $2.08 \times 0.35 \times 0.2 \text{ m}^3$ dans les directions longitudinale x , verticale y et latérale z , respectivement. En amont, un réservoir de volume fini est délimité par une paroi, en $x = 0$, et une trappe, en $x = L$. Différentes longueurs de réservoir ont été utilisées lors des expériences : $L = 3 \text{ cm}$, $L = 6.5 \text{ cm}$, $L = 10 \text{ cm}$ et $L = 15 \text{ cm}$. La hauteur initiale de la colonne, notée H , est le second paramètre ajustable, les deux définissant le rapport de forme $a = H/L$.

À $t = 0$, la trappe est retirée manuellement afin de libérer la colonne de fluide. La trappe étant dans le champ visuel des caméras, le temps nécessaire à son effacement a pu être estimé par analyse d'images. Nous obtenons ici un temps d'effacement de l'ordre de $\sim 0.1 \text{ s}$ considéré faible devant l'échelle de temps de la dynamique. L'écoulement est supposé bidimensionnel dans le plan (x, y) et invariant dans la direction transverse z . Afin de suivre la dynamique de l'écoulement, une méthode optique par ombroscopie est choisie. Le principe consiste à éclairer l'écoulement à partir d'une source lumineuse positionnée à l'arrière du canal et face aux caméras qui engendre un contraste fort entre la phase fluide composant la colonne initiale et le fluide ambiant. Ce contraste est d'autant plus marqué par la nature absorbante des grains ou en ajoutant quelques gouttes de colorant rouge alimentaire dans la phase liquide. La dynamique de l'écoulement est enregistrée par une ou deux caméras sCMOS Lavisision 2560×2160 pixels via le logiciel CamWare. Le champ d'observation est d'un mètre par caméra menant à une précision de $400 \mu\text{m}/\text{pixel}$. Afin de limiter les effets de parallaxe, les caméras sont positionnées au plus loin du canal, c'est-à-dire à une dizaine de mètres, nécessitant de les équiper d'un objectif de 200 mm. Les caméras sont synchronisées à l'aide d'un Générateur Basse Fréquence situé à côté du canal facilitant le déclenchement de l'acquisition juste avant l'ouverture de la trappe manuelle. La fréquence d'enregistrement varie de 10 Hz à 200 Hz déterminée en fonction de l'échelle de temps de la dynamique d'écoulement. Le profil de hauteur $h(x, t)$ ainsi que la position du front $x_f(t)$ sont extraits à partir d'une analyse d'images via une routine Matlab s'appuyant sur un procédé de seuillage. Les deux étapes principales de ce procédé d'extraction du profil de hauteur $h(x, t)$ sont schématisées sur la figure 2.1 (image brute \rightarrow image binaire seuillée \rightarrow extraction du profil de hauteur).

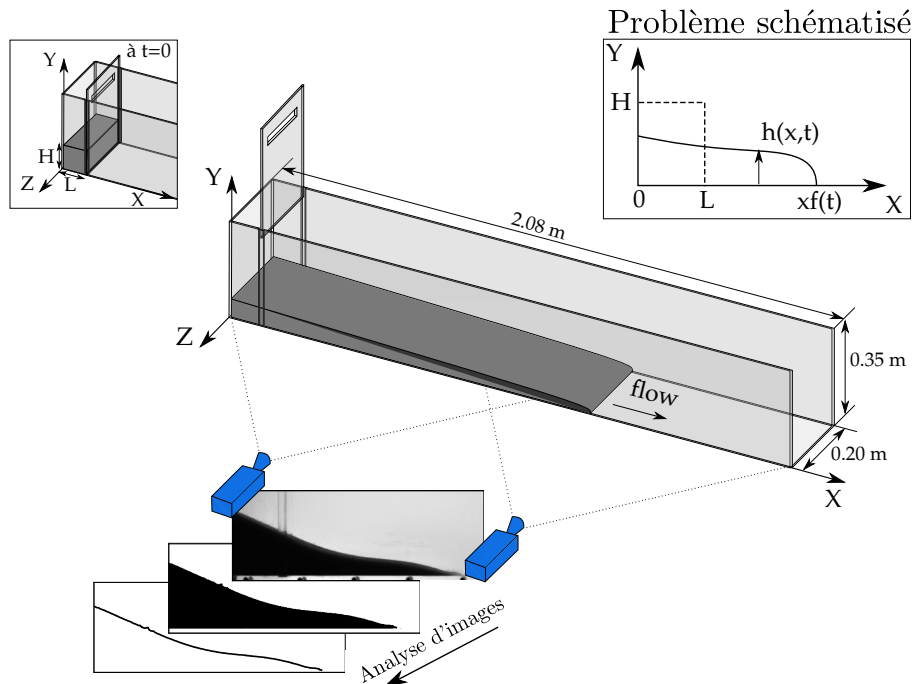


FIGURE 2.1 – Représentation du dispositif expérimental de type "rupture de barrage" avec le schéma du principe de l'écoulement, la géométrie et les dimensions du canal et le procédé d'extraction du profil de hauteur par analyse d'images.

2.1.2 Rhéomètre

Principe général

La fédération FERMaT dispose d'un rhéomètre Mars III de la société Thermo Scientific. Installé à l'IMFT, il a permis de caractériser l'ensemble des fluides utilisés au cours de cette thèse ainsi qu'une partie des suspensions isodenses étudiées (voir chapitre 3). Le principe d'un rhéomètre est de mesurer les paramètres rhéologiques d'un fluide par la mesure simultanée de la contrainte de cisaillement, notée τ , et du taux de cisaillement, noté $\dot{\gamma}$ (Coussot, 2012). La connaissance de ces deux grandeurs permet de définir la loi constitutive du fluide, i.e. $\tau = f(\dot{\gamma})$, et donc sa rhéologie. Dans un tel dispositif, la contrainte et le taux de cisaillement sont déterminés à partir de relations les reliant à la vitesse de rotation imposée, notée Ω , et au couple mesuré, noté C . Bien entendu, ces relations dépendent de la géométrie utilisée. Dans notre cas, deux géométries ont été employées : le cône-plan 2° et le plan-plan striée (figure 2.2).

Dans le cas d'un fluide Newtonien pur, la géométrie cône-plan 2° est la géométrie la mieux adaptée afin de déterminer la viscosité dynamique du fluide. La partie supérieure est mobile et correspond à un cône dont le sommet est légèrement tronqué pour éviter le frottement avec le disque inférieur, ce dernier étant plan et fixe. L'avantage de cette géométrie est que la forme conique, de faible inclinaison, compense la variation de la vitesse dans la direction radiale. Ainsi, le taux de cisaillement est constant en tout point et il en est de même pour la contrainte de cisaillement. Ces deux grandeurs s'expriment donc facilement à partir des

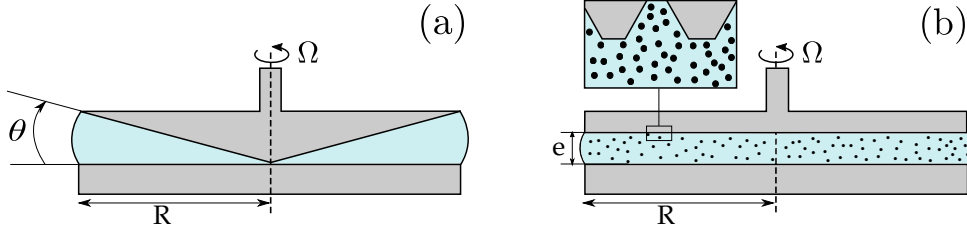


FIGURE 2.2 – Représentation schématique des géométries cône-plan (a) et plan-plan striée (b) employées dans cette étude.

relations suivantes (Coussot, 2012)

$$\dot{\gamma} = \frac{\Omega}{\theta}, \quad \tau = \frac{3}{2} \frac{C}{\pi R^3}, \quad (2.1)$$

où $\theta = 2^\circ$ est l'angle d'inclinaison du cône et R est le rayon de la géométrie ($R = 3$ cm dans notre étude). Dans le cas d'un fluide Newtonien, la viscosité dynamique s'estime aisément d'après la relation $\mu = \tau/\dot{\gamma}$. En revanche, le sommet fictif du cône de la géométrie supérieure doit coïncider avec le plan inférieur nécessitant un entrefer fixe et de très petite dimension. Cette géométrie n'est donc pas adaptée dans le cas des suspensions où des particules solides pourraient se bloquer et augmenter la résistance du mélange effectif.

Pour l'étude des suspensions isodenses, la géométrie plan-plan striée est choisie. Les deux plans parallèles sont équipés de rugosités de $400 \mu\text{m}$ permettant d'éviter le glissement à la paroi des grains. L'entrefer, noté e , est variable et il est choisi suffisamment grand ($e \geq 10d$) afin d'éviter le blocage des grains. Dans cette configuration, le taux de cisaillement local est défini comme $\Omega r/e$ où r est la distance radiale par rapport au centre. Le taux de cisaillement n'est donc pas homogène au sein du fluide et varie de 0 à $\Omega R/e$. Il en est de même pour la contrainte de cisaillement. Ainsi, on considère le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ et la contrainte de cisaillement τ à la périphérie (*i.e.* $r = R$) à partir des relations suivantes (Coussot, 2012)

$$\dot{\gamma}(r = R) = \frac{\Omega R}{e}, \quad \tau(r = R) = \frac{3}{2} \frac{C}{\pi R^3} + \frac{\Omega}{\pi R^3} \frac{dC}{d\Omega}. \quad (2.2)$$

Il est à noter que la présence du terme $dC/d\Omega$ suggère un écoulement permanent.

Il faut garder en tête que ces différentes relations émettent un grand nombre d'hypothèses (homogénéité du fluide, volume constant, etc.) qui peuvent s'avérer non vérifiées dans certaines conditions (phénomène d'inertie, sédimentation ou crémage des particules solides au sein du fluide, etc.). Ces mesures rhéologiques doivent donc être analysées avec précaution afin d'éviter une mauvaise interprétation des résultats.

Effets inertiels

Afin de s'affranchir des effets inertiels lors de nos mesures rhéologiques, une analyse antérieure a été faite. Deux types d'effets peuvent être distingués : celui lié à l'inertie mécanique du rotor et l'autre due à l'inertie du fluide (Baravian, 2006). Dans les deux cas, les hypothèses initiales considérées ne sont pas respectées et entraînent une résistance supplémentaire, *i.e.*

une surestimation du couple, non prise en compte dans les relations définissant la contrainte et le taux de cisaillement. Il en résulte un couple qui n'est plus seulement lié au frottement visqueux entre les couches fluides mais aussi à la résistance mécanique ou aux effets inertiels liés à la nature turbulente de l'écoulement. En terme de mesure rhéologique, cela se traduit par une variation de la viscosité apparente avec le taux de cisaillement allant à l'encontre du comportement Newtonien. Ces deux effets sont clairement observés sur la figure 2.3 lors du cisaillement d'un échantillon d'eau dans une configuration plan-plan striée. On constate une variation de la viscosité dynamique en fonction du taux de cisaillement de part et d'autre d'un plateau correspondant à la valeur minimale μ_{min} . La gamme de taux de cisaillement où la viscosité est constante correspond à la gamme où les effets inertiels sont négligeables. De ce fait, cette valeur concorde avec la viscosité du fluide, i.e. $\mu_{min} = \mu_w = 10^{-3}$ Pa.s dans le cas de l'eau.

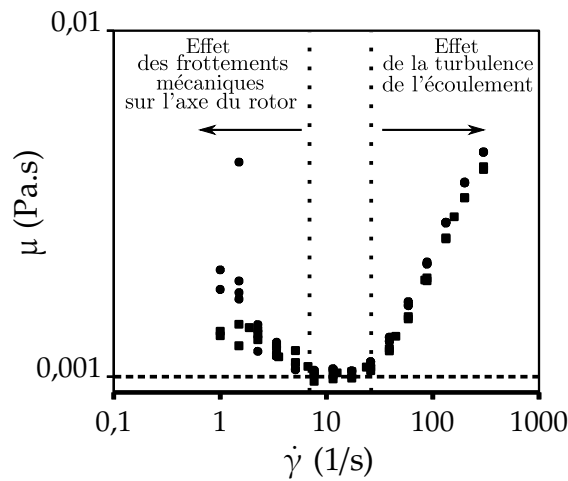


FIGURE 2.3 – Évolution de la viscosité dynamique μ en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ pour deux échantillons d'eau avec une géométrie plan-plan striée, $e = 1.68$ mm (carrés) et $e = 1.8$ mm (ronds). La ligne en tirets indique la viscosité minimale μ_{min} correspondant à la viscosité réelle de l'eau, i.e. $\mu_{min} = \mu_w = 10^{-3}$ Pa.s.

À faible taux de cisaillement, la croissance de la viscosité avec la diminution du taux de cisaillement est interprétée comme un effet apparent de la résistance associée à l'inertie mécanique. En effet, pour des fluides peu visqueux et à faible taux de cisaillement, la résistance hydrodynamique devient du même ordre de grandeur que la résistance mécanique du rotor, c'est-à-dire que le couple nécessaire à la mise en rotation du système. Dans ces conditions, le couple mesuré intègre ces deux contributions engendrant une surestimation de la viscosité apparente du fluide sachant que les expressions (2.2) sont basées uniquement sur la résistance hydrodynamique. La figure 2.4(a) montre l'évolution de la viscosité normalisée par la viscosité minimale $\mu^* = \mu/\mu_{min}$ en fonction du couple C pour des fluides Newtoniens purs (symboles noirs) et des suspensions (symboles gris). Sur cette figure, nous nous intéressons qu'aux faibles couples, i.e. $C = [0.03 : 1]$ $\mu\text{N.m}$, ne montrant pas la seconde variation de μ avec $\dot{\gamma}$ observée sur la figure 2.3. On remarque qu'il existe une valeur critique, i.e.

$C_{cr} \sim 0.3 \mu\text{N.m}$, sous laquelle la viscosité n'est plus indépendante du taux de cisaillement. Cela pourrait traduire le fait que l'inertie mécanique n'est plus négligeable devenant du même ordre de grandeur que les dissipations visqueuses du fluide. Cette valeur critique renseigne sur la limite inférieure de validité du rhéomètre, au moins pour la géométrie plan-plan striée.

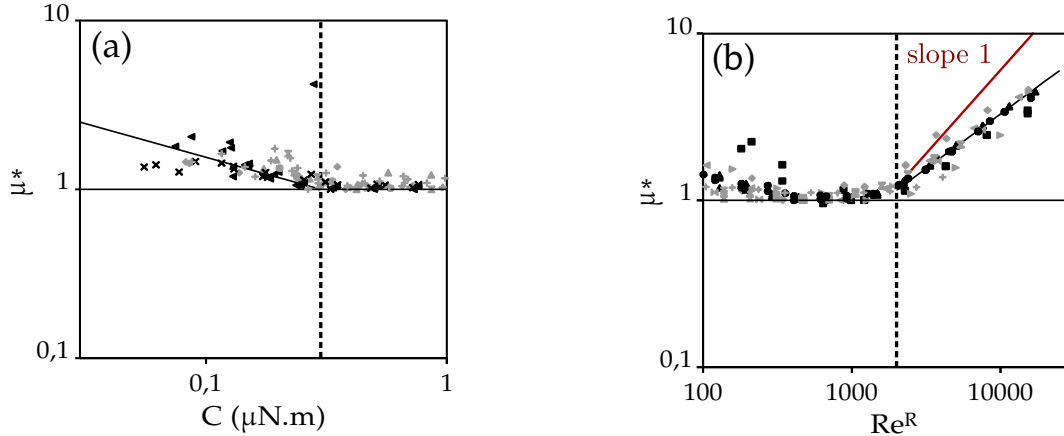


FIGURE 2.4 – Évolution de la viscosité normalisée $\mu^* = \mu/\mu_{min}$ en fonction du couple C (a) et du nombre de Reynolds $Re^R = \rho R \dot{\gamma} e / \mu$ (b) pour des fluides Newtoniens (symboles noirs) et des suspensions (symboles gris). Les lignes en tirets représentent $C_{cr} \sim 0.3 \mu\text{N.m}$ (a) et $Re_{cr}^R \sim 2000$ (b). Noter que les résultats sont tronqués afin de nous intéresser qu'aux faibles couples $C = [0.03 : 1] \mu\text{N.m}$ et aux grands nombres de Reynolds $Re^R = [10^2 : 3 \times 10^4]$.

À haut taux de cisaillement, une augmentation de la viscosité du fluide avec le taux de cisaillement est observée (voir figure 2.3). Ce passage d'un régime constant à une croissance de la viscosité dynamique peut être interprété comme la transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent. Les expressions analytiques, précédemment mentionnées, émettent l'hypothèse que l'écoulement est purement visqueux. Au-delà d'un certain taux de cisaillement, cette hypothèse n'est plus valable. La transition laminaire-turbulent se traduit naturellement avec le nombre de Reynolds défini comme $Re^R = \rho R \dot{\gamma} e / \mu$ où $\dot{\gamma} e$ est la vitesse caractéristique.

La figure 2.4(b) montre l'évolution de la viscosité dynamique normalisée $\mu^* = \mu/\mu_{min}$ en fonction du nombre de Reynolds Re^R pour les mêmes expériences que la figure 2.4(a). Il est à noter que, comme précédemment, les résultats sont tronqués, i.e. $Re^R = [10^2 : 3 \times 10^4]$, afin de s'intéresser uniquement aux effets inertiels du fluide, c'est-à-dire aux grands nombres de Reynolds. Encore une fois, on observe une transition d'une valeur constante vers une croissance de la viscosité avec le taux de cisaillement. Cette transition intervient pour une valeur critique de $Re_{cr}^R \sim 2000$. Au-delà, la viscosité croît comme $\mu^* \sim (Re^R)^{0.6}$, i.e. $\mu \sim \dot{\gamma}^{0.6}$, étant donné que les autres paramètres sont constants pour une expérience donnée. Qualitativement, ce résultat est en accord avec la croissance de la viscosité avec le taux de cisaillement dans le régime inertiel prédite par Bagnold (1954), et plus particulièrement comme $\mu \sim \dot{\gamma}$ (ou $\tau \sim \dot{\gamma}^2$). Néanmoins, les résultats ne sont pas probants quantitativement du fait d'une différence d'exposant de la loi de puissance. Une explication est que l'écoulement n'est pas pleinement établi lors de la mesure de la viscosité du fluide la sous-estimant.

Cela nécessiterait un travail plus approfondi afin de confirmer cette hypothèse. Aussi, il est à préciser que ce phénomène de transition laminaire-turbulent n'intervient qu'avec la géométrie plan-plan striée. En effet, l'entrefer de la géométrie cône-plan étant très petit, il limite les valeurs du nombre de Reynolds contraignant l'écoulement à un comportement laminaire. Enfin, on peut noter que ces deux phénomènes observés (*i.e.* l'inertie mécanique et l'inertie du fluide) ne semble pas dépendre de la nature du fluide, *i.e.* fluide Newtonien pur (symboles noirs) ou suspension (symboles gris), d'après la figure 2.4.

Pour l'ensemble des mesures rhéologiques effectuées dans la suite, nous avons pris le soin d'éviter les effets inertiels en retirant les mesures dont le couple $C \lesssim 0.3 \mu\text{N.m}$ et le nombre de Reynolds $Re^R \gtrsim 2000$. Toutefois, d'autres effets peuvent avoir lieu, principalement avec les suspensions, nécessitant un grand soin dans l'analyse des mesures rhéologiques.

Protocole de mesure

Afin de minimiser les erreurs de mesures, nous avons défini un protocole expérimental similaire pour les fluides Newtoniens purs et les suspensions isodenses. Dans un premier temps, le fluide est pré-cisaillé à une température donnée pendant une à deux minutes afin d'obtenir un écoulement pleinement établi. Le taux de cisaillement choisi est compris entre 1 s^{-1} et 10 s^{-1} . Puis, une rampe de cisaillement est réalisée sur plusieurs décades (*i.e.* $\dot{\gamma} = [10^{-2} : 10^3]$). Une rampe consiste à augmenter ou diminuer, de façon logarithmique, le taux de cisaillement et de déterminer, en plusieurs points, la contrainte de cisaillement. Le choix de la gamme du taux de cisaillement dépend essentiellement de l'ordre de grandeur de la viscosité du fluide attendue. Pour des fluides peu visqueux, les faibles et les hauts taux de cisaillement sont évités afin de prévenir les effets inertiels alors que pour les fluides très visqueux, la gamme est limitée par la valeur du couple maximal du rhéomètre. Pour chaque expérience, au moins deux rampes (aller-retour) sont effectuées afin de s'assurer de la reproductibilité des mesures et de son comportement réversible.

La figure 2.5 présente des mesures rhéologiques pour trois fluides Newtoniens de différentes viscosités dynamiques. On constate que le comportement Newtonien est très bien reproduit permettant de définir aisément la viscosité dynamique du fluide. En effet, le taux de cisaillement τ évolue linéairement avec la contrainte de cisaillement $\dot{\gamma}$. L'encart montre la viscosité dynamique $\mu = \tau/\dot{\gamma}$ constante sur toute la gamme de taux de cisaillement parcourue.

2.2 Caractérisation du fluide et des grains

Dans cette section, nous présentons les caractéristiques de la phase liquide et de la phase granulaire utilisées au cours de cette thèse. Le fluide est décrit à travers ces caractéristiques macroscopiques telles que sa masse volumique, sa viscosité dynamique et sa tension superficielle. Une discussion sur l'ajout de tensioactif dans certains cas est aussi menée. Dans un second temps, les caractéristiques des grains sont abordées. Les billes de polystyrène et les billes de verre sont décrites à travers leur diamètre, leur masse volumique ainsi que leur compacité maximale aléatoire.

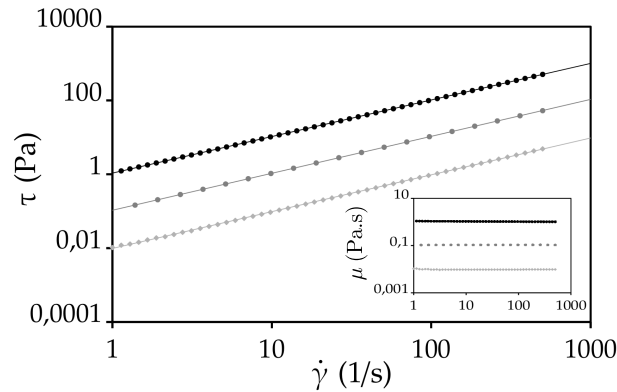


FIGURE 2.5 – Contrainte de cisaillement τ (resp. viscosité dynamique μ , en encart) en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ pour trois fluides Newtoniens.

2.2.1 Phase liquide

Durant toutes les campagnes expérimentales effectuées au cours de cette thèse, le fluide utilisé est un mélange d'eau, de sel et d'huile Ucon 75H90000 commercialisée par Dow Chemical Company. Les caractéristiques de l'huile, à température ambiante, sont $\rho_o = 1093 \pm 2 \text{ kg.m}^{-3}$ pour sa masse volumique, $\mu_o = 50 \pm 2 \text{ Pa.s}$ pour sa viscosité dynamique et $\sigma_o = 40 \pm 2 \text{ mN.m}^{-1}$ pour sa tension superficielle avec l'air. La particularité de cette huile est sa solubilité avec l'eau contrairement à la majeure partie des huiles végétales et silicones. En fonction de la concentration massique, i.e. $c_m = m_o/(m_o + m_w)$ où m_i sont les masses d'huile (o) et d'eau (w), on obtient un fluide Newtonien dont les caractéristiques (*i.e.* masse volumique, viscosité dynamique et tension superficielle) dépendent de c_m et suivent les évolutions décrites dans la suite. L'ensemble des mesures sont réalisées à température ambiante hormis lorsque la température est mentionnée.

Masse volumique

Étant donné que l'eau et l'huile Ucon 75H90000 ne possèdent pas la même masse volumique et que l'ajout de NaCl la modifie également, il est important de savoir comment évolue la masse volumique du mélange en fonction de la concentration de chaque composé.

La figure 2.6(a) montre l'évolution de la masse volumique ρ_f du mélange eau-huile Ucon 75H90000 en fonction de la concentration massique c_m pour $s = 0$, où s est la salinité. On observe que, jusqu'à une valeur critique $c_m \sim 60 \%$, la masse volumique du mélange évolue linéairement avec la concentration massique d'huile, i.e. $\rho_f \sim c_m$. Cette évolution peut sembler triviale en considérant la conservation de la masse et du volume conduisant à la relation $\rho_f = c_m \rho_o + (1 - c_m) \rho_w = (\rho_o - \rho_w) c_m + \rho_w$. Mais, sur cette gamme, une interpolation des données nous fournit la relation $\rho_f = A c_m + \rho_w$ avec $A = 155 \pm 5 \text{ kg.m}^{-3}$. On a donc $A \neq (\rho_o - \rho_w) = 93 \pm 2 \text{ kg.m}^{-3}$ indiquant que le volume n'est pas conservé, et plus particulièrement, le volume total décroît par rapport à la somme des volumes d'huile et d'eau ajoutés. Au-delà de cette valeur critique, la masse volumique du mélange est trouvée constante avec une valeur égale à $\rho_f = \rho_o = 1093 \pm 2 \text{ kg.m}^{-3}$.

Dans le cas des suspensions isodenses (voir chapitre 3), les masses volumiques du fluide

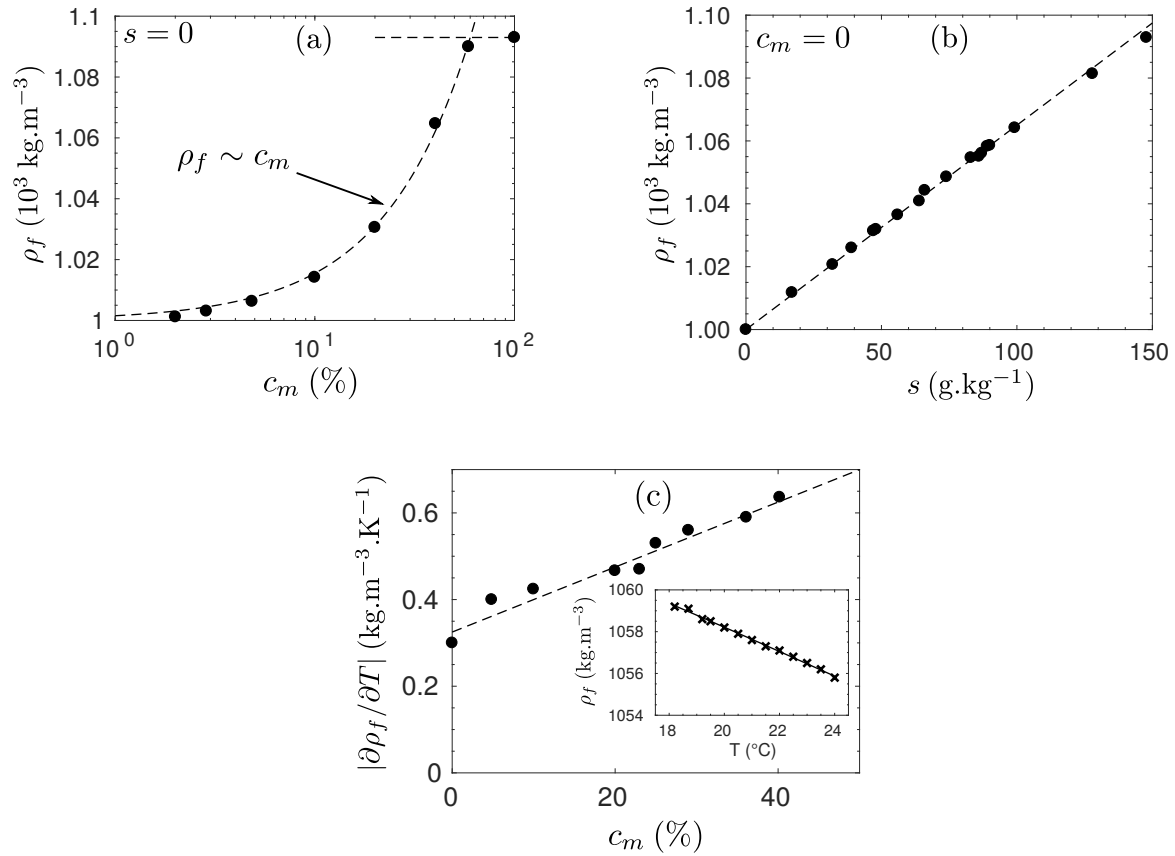


FIGURE 2.6 – (a) Masse volumique d’un mélange eau-huile Ucon 75H90000 (pour $s = 0$) en fonction de la concentration massique $c_m = m_o/(m_o + m_w)$. Les lignes en tirets correspondent à $\rho_f = Ac_m + \rho_w$ avec $A = 155 \pm 5 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ pour $c_m < 60 \%$ et $\rho_f = \rho_o = 1093 \pm 2 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ pour $c_m > 60 \%$. (b) Masse volumique d’une solution d’eau salée (i.e. $c_m = 0$) en fonction de la salinité $s = m_{sel}/m_w$. La ligne en tirets correspond à $\rho_f = 0.65s + \rho_w$. (c) Evolution de $|\partial\rho_f/\partial T|$ en fonction de la concentration massique c_m . L’encart représente $\rho_f = f(T)$ pour $c_m = 36.1 \%$ et $s = 0$.

et des grains doivent être équivalentes (i.e. $\rho_f = \rho_p$). Pour cela, la masse volumique de l’eau est ajustée, avant de la mélanger à l’huile, avec l’ajout de sel (NaCl). La masse volumique d’une solution d’eau salée peut varier de $1000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ à $\sim 1200 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Au-delà, la solution est saturée en sel et les cristaux ne se dissolvent plus. Dans notre cas, une suspension de particules ne nécessite pas d’excéder $\sim 1050 - 1060 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ pour la masse volumique de la solution saline. La figure 2.6(b) montre l’évolution de la masse volumique ρ_f avec la salinité s , c’est-à-dire la masse de sel par masse d’eau. On remarque que l’évolution est linéaire sur la gamme étudiée et l’interpolation des données nous donne la relation suivante $\rho_f = 0.65s + \rho_w$. À travers cette relation, la masse volumique d’une solution saline peut être prédite en connaissant uniquement la salinité. Il est à noter qu’une solution saline trop concentrée en sel (i.e. $s > 140 \text{ g}\cdot\text{kg}^{-1}$, $\rho_f > 1090 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$) perd sa miscibilité avec l’huile.

Les variations de température, au cours d'une expérience, peuvent modifier la masse volumique du fluide. L'encart de la figure 2.6(c) confirme cette dépendance et montre la décroissance de ρ_f avec l'augmentation de la température T pour un mélange eau-huile Ucon 75H90000 pour $c_m = 36.1\%$ et $s = 0$. Au premier ordre, on constate que la relation entre ρ_f et T peut être considérée comme linéaire, au moins dans la gamme étudiée $T = [18 : 24]^\circ\text{C}$. De ce fait, on peut regarder l'évolution de la dérivée en température de la masse volumique $|\partial\rho_f/\partial T|$ qui est donc considérée constante pour chaque fluide à c_m fixée. La figure 2.6(c) montre l'évolution de $|\partial\rho_f/\partial T|$ en fonction de c_m et nous pouvons observer une sensibilité plus importante de la masse volumique du mélange à la température avec l'augmentation de la concentration massique. Ainsi, les erreurs liées aux fluctuations de température seront d'autant plus grandes que la concentration massique est élevée. Néanmoins, ces erreurs restent nettement acceptables sachant que le hall expérimental est régulé en température au degré près. Les variations de la masse volumique seront donc toujours inférieures au $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$.

Viscosité dynamique

La seconde caractéristique primordiale à connaître dans notre étude est la viscosité dynamique du mélange. L'utilisation de l'huile Ucon 75H90000 a principalement pour but de permettre une importante variation de la viscosité (*i.e.* $\mu_f = [10^{-3} : 50] \text{ Pa}\cdot\text{s}$) tout en conservant une nature de fluide similaire.

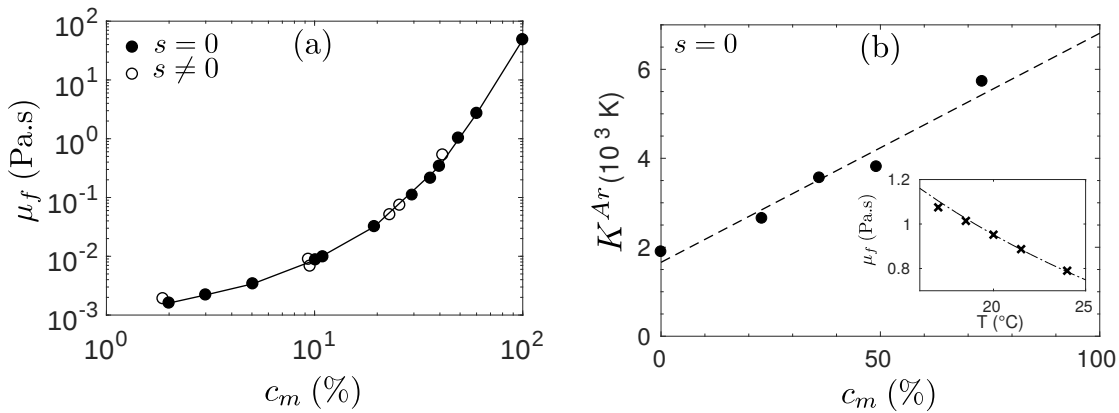


FIGURE 2.7 – (a) Viscosité dynamique μ_f d'un mélange eau-huile Ucon 75H90000 en fonction de la concentration massique $c_m = m_o/(m_o + m_w)$ pour $s = 0$ (symboles pleins) et $s = [35 : 80] \text{ g}\cdot\text{kg}^{-1}$ (symboles vides). (b) Constante K^{Ar} de la loi d'Arrhénius en fonction de la concentration massique c_m pour $s = 0$. La ligne en tirets représente $K^{Ar} = 51.5c_m + 1661$. L'encart correspond à $\mu_f = f(T)$ pour $c_m = 49.1\%$ ($s = 0$) déterminé expérimentalement (croix noirs). La ligne en pointillés est la loi d'Arrhénius avec $\mu_f(20^\circ\text{C}) = 0.952 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ et $K^{Ar} = 4190 \text{ K}$ (estimée par la ligne en tirets sur la figure 2.7(b)).

La figure 2.7(a) montre l'évolution de la viscosité dynamique μ_f du mélange eau-huile Ucon 75H90000 en fonction de la concentration massique d'huile c_m pour $s = 0$ (symboles

pleins) et différentes salinités comprise dans la gamme $s = [35 : 80] \text{ g.kg}^{-1}$ (symboles vides)¹. La viscosité dynamique présente une évolution de type exponentielle sur près de cinq décades montrant la grande gamme de viscosité possible. D'autre part, l'utilisation d'une solution saline (symboles vides), au moins pour $s < 80 \text{ g.kg}^{-1}$, n'engendre aucune modification de l'évolution de la viscosité du mélange avec la concentration massique d'huile.

Comme pour la masse volumique, la viscosité dynamique est une grandeur qui est sensible à la température. Néanmoins, son évolution peut être prédite à partir de la loi d'Arrhénius définie comme

$$\mu_f(T) = \mu_f(20^\circ\text{C}) \exp \left[K^{Ar} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{293} \right) \right], \quad (2.3)$$

où T est la température (en K) et K^{Ar} est une constante (en K) à déterminer expérimentalement. La figure 2.7(b) montre que la constante K^{Ar} est fortement dépendante de c_m avec une évolution linéaire, et plus particulièrement, $K^{Ar} = 51.5c_m + 1661$. Ainsi, cela confirme encore une importante sensibilité à la température de la part de l'huile Ucon 75H90000. Afin de limiter les erreurs expérimentales, nous prenons le soin de mesurer la température des fluides lors de chaque expérience. La viscosité des fluides est ensuite déterminée au rhéomètre à la température moyenne lors de la campagne expérimentale. Néanmoins, peu de fortes fluctuations ont été observées lors des expériences. Dans le cas contraire, la viscosité est corrigée à l'aide de la loi d'Arrhénius obtenue sur la figure 2.7(b).

Tension superficielle

Enfin, la dernière grandeur macroscopique à caractériser est la tension superficielle du mélange eau-huile Ucon 75H90000. Pour cela, nous utilisons la méthode de la goutte pendante (Hansen & Rødsrud, 1991).

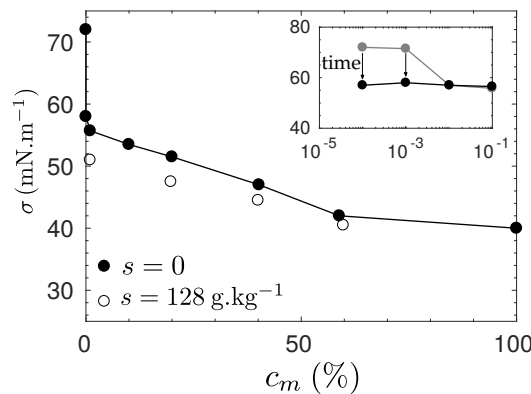


FIGURE 2.8 – Tension superficielle σ d'un mélange eau-huile Ucon 75H90000 en fonction de la concentration massique $c_m = m_o/(m_o + m_w)$ pour $s = 0$ (symboles pleins) et $s = 128 \text{ g.kg}^{-1}$ (symboles vides).

1. La caractérisation de la viscosité dynamique d'un mélange eau-huile Ucon 75H90000 a été réalisée par M. J. Mercier.

La figure 2.8 montre que la tension superficielle σ décroît linéairement avec la concentration massique d'huile jusqu'à la valeur critique $c_m \sim 60\%$. Au-delà, on obtient une valeur constante correspondant à celle de la tension superficielle de l'huile pure (*i.e.* $\sigma_o = 40 \pm 2 \text{ mN.m}^{-1}$). Contrairement à la viscosité dynamique, on constate qu'une solution saline ($s = 128 \text{ g.kg}^{-1}$, ici) mélangée à l'huile possède une tension superficielle plus faible qu'un mélange avec de l'eau douce. Cela est en contradiction avec les observations faites dans le cas d'une solution saline (sans huile) où la tension superficielle croît avec la salinité (Harkins & McLaughlin, 1925).

De façon surprenante, l'extrapolation de la tendance linéaire en $c_m = 0$ ne permet pas de retrouver la tension superficielle de l'eau (*i.e.* $\sigma_w = 72 \text{ mN.m}^{-1}$). On constate que la tension superficielle chute brutalement à très faible c_m . Pour $c_m \sim 10^{-4} - 10^{-3}\%$, on observe également une évolution temporelle de la tension superficielle du mélange (encart de la figure 2.8). Le temps caractéristique est de l'ordre de $1 - 10 \text{ s}$ où la forme de la goutte, permettant l'estimation de la tension superficielle, évolue. Cela pourrait être interprété comme une accumulation de la phase d'huile à l'interface eau-air à très faible concentration causant une diminution de la tension superficielle avec son accumulation au cours du temps. Cette observation indique que la miscibilité de l'huile Ucon 75H90000 dans l'eau est probablement relativement complexe à l'échelle moléculaire. Ces mesures ont été réalisées sans ajout de tensioactif afin de déterminer précisément l'évolution de la tension superficielle du mélange eau-huile Ucon 75H90000 avec la concentration massique d'huile.

Tensioactif

Lors de la préparation d'une suspension isodense, une faible quantité de tensioactif Triton X-100 ($\rho_T = 1067 \pm 1 \text{ kg.m}^{-3}$, $\mu_T = 0.468 \text{ Pa.s}$, $\sigma_T = 32 \pm 8 \text{ mN.m}^{-1}$ d'après Andreini (2012)) a été utilisée. Les molécules de tensioactif se positionnent à la surface des particules ainsi qu'aux différentes interfaces. L'intérêt est de limiter la présence d'agglomérats de grains se formant lors de la préparation de la suspension. Du fait de la nature hydrophobe des particules utilisées, elles ont tendance à piéger des bulles d'air à leur surface pouvant modifier les interactions à l'échelle locale. L'ajout de quelques gouttes de tensioactif Triton X-100 permet de faciliter le mouillage de ces grains et ainsi de restreindre voir d'annihiler la formation d'agglomérats. Toutefois, l'ajout de tensioactif ne se fait pas sans quelques précautions. Une dose trop faible ne permet pas de couvrir toute la surface apparente des grains et une dose trop grande peut engendrer la formation de micelles (*i.e.* agglomérats de molécules amphiphiles).

Dans cette thèse, la quantité de tensioactif est fixée en fonction de la surface apparente des grains et définie comme 0.5 mL de tensioactif Triton X-100 pour 90 m^2 de surface de grains. Néanmoins, il est possible qu'une proportion de la quantité ajoutée dans le mélange se positionne davantage à l'interface liquide-air plutôt qu'à la surface des grains. Dans ce cas, les résultats présentés précédemment sur la tension superficielle d'un mélange eau-huile Ucon 75H90000 peuvent être modifiés. Mais l'analyse complète de la tension superficielle pour un mélange contenant des particules solides et du tensioactif devient un problème plus compliqué et n'a pas été traité plus en détails dans cette thèse. En revanche, il est important de garder ce point en mémoire lors des expériences sur les suspensions (chapitre 3).

Bilan

À travers ces différentes caractérisations du mélange eau-huile Ucon75H90000, nous avons pu définir les évolutions de la masse volumique, de la viscosité dynamique et de la tension superficielle du mélange en fonction de la proportion d’huile et de sel. L’ensemble des fluides préparés durant cette thèse sont donc définis par le couple (μ_f, ρ_f) . La viscosité dynamique est définie par la concentration massique d’huile c_m que l’on estime au préalable avec la figure 2.7(a). La masse volumique du mélange souhaitée définie la salinité de l’eau avec la relation $s = (\rho_f - 155c_m - 1000)/0.65$ d’après la figure 2.6(a)-(b). Toutefois, le couple de grandeurs (μ_f, ρ_f) est mesuré précisément pour chaque fluide préparé à l’aide du rhéomètre Mars III avec une précision inférieure à 5 % et d’un densimètre électronique Anton Paar DMA 35 de précision $\pm 0.5 \text{ kg.m}^{-3}$. D’autre part, la température des fluides est mesurée avant chaque expérience afin de prévenir d’importantes variations. Enfin, nous garderons en mémoire la complexité d’ajouter du tensioactif au sein d’un mélange fluide-grains pouvant aussi bien diminuer les agglomérats de grains que faire chuter la tension superficielle du fluide.

2.2.2 Phase granulaire

Au cours de cette thèse, deux types de grains ont été utilisés : des billes de polystyrène et des billes de verre. L’utilisation de ces deux types de grains permet de réaliser des expériences en configuration isodense ($r = 1$) et en configuration de sédimentation ($r \sim 1.5$).

Billes de polystyrène

Les grains de polystyrène de la marque Dynoseeds sont commercialisés par Microbeads SA. Leurs principales qualités sont leur excellente monodispersité en taille ainsi que leur quasi-parfaite sphéricité. Le tableau 2.1 montre les caractéristiques des différentes tailles utilisées ainsi que leur référence. Le diamètre correspond aux données du fabricant alors que la masse volumique et la compacité maximale aléatoire ont été mesurées par nos soins.

Référence	diamètre d (μm)	masse volumique ρ_p ($\pm 2 \text{ kg.m}^{-3}$)	ϕ_{RCP} ($\pm 0.3 \%$)
TS40	41.8 ± 0.9	1050	64.0
TS80	80.7 ± 7.3	1060	63.1
TS140	141.8 ± 3.1	1060	63.5
TS250	228 ± 7	1063	65.7
TS500	583 ± 15	1050	65.4

TABLE 2.1 – Caractéristiques des différentes billes de polystyrène utilisées. La concentration ϕ_{RCP} représente la compacité maximale d’un arrangement aléatoire (*Random close packing*, en anglais).

Afin de déterminer avec précision la masse volumique ainsi que la dispersion des particules, deux méthodes ont été utilisées. Pour la première méthode, une cuve transparente est remplie d’une solution saline stratifiée linéairement en densité, entre 1015 kg.m^{-3} et

1065 kg.m^{-3} sur une hauteur de 40 cm (figure 2.9(a)). Le profil de stratification est mesuré à l'aide d'une sonde conductimétrique préalablement calibrée. Du fait de sa complexité, cette méthode n'est réalisée que pour un échantillon de particules TS140. Une fois la cuve stratifiée prête, un faible volume de particules (*i.e.* $\sim 10 \text{ cm}^3$, deux cuillères à café) est parsemé à la surface du fluide. Par gravité, elles sédimentent sur la hauteur de la colonne jusqu'à atteindre leur position d'équilibre. Après une nuit d'attente, les particules sont stabilisées à une hauteur d'équilibre correspondant à la masse volumique moyenne. La distribution verticale des particules autour de cette hauteur d'équilibre nous fournit la dispersion des particules en masse volumique. La distribution est bien approximée par une fonction gaussienne, légèrement dissymétrique, dont l'écart-type vaut $1.5 \pm 0.5 \text{ kg.m}^{-3}$. Cette dispersion des particules en masse volumique nous permet d'estimer l'erreur commise lors de la préparation de la suspension isodense. Nous obtenons ici une dispersion de l'ordre de $\pm 2 \text{ kg.m}^{-3}$ dont la valeur est reportée dans le tableau 2.1 et supposée constante pour les différents échantillons de particules.

Afin de déterminer la masse volumique de chaque taille de particules, une seconde méthode est effectuée et réalisée à la réception de tout nouveau lot de particules. Cette seconde méthode consiste en plusieurs solutions salées homogènes dont la masse volumique entre deux échantillons consécutifs varie de 1 kg.m^{-3} . Puis, chaque solution est mélangée avec une faible quantité de particules. Après plusieurs minutes d'attente, de la sédimentation ou du crémage peut être observé dans les échantillons (figure 2.9(b)). L'échantillon où ces effets sont les plus faibles nous renseigne sur la masse volumique moyenne des particules. La valeur de masse volumique moyenne obtenue pour l'échantillon TS140 correspond bien à celle obtenue par la première méthode. L'erreur commise avec cette deuxième méthode est inférieure à 1 kg.m^{-3} , en dessous de la dispersion mesurée précédemment de $\pm 2 \text{ kg.m}^{-3}$. La masse volumique moyenne est mesurée systématiquement par cette deuxième méthode (figure 2.9(b)), plus simple à mettre en place, pour tous les échantillons de particules. Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau 2.1.

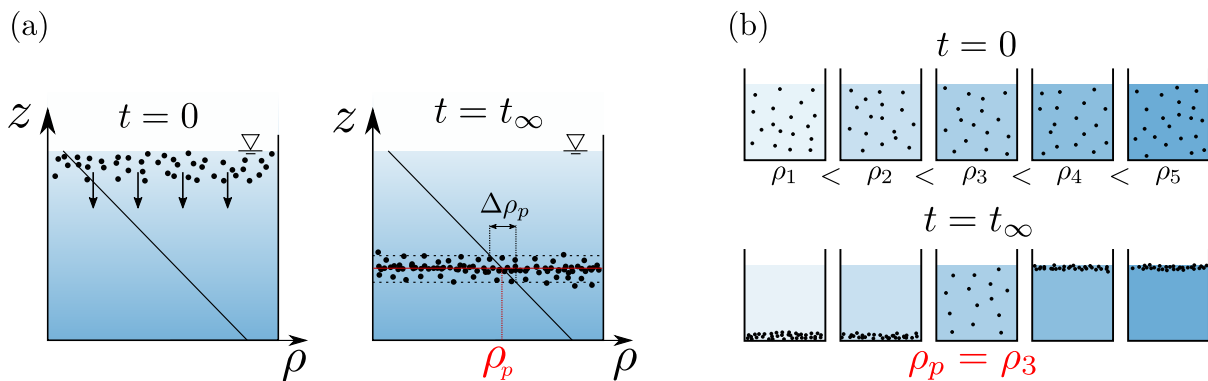


FIGURE 2.9 – Méthodes de mesure de la masse volumique des billes de polystyrène (notée ρ_p) avec un fluide stratifié en densité (a) et avec des solutions salées homogènes (b).

Billes de verre

Les billes de verre de la marque SiLibeads sont commercialisées par Sigmund Lindner GmbH. La principale différence avec les grains de polystyrène est leur masse volumique. En effet, alors que les particules de polystyrène permettent d'avoir de faibles rapports de masse volumique avec le fluide porteur, les particules de verre sont suffisamment lourdes pour permettre des rapports de masse volumique tel que $r > 1$, et plus particulièrement $r \sim 1.5$ d'après (1.23). Le tableau 2.2 récapitule les caractéristiques des différentes particules de verre utilisées. Le diamètre des grains ainsi que la masse volumique correspondent aux données du fabricant alors que la compacité maximale aléatoire a été mesurée par nos soins. Toutefois, la masse volumique des billes de verre a aussi été mesurée afin de confirmer les données fournies par le fabricant. Enfin, il est à préciser que les angles de repos et d'avalanche ont été déterminées pour les particules de verre de diamètre $d = [1.15, 3.15, 3.00]$. Ils ont été trouvés respectivement égales à $\alpha_r = 22.0 \pm 0.5^\circ$ et $\alpha_a = 30.0 \pm 1.0^\circ$, indépendamment de d (en accord avec Lajeunesse et al. (2004)). Les mesures ont été effectuées en regardant les variations de pente le long d'une pile granulaire construite en versant au sommet et lentement des billes.

Diamètre (mm)	Masse volumique (kg.m ⁻³)	ϕ_{RCP} ($\pm 1.3\%$)
0.120 ± 0.030		64.6
0.300 ± 0.100		64.2
0.500 ± 0.100	2500 ± 50	65.1
1.15 ± 0.15		66.3
3.15 ± 0.30		63.8
3.00 ± 0.02	2230 ± 30	65.8

TABLE 2.2 – Caractéristiques des différentes billes de verre utilisées. La concentration ϕ_{RCP} représente la compacité maximale d'un arrangement aléatoire (*Random close packing*, en anglais).

Chapitre 3

Suspension isodense : dynamique macroscopique et rhéologie

Sommaire

3.1	Étude rhéologique préliminaire	42
3.2	Collapse of a neutrally buoyant suspension column : from Newtonian to apparent non-Newtonian flow regimes	45
3.2.1	Introduction	45
3.2.2	Experimental setup	49
3.2.3	Inertial slumping regime and transition	51
3.2.4	Apparent Newtonian viscous regime	53
3.2.5	Apparent non-Newtonian viscous regime	58
3.2.6	Conclusion	64
3.2.7	Summary of the results	67
3.3	Dynamique d'un fluide Newtonien : influence du rapport de forme	68
3.3.1	Régime d'effondrement inertiel	68
3.3.2	Régime visqueux	68

Ce chapitre a pour objectif d'étudier la dynamique macroscopique d'une suspension isodense (*i.e.* $r = 1$ et $St = 0$). Dans la première section, une étude rhéologique est réalisée afin de caractériser les suspensions de manière classique et de permettre un premier constat sur la rhéologie apparente de ce milieu. Puis, la dynamique d'écoulement gravitaire instationnaire d'une suspension isodense est abordée (figure 1.14(a)). La rhéologie du fluide effectif est extraite à partir de la dynamique de propagation du front en fonction des différents paramètres que nous avons fait varier (fraction volumique, viscosité du fluide interstitiel, diamètre des grains et protocole de préparation). Cette seconde section a fait l'objet d'une publication dans la revue scientifique *Journal of Fluid Mechanics* (Bougouin et al., 2017). Enfin, une dernière section est consacrée à l'influence du rapport de forme sur la dynamique d'écoulement dans le cas d'un fluide Newtonien.

3.1 Étude rhéologique préliminaire

Avant de s'intéresser à la dynamique d'écoulement d'une suspension isodense dans une configuration de rupture de barrage, une première étude a été réalisée en utilisant un dispositif de rhéométrie classique (voir section 2.1.2). Pour cela, un rhéomètre équipé d'une géométrie plan-plan striée est utilisée. La contrainte de cisaillement est mesurée sur une gamme du taux de cisaillement comprise entre 10^{-2} s^{-1} à 10^3 s^{-1} . La plage d'étude dépend essentiellement de la viscosité du fluide interstitiel et de la fraction volumique en particules. Le rhéogramme obtenu, i.e. $\tau = f(\dot{\gamma})$, est répété plusieurs fois pour chaque échantillon par deux lentes montées et une lente descente du taux de cisaillement de façon logarithmique. Dans cette étude, la taille des particules d , la viscosité du fluide interstitiel μ_f et la fraction volumique de particules ϕ sont variées. Les suspensions sont préparées en mélangeant le fluide et les grains au sein d'un bécher de 50 mL, sans ajout de tensioactif.

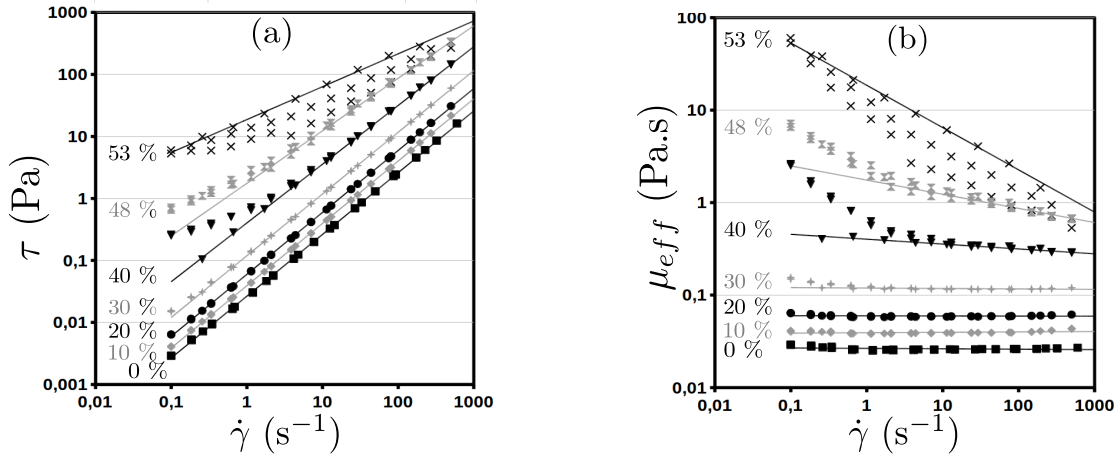


FIGURE 3.1 – Contrainte de cisaillement τ (a) et viscosité effective $\mu_{eff} = \tau/\dot{\gamma}$ (b) en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ pour différentes fractions volumiques de particules ϕ (particules TS140, $\mu_f = 0.026 \text{ Pa.s}$). Les lignes pleines correspondent à l'interpolation du premier rhéogramme par une loi de puissance, i.e. $\tau = K_{eff}\dot{\gamma}^m$ (a) et $\mu_{eff} = K_{eff}\dot{\gamma}^{m-1}$ (b).

La figure 3.1 montre l'évolution de la contrainte de cisaillement τ (a) et de la viscosité effective $\mu_{eff} = \tau/\dot{\gamma}$ (b) en fonction du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ pour des fractions volumiques comprises entre 0 % (i.e. une phase liquide Newtonienne unique) et 53 %. La suspension est composée de particules TS140 et d'un fluide interstitiel de viscosité $\mu_f = 0.026 \text{ Pa.s}$.

Pour l'ensemble des suspensions, nous définissons la contrainte de cisaillement (resp. la viscosité effective) avec une loi de puissance de type $\tau = K_{eff}\dot{\gamma}^m$ (resp. $\mu_{eff} = K_{eff}\dot{\gamma}^{m-1}$), où K_{eff} est la consistance et m est l'exposant (lignes pleines sur la figure 3.1). À faible fraction volumique (i.e. $\phi \leq 0.30$), τ est linéaire avec $\dot{\gamma}$ (figure 3.1(a)) et μ_{eff} est constant (figure 3.1(b)) traduisant un comportement Newtonien, i.e. $K_{eff} = \mu_{eff}$ et $m = 1$. Pour des fractions volumiques modérées (i.e. $0.30 < \phi \leq 0.48$), la loi de puissance fournit une bonne prédiction de l'évolution de la contrainte de cisaillement (resp. de la viscosité effective) en fonction du taux de cisaillement pour $\dot{\gamma} > 1 \text{ s}^{-1}$. En particulier, la consistance K_{eff} croît et l'exposant m décroît avec l'augmentation de ϕ s'apparentant à un comportement

rhéofluidifiant. Il est à noter qu'une décroissance de la pente sur la figure 3.1(a) indique que l'exposant m décroît alors que l'augmentation de la valeur moyenne de μ_{eff} sur la figure 3.1(b) indique une croissance de la constante K_{eff} . À faible taux de cisaillement, la loi de puissance ne donne pas une prédiction satisfaisante et la viscosité effective augmente plus rapidement que le modèle théorique. Cela traduit la présence d'un seuil d'écoulement probablement en lien avec le comportement rhéofluidifiant. Comme mentionné précédemment, les mesures de τ sont effectuées à $\dot{\gamma}$ imposé en réalisant plusieurs rhéogrammes successives, i.e. $\tau = f(\dot{\gamma})$. Chaque rhéogramme correspond à une montée ou descente du taux de cisaillement réparti de façon logarithmique. Pour $\phi = 40\%$, la première rampe du taux de cisaillement est bien prédite par la loi de puissance sur la gamme de taux de cisaillement étudiée alors que les rampes suivantes ne sont plus en accord à faible taux de cisaillement. De ce fait, ce seuil d'écoulement dépend d'un temps caractéristique d'ajustement qui pourrait justifier une restructuration interne de la suspension due à différents processus comme la migration, par exemple, et engendrer une hétérogénéité de l'échantillon. Enfin, pour $\phi > 0.48$, les rhéogrammes obtenus consécutivement pour un même échantillon ne coïncident plus et définir la rhéologie de la suspension n'est plus possible. Pour ce dernier, nous choisissons tout de même, de définir K_{eff} et m sur la montée du taux de cisaillement à partir du premier rhéogramme obtenu. Il peut être noté que ces observations en fonction de ϕ restent valables pour les deux tailles de particules utilisées, i.e. TS40 et TS140, et pour toute viscosité du fluide interstitiel comprise dans la gamme $\mu_f = [10^{-3} : 0.215]$ Pa.s. La seule exception correspond au cas d'une suspension composée de particules TS40 et $\mu_f = 10^{-3}$ Pa.s où un comportement rhéoépaississant ($m > 1$) apparaît.

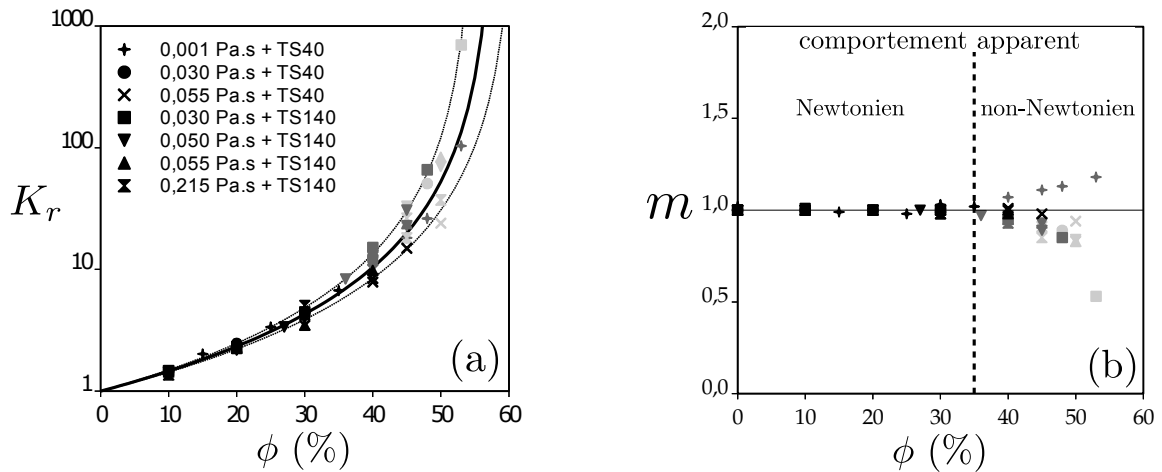


FIGURE 3.2 – Consistance normalisée $K_r = K_{eff}\langle\dot{\gamma}\rangle^{m-1}/\mu_f$ où $\langle\dot{\gamma}\rangle = 1 \text{ s}^{-1}$ est le taux de cisaillement moyen (a) et exposant m (b) en fonction de la fraction volumique en particules ϕ pour différentes suspensions. Les lignes noires (figure 3.2(a)) correspondent à un modèle de type Krieger-Dougherty, i.e. $f(\phi) = (1 - \phi/\phi_m)^{-2}$ avec $\phi_m = 58 \pm 3\%$. Les niveaux de gris correspondent à un comportement Newtonien (symboles noirs), non-Newtonien avec accord des rhéogrammes successifs à grand $\dot{\gamma}$ (symboles gris foncés) et non-Newtonien avec non-concordance des rhéogrammes successifs (symboles gris clairs).

La figure 3.2 montre la consistance normalisée $K_r = K_{eff} \langle \dot{\gamma} \rangle^{m-1} / \mu_f$ avec $\langle \dot{\gamma} \rangle$ le taux de cisaillement moyen défini arbitrairement (a) et l'exposant m (b) en fonction de la fraction volumique ϕ pour l'ensemble des suspensions étudiées. Pour l'ensemble des expériences, le taux de cisaillement moyen est pris égal à $\langle \dot{\gamma} \rangle = 1 \text{ s}^{-1}$. Nous rappelons que cette grandeur est définie arbitrairement et permet essentiellement d'adimensionner la consistance K_{eff} .

La figure 3.2(a) montre que K_r croît avec ϕ et diverge à une fraction volumique donnée ϕ_m . L'évolution est bien décrite par un modèle de type Krieger-Dougherty¹, i.e. $f(\phi) = (1 - \phi/\phi_m)^{-2}$ avec $\phi_m = 58 \pm 3\%$. Cette valeur obtenue est en accord avec la gamme obtenue dans la littérature pour l'estimation de la viscosité effective d'une suspension présentant une rhéologie Newtonienne (Ovarlez et al., 2006; Boyer et al., 2011; Mari et al., 2014).

D'après la figure 3.2(b), l'exposant est constant et vaut $m = 1$ pour $\phi \leq 35\%$. La suspension isodense s'apparente donc à un fluide Newtonien. Au-delà de cette valeur, la suspension présente un comportement apparent non-Newtonien avec une décroissance de l'exposant m quand ϕ augmente, et plus spécifiquement, traduisant un comportement rhéofluidifiant en accord avec des études antérieures (Bonnoit, 2009; Mueller et al., 2010). On peut noter le cas particulier d'une suspension composée de particules *TS40* et $\mu_f = 10^{-3} \text{ Pa.s}$ présentant un comportement rhéoépaississant, i.e. $m > 1$, rappelant brièvement le cas de la fécule de maïs (Fall et al., 2008; White et al., 2010; Fall et al., 2012).

Après avoir réalisé cette première caractérisation à l'aide d'un dispositif de rhéométrie classique, nous nous intéressons, dans la suite, à la dynamique d'effondrement d'une colonne de suspension isodense dans l'air. Comme précédemment, l'influence du diamètre des grains d , de la fraction volumique ϕ et de la viscosité du fluide interstitiel μ_f sont regardées. En plus, l'effet du protocole expérimental de préparation de la suspension est abordé. La gamme des paramètres de cette étude (zone rose) est représentée dans le plan $(\phi, \hat{\mu}_f)$ (figure 3.3).

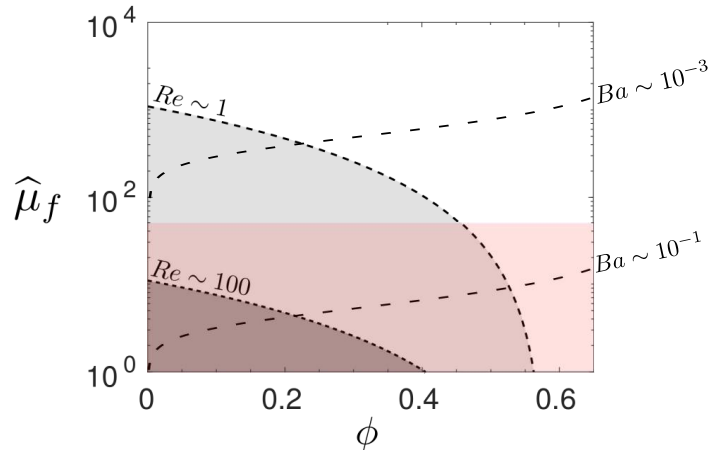


FIGURE 3.3 – Diagramme $(\phi, \hat{\mu}_f)$, avec $\hat{\mu}_f = \mu_f / \mu_w$ et μ_w la viscosité de l'eau, où la zone rose représente la gamme des paramètres de l'étude de la section 3.2 et les lignes en tirets sont les iso-Reynolds et les iso-Bagnold. Ces nombres adimensionnels seront définis dans la section 3.2.2.

1. Avec cette définition telle que $\mu_{eff} \sim \phi^{-2}$, le modèle peut aussi être attribué à Maron & Pierce (1956).

3.2 Collapse of a neutrally buoyant suspension column : from Newtonian to apparent non-Newtonian flow regimes

Abstract

Experiments on the collapse of non-colloidal and neutrally buoyant particles suspended in a Newtonian fluid column are presented, in which the initial volume fraction of the suspension ϕ , the viscosity of the interstitial fluid μ_f , the diameter of the particles d and the mixing protocol, i.e. the initial preparation of the suspension, are varied. The temporal evolution of the slumping current highlights two main regimes : (i) an inertial-dominated regime followed by (ii) a viscous-dominated regime. The inertial regime is characterized by a constant-speed slumping which is shown to scale as in the case of a classical inertial dam-break. The viscous-dominated regime is observed as a decreasing-speed phase of the front evolution. Lubrication models for Newtonian and power-law fluids describe most of situations encountered in this regime, which strongly depends on the suspension parameters. The temporal evolution of the propagating front is used to extract the rheological parameters of the fluid models. At the early stages of the viscous-dominated regime, a constant effective shear viscosity, referred to as an apparent Newtonian viscous regime, is found to depend only on ϕ and μ_f for each mixing protocol. The obtained values are shown to be well fitted by the Krieger-Dougherty model whose parameters involved, say a critical volume fraction ϕ_m and the exponent of divergence, depend on the mixing protocol, i.e. the microscale interaction between particles. On a longer time scale which depends on ϕ , the front evolution is shown to slightly deviate from the apparent Newtonian model. In this apparent non-Newtonian viscous regime, the power law model, indicating both shear-thinning and shear-thickening behaviours, is shown to be more appropriate to describe the front evolution. The present experiments indicate that the mixing protocol plays a crucial role in the selection of a shear-thinning or shear-thickening type of collapse, while the particle diameter d and volume fraction ϕ play a significant role in the shear-thickening case. In all cases, the normalized effective consistency of the power-law fluid model is found to be a unique function of ϕ . Finally, an apparent viscoplastic regime, characterized by a finite length spreading reached at finite time, is observed at high ϕ . This regime is mostly observed for volume fractions larger than ϕ_m and up to a volume fraction ϕ_M close to the random close packing fraction at which the initial column remains undeformed on opening the gate.

3.2.1 Introduction

The unsteady dynamics of a free surface system driven only by gravity force is encountered in many geophysical applications, such as avalanches, debris flows, lava flows, mudflows, etc. In order to predict the dynamics of these natural flows, several simple configurations have been extensively studied using laboratory experiments, numerical simulations and theoretical descriptions. One of these configurations is the slumping on a horizontal (or inclined) plane of a fluid initially at rest in a reservoir (see figure 4.1) like a Newtonian fluid (Hoult, 1972;

Huppert, 1982a; Stansby et al., 1998), a non-Newtonian fluid (Piau & Debiane, 2005; Matson & Hogg, 2007; Balmforth et al., 2007) or even a granular material (Lajeunesse et al., 2005; Lube et al., 2005).

This configuration can be somewhat related to the case of a gravity current, or even to a turbidity current, where the gravity-driven flow is induced by a difference of density between the current and the surrounding fluid (Benjamin, 1968; Hoult, 1972; Huppert & Simpson, 1980; Huppert, 1982a; Rottman & Simpson, 1983; Meiburg & Kneller, 2010). Whatever the influence of the surrounding fluid is, it is now admitted that the dynamics of such gravity-driven flows are characterized by different regimes, most of which are well predicted by shallow layer / lubrication models. In particular, self-similar solutions can be found depending on the dominant forces in the considered regime. It should be noted that this description disregards the vertical flow which is only dominant at the initial stages of the slumping depending on the initial height of the reservoir.

First, a so-called inertial slumping phase is dominated by inertial effects during which the front velocity remains constant. This regime is similar to the case of a semi-infinite reservoir dam-break problem for which a theoretical prediction of the front evolution was proposed by Ritter (1892). In this case, dissipation induced by both the boundary layer close to the solid bottom and the bulk turbulence is neglected. The obtained height profile and front position are respectively

$$h = \frac{1}{9g} \left(2\sqrt{gH} - \frac{x}{t} \right)^2, \quad x_f = 2\sqrt{gH}t, \quad (3.1)$$

where H is the initial height of the column and g is the gravitational acceleration. Many studies show that this law is hardly reached due to bottom shear dissipation, which becomes significant in regions where the depth of the current becomes small, particularly close to the front (see Dressler, 1952; Hogg & Woods, 2001; Hogg & Pritchard, 2004, for instance). In this case, the front velocity is shown to remain constant but with a smaller value than Ritter's prediction. For instance, laboratory experiments (Dressler, 1954; Leal et al., 2006; Roche et al., 2008) and numerical simulations (Bonometti et al., 2008) predict a front velocity that lies in the interval $[\sqrt{gH}, 2\sqrt{gH}]$, probably depending on the bottom boundary condition. A second inertial regime can be obtained for gravity currents when considering the finite size of the initial reservoir (Hoult, 1972; Huppert & Simpson, 1980). However, in the case of a dam-break flow, i.e. when the surrounding fluid does not influence the dynamics, the front velocity obtained by Ritter (1892) has been shown to be unaffected by the initial finite length (Hogg, 2006).

The final regime is a viscous regime, which is characterized by a balance between gravity and viscous forces. In this case, the solution depends on the rheology of the considered fluid. A self-similar solution can be explicitly derived from lubrication theory in the case of a power-law fluid, for which the shear stress can be written as $\tau = K\dot{\gamma}^m$, where $\dot{\gamma}$ is the shear rate and K and m are the consistency and the index of the fluid respectively (Gratton et al., 1999; Piau & Debiane, 2005; Di Federico et al., 2006). In particular, the front position is found to be of the form $x_f \sim t^{m/(2m+3)}$, as will be recalled in §§ 3.2.4 and 3.2.5. It can be noted that the Newtonian viscous regime is found for $m = 1$, with $x_f \sim t^{1/5}$ (Huppert, 1982a). In order to account for the presence of a yield stress observed in some complex fluids, the

case of Herschel-Bulkley has also been considered in a few studies (Matson & Hogg, 2007; Balmforth et al., 2007). However, in this case, the yield stress makes the derivation of a general solution for the evolution of the front position and the height profile more difficult.

In many geophysical applications, the flowing material is a complex combination of different phases which are either fluid or solid. Depending on the considered system, the behaviour of this complex material can then highlight non-Newtonian features such as the ones mentioned above. As often used to highlight the behaviour of such complex materials, the most simple situation of a multiphase system is probably a non-colloidal and neutrally buoyant solid suspension in a Newtonian fluid.

A well-known feature of a neutrally buoyant suspension is the increase of the shear effective viscosity of the material with the volume fraction of the solid phase ϕ , as explicitly derived by Einstein (1906) and Batchelor & Green (1972) in the case of a relatively small ϕ . This evolution of the effective viscosity can be attributed to the small-scale interactions between the two phases, which can actually lead to a non-Newtonian behaviour due to the local distribution of the particles in the suspension (Batchelor & Green, 1972). These asymptotic models for the effective viscosity at small ϕ were accurate up to a volume fraction of the order of 10% (Stickel & Powell, 2005). Only semi-empirical or phenomenological models have been proposed so far to predict the effective viscosity at larger volume fractions. For instance, the Krieger-Dougherty model (Krieger & Dougherty, 1959) is one of the most popular and is defined as

$$\mu_{eff} = \mu_f \left(1 - \frac{\phi}{\phi_m}\right)^{-\alpha\phi_m}, \quad (3.2)$$

where ϕ_m denotes a maximum volume fraction of the solid phase above which the suspension should be jammed. It can be noted that $\alpha = 2.5$ is consistent with Einstein's model at small ϕ . However, even if this value of α can be found in the literature (Ovarlez et al., 2006; Huang & Bonn, 2007), a value of $\alpha\phi_m = 2$ is more widely used to describe experimental results (Ovarlez et al., 2006; Mueller et al., 2010; Boyer et al., 2011; Ancey et al., 2013a; Dbouk et al., 2013; Espín & Kumar, 2014a,b). The physical origin of this exponent is therefore still not clear. Moreover, the jamming fraction ϕ_m is still under debate in the scientific community, and its value strongly depends on the experimental protocol even when similar materials are used.

The reason for this discrepancy in the evaluation of ϕ_m is often attributed to the small-range interactions between solid particles (Mari et al., 2014; Gallier et al., 2014). For instance, the solid friction between solid materials, local roughness or air bubbles trapped at the surface of the particles could influence these small-range interactions. However, even if difficult to define, the jamming fraction is usually found in a range of volume fraction $\phi_m \sim 60 \pm 8\%$ (Krieger & Dougherty, 1959; Nsom, 2000; Ovarlez et al., 2006; Huang & Bonn, 2007; Bonnoit et al., 2010a; Mueller et al., 2010; Boyer et al., 2011; Dbouk et al., 2013; Mari et al., 2014).

Beyond the ϕ dependence of the effective viscosity, neutrally buoyant suspensions have been shown to highlight non-Newtonian behaviour such as shear-thickening/-thinning, yield stress, normal stress differences, etc. in many configurations (Gadala-Maria & Acrivos, 1980; Leighton & Acrivos, 1987; Lyon & Leal, 1998; Snabre & Pouligny, 2008; Fall et al., 2009, 2010; Ancey et al., 2013a; Andreini et al., 2013; Espín & Kumar, 2014a). Even if the origin

of these mechanisms is not always obvious, it is clear that migration processes of the solid phase can play a significant role in the apparent behaviour of the suspension at the scale of the considered system, as the material becomes heterogeneous. Migration is generally attributed to a velocity gradient within the suspension or collisions at high volume fraction leading to a particle flux from high to low shear rates (Lhuillier, 2009). In fact, any force applied to the particles that induces a modification of the local volume fraction can lead to this migration, inducing apparent non-Newtonian behaviour (Huang et al., 2005; Ovarlez et al., 2006; Fall et al., 2009; Andreini et al., 2013). The role of the migration of particles within the suspension would then be to modify the local volume fraction, the apparent fluid becoming non homogeneous and highlighting an apparent non-Newtonian behaviour at the scale of the studied system.

Beyond this migration process or local heterogeneities, apparent non-Newtonian behaviour could be also discussed in terms of a transition based on the local dynamics of the particles within the suspension (Bagnold, 1954; Fall et al., 2010; Trulsson et al., 2012). For a given volume fraction ϕ , this transition delimits a viscous Newtonian regime, characterized by a constant effective viscosity, from a Bagnold type regime, for which the shear stress to shear rate relationship becomes quadratic, depending on the relative influence of the viscous dissipation at the scale of the particle and its inertia (Fall et al., 2010). This transition is usually found to be a function of the local shear rate $\dot{\gamma}$ and the volume fraction ϕ through the Bagnold number Ba (Bagnold, 1954). This dimensionless number is defined as $Ba = f(\phi)Re_p$, where $f(\phi)$ is a ϕ -dependent function equal to $f(\phi) = [(0.74/\phi)^{1/3} - 1]^{-1/2}$ (Bagnold, 1954), even if other expressions can be also found in the literature (Fall et al., 2010; Trulsson et al., 2012), and $Re_p = \rho d^2 \dot{\gamma} / \mu_f$ is the particle Reynolds number. However, the transition from viscous to particle-inertial regimes is still unclear and the Bagnold number can be found in the range $Ba \sim 10^{-2} - 10^3$ in the literature, and some of these observations are still debated (Hunt et al., 2002). In any case, the micro-scale dynamics, i.e. the dynamics at the scale of the particle, plays a significant role in the dynamics of neutrally buoyant suspensions, which could therefore strongly alter the dynamics of unsteady flows.

In the present study, the dam-break of a neutrally buoyant suspension over a horizontal bottom in a rectangular geometry is considered. Gravity-driven flows of a non-colloidal and neutrally buoyant suspension have been investigated in some studies (see Nsom, 2000; Ward et al., 2009; Bonnoit et al., 2010a; Ancey et al., 2013a,b; Andreini et al., 2013, for instance). Nevertheless, the study of the suspension flow on an inclined plane, with specific attention paid to the steady state, is more often considered and, to the best of our knowledge, only one article has considered the unsteady dynamics of slumping on a horizontal plane (Nsom, 2000). Here, the focus is made on the description of the flow dynamics and the extraction of rheological behaviour, either Newtonian or non-Newtonian, at the scale of the current through the time evolution of the front position. It should be noted that a similar procedure was used by Castruccio et al. (2010) in the case of suspensions of cubic crystals in various viscous liquids. In view of the previous studies on the dynamics of a slumping fluid and the rheology of a neutrally buoyant suspension, the key questions to be addressed in the following paper are as follows. (i) Are the different regimes observed in previous studies for the case of a single-phase Newtonian fluid slumping over a horizontal bottom still observed in the case of a neutrally buoyant suspension? (ii) Are the models of effective shear viscosity

pertinent according to the self-similar viscous solution of a slumping current? (iii) How do apparent non-Newtonian behaviours manifest themselves on the dynamics of the current?

This paper is organized as follows. In § 4.2.1, we present the experimental setup. Then, we show results obtained in the constant-speed inertial regime (§ 3.2.3) and in the viscous Newtonian regime (§ 3.2.4). Finally, in § 3.2.5, we present some apparent non-Newtonian behaviours (shear-thinning, shear-thickening, yielding) observed in our experiments on a longer time scale in the viscous-dominated regime.

3.2.2 Experimental setup

Dam-break apparatus

In this study, experiments are conducted in a horizontal transparent channel of rectangular cross-section. The channel is 2m long, 0.35m high and 0.20m wide along the streamwise x , vertical y and spanwise z coordinates respectively (see figure 4.1(a)). On one side of the channel, $x = 0$, a finite volume reservoir is delimited by a sluice gate positioned at $x = L = 10$ cm. In this study, the initial height of fluid H in the reservoir is set constant, $H = 10$ cm. The aspect ratio of the initial column is then $a = H/L = 1$. At time $t = 0$, the manual sluice gate is removed in approximately 0.1 s and the fluid is released. The height profile $h(x,t)$ is extracted from image analysis using a classical shadowgraphy method. For this purpose, the 2D flow in the (x,y) plane is recorded using two sCMOS Lavigation 2560×2160 pixel cameras and a backlight source on the opposite side of the channel. The acquisition rate of the cameras is varied from 10 Hz to 200 Hz depending on the time scale of the slumping dynamics. The obtained resolution is approximately $500 \mu\text{m}.\text{pix}^{-1}$, allowing heights down to 1 mm to be captured. The extraction process is performed using a Matlab routine.

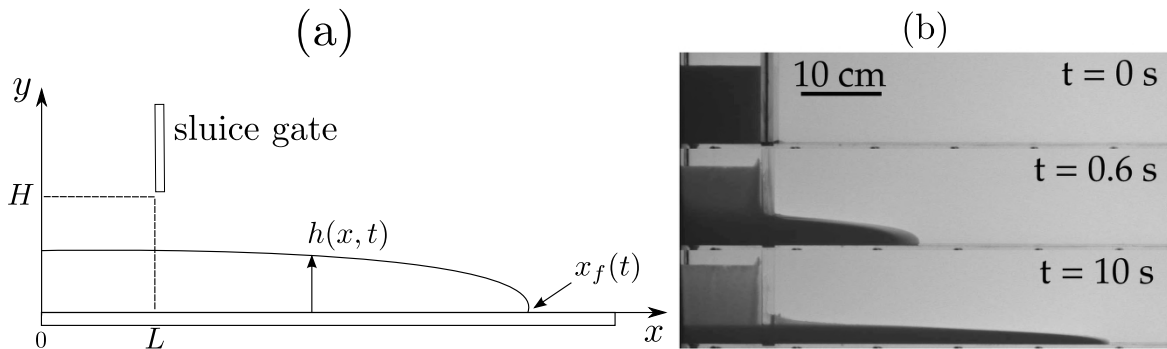


FIGURE 3.4 – (a) Sketch of the experimental apparatus. (b) Snapshots of the slumping current for $\mu_f = 0.049$ Pa.s, $\phi = 51.3$ %, particles TS140 and protocol *I*, at different times.

Neutrally buoyant suspension

For all experiments, a mixture of water and Ucon oil 75H90000 (a viscous Newtonian fluid soluble in water) is used as the Newtonian interstitial fluid of viscosity μ_f and density ρ . The relative concentration of Ucon oil and water is characterized by the mass fraction

$c_m = m_o/(m_o + m_w)$, with m_o and m_w the mass of oil and water respectively. The mass fraction c_m is varied from 0 % (pure water) to 73.2 %, which corresponds to a variation of viscosity in the range $\mu_f = [10^{-3}, 10]$ Pa.s. Sodium chloride (NaCl) is added to the fluid mixture to match the suspended particles density. The density of the interstitial fluid is measured by a DMA 35 Anton Paar electronic densimeter with an accuracy of $\pm 0.5 \text{ kg.m}^{-3}$. Finally, the viscosity is measured using a cone-plate geometry in a Haake Mars III rheometer with an accuracy of less than 5 %.

The particles used are monodisperse spherical polystyrene beads manufactured by Microbeads AS. Particles of diameter $d = 41.8 \pm 0.9 \text{ }\mu\text{m}$, $d = 80.7 \pm 7.3 \text{ }\mu\text{m}$, $d = 141.8 \pm 3.1 \text{ }\mu\text{m}$ and $d = 228 \pm 7 \text{ }\mu\text{m}$, referred to as TS40, TS80, TS140 and TS250 respectively in the following, are used. In order to measure particle mean densities and dispersion, a sample of particles is poured into a tank filled with linearly density stratified salty water. The initial concentration of particles is lower than 0.5 % during the slow settling of the particles in the stratified fluid to prevent any collective effects. Once the particles are at rest, their mean height level in the tank gives the mean density while their vertical spreading indicates the dispersion in density. The obtained mean density is double-checked using several samples of fluid of constant density, whose density ranges from 1045 kg.m^{-3} to 1065 kg.m^{-3} with a difference of 1 kg.m^{-3} . After several hours, the sample with particles remaining in the bulk, not settling or creaming, indicates the density of particles. The obtained densities are 1050 kg.m^{-3} , 1060 kg.m^{-3} , 1060 kg.m^{-3} and 1063 kg.m^{-3} for TS40, TS80, TS140 and TS250 respectively, with a dispersion of $\pm 2 \text{ kg.m}^{-3}$. The overall error in density matching between the particles and the interstitial fluid can only be attributed to the particle density dispersion and is therefore of the order of $\pm 2 \text{ kg.m}^{-3}$. It should be noted that to confirm the results discussed in the following, several experiments were performed with density mismatch from -10 kg.m^{-3} to $+10 \text{ kg.m}^{-3}$, i.e. well above the density uncertainty, to exclude any density effects from the physical analysis (not shown here). The volume fraction ϕ of the suspension is the same as the measured mass fraction ϕ_{weight} as the suspension is density matched. The volume fraction ϕ is then simply obtained from the mass of dry particles m_p and the total mass m_t as $\phi = \phi_{weight} = m_p/m_t$.

Two different procedures are used to prepare the suspension, which will be referred to in the following as protocol *I* and protocol *II*. In protocol *I*, particles are mixed with the interstitial fluid, while in protocol *II*, Triton X-100 is added to the solution to prevent particle aggregation from air entrainment trapped at the particle surface. The concentration of Triton X-100 varies with the total apparent surface of solid particles in the suspension, i.e. the critical micelle concentration (CMC), which depends on the size and volume fraction of particles. Here, 0.5mL of Triton X-100 is used for an equivalent solid surface of 90 m^2 . In both protocols, the suspension is stirred for several hours (up to 24 hours). It should be noted that, as for uncertainties in density mismatch, several experiments have been performed with different concentrations of Triton X-100 to exclude any misinterpretation due to any influence of this solvent (not shown here).

An example of a typical suspension slumping in the channel is shown at three different times in figure 4.1(b). Movies are also available online at <https://doi.org/10.1017/jfm.2017.421>. The different regimes observed in the dynamics of such a current are discussed in the following.

Dimensionless parameters

Different dimensionless numbers can be defined for this configuration. In this section, we discuss the order of magnitude of these different numbers to anticipate their relative influence on the dynamics. Beyond the initial length scales which are $H = 10$ cm and $L = 10$ cm for the height and horizontal length respectively, the characteristic height h and length l of the current during a typical experiment are also used and are estimated to be of the order of $h \sim H/10 = 1$ cm and $l \sim 1$ m in our experiments. The aspect ratio of the current thus satisfies $h/l \sim 0.1$.

At the scale of the current, the Reynolds number $Re = \rho U h / \mu$, with $U = \sqrt{gh}$ the velocity scale, is in the range $Re = [10^{-1}, 10^3]$ in our study. The dynamic viscosity μ is chosen as $\mu = \mu_f$ for Newtonian single-phase currents and $\mu = \mu_{eff}$ for the suspension currents. The value of μ_{eff} can be estimated from available data in the literature or *a posteriori* in the present study. This large Reynolds number range allows us to study inertial and viscous macroscopic dynamics, at least for small to moderate μ_f and ϕ . The Bond number, based on the initial height H , and defined as $Bo = \rho g H^2 / \sigma$, with σ the surface tension, is found to be $Bo \sim 10^3 \gg 1$, which suggests that capillarity effects are negligible on the initial column. It should be noted that to confirm that capillarity does not influence the dynamics of the current in the viscous-dominated regime, the capillarity number which compares viscous effects with surface tension at the front scale $Ca = U_v \mu / \sigma$, with $U_v = \rho g h^2 / \mu$, can be estimated as $Ca \sim 10$, i.e. larger than 1.

At the scale of the particle, the Peclet number $Pe = 6\pi\mu a^3 \dot{\gamma} / kT$ is found to satisfy $Pe \gg 1$, leading to no influence of Brownian motion. Moreover, the particle Reynolds number $Re_p = \rho d^2 \dot{\gamma} / \mu_f$ is found to be in the range of $Re_p = [10^{-3}, 1]$. According to Stickel & Powell (2005), Re_p can not be neglected and could play a significant role in the transition from viscous to particle-inertia regimes according to the Bagnold transition mentioned in § 4.1. This transition is usually defined as a function of $f(\phi)Re_p$, where different functions $f(\phi)$ are found in the literature. It should be noted that $f(\phi) = \lambda^{1/2} = [(0.74/\phi)^{1/3} - 1]^{-1/2}$ leads to the well-known Bagnold number $Ba = \lambda^{1/2} Re_p$. In our case, the Bagnold number is in the range of $Ba = [10^{-3}, 10]$, which suggests a possible transition between these regimes.

3.2.3 Inertial slumping regime and transition

The collapse of a Newtonian fluid column can exhibit an inertial constant-speed slumping phase at the first stages of the propagation, at least when the fluid viscosity is small enough. Here, we define the inertial dimensionless variables as

$$h^I = \frac{h}{H}, \quad x^I = \frac{x - L}{H}, \quad t^I = \frac{\sqrt{gH}}{H} t \quad (3.3)$$

Figure 3.5 shows the front position x_f^I as a function of t^I for $\phi = 0$ and $\mu_f = [10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}, 1]$ Pa.s (a) and for $\mu_f = 10^{-3}$ Pa.s and $\phi \in [0, 0.548]$ (b). It should be noted that figure 3.5(a) corresponds to the Newtonian single-phase fluids. It can be observed that the single-phase fluids (a) and suspensions (b) highlight a similar trend. In particular, the constant-velocity phase corresponding to the inertial slumping regime is obtained in both configurations after

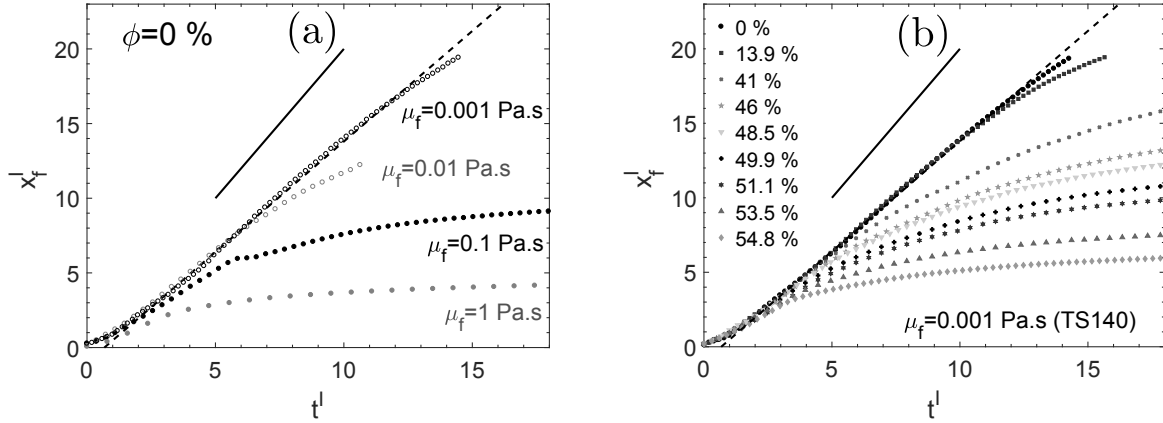


FIGURE 3.5 – Evolution of the front position x_f^I as function of time t^I in inertial dimensionless form (3.3) for Newtonian single-phase fluids with various values of μ_f (a) and suspensions with various values of ϕ (b). The suspensions are composed of particles TS140 and $\mu_f = 10^{-3}$ Pa.s using protocol *I*. The solid line (—) is Ritter’s solution ($x_f^I = 2t^I$) and the dashed line (- -) is the best fit ($x_f^I = 1.5t^I$).

an acceleration phase which ends at around $t^I \approx 2$. It should be noted that this acceleration phase corresponds to a conversion from the initial potential energy to the horizontal kinetic energy, involving vertical acceleration, as mentioned in § 4.1. The acceleration phase is not discussed in the following. It should be noted also that the inertial slumping regime is observed in our set of experiments only for $Re \gtrsim 1$. Otherwise, the currents evolve from the acceleration towards the viscous-dominated regime. In the inertial slumping regime, i.e. $t^I > 2$, the obtained constant front velocity is in accordance with Ritter’s prediction, $2\sqrt{gH}$ (see (3.1)), i.e. $x_f^I = 2t^I$ in dimensionless form (solid line in figure 3.5). As shown in figure 3.5, Ritter’s solution slightly overestimates the front velocity obtained in the experiments and a better approximation is shown here to be $1.5\sqrt{gH}$, i.e. $x_f^I = 1.5t^I$ (dashed line in figure 3.5). As discussed in § 4.1, this difference between the theoretical prediction and the experiments is in agreement with results obtained in the literature (Dressler, 1954; Leal et al., 2006; Roche et al., 2008), in which the discrepancy was attributed to the basal drag close to the bottom plane that is not taken into account in the theoretical prediction. In particular, the dissipation is usually found to be dominant close to the front. In order to estimate the length on which most of the dissipation occurs, Hogg & Pritchard (2004) showed that friction is significant when $\xi = x_f - x \lesssim (C_D g^2 H t^4)^{1/3}$, where C_D is the drag coefficient and H is the initial height. The drag coefficient can be defined as $C_D = 0.025 Re_H^{-0.2}$, where the Reynolds number is defined as $Re_H = \rho\sqrt{gH^3}/\mu$ (Hager, 1988). In our case, this estimation gives that ξ is approximately 15 % of the length x_f on the time scale of the constant-speed inertial regime.

After the slumping phase, the front velocity decreases. This indicates the transition from the inertial regime towards a viscous-dominated regime. We define the transition time τ_t as the time at which the front position deviates from the best fit solution $x_f^I = 1.5t^I$ (dashed line on the figure 3.5), suggesting the end of the inertial slumping regime.

From figure 3.5(a), one can therefore extract a transition time referred to as τ_t^f which only depends on μ_f at $\phi = 0$. This transition time τ_t^f is shown as a function of μ_f in figure 3.6(a). It should be noted that for $\mu_f > 1$ Pa.s, no inertial slumping is observed and the dynamics of the front is only controlled by viscous effects after the acceleration phase. The transition time τ_t^f thus falls down to zero in this case. The evolution of the transition time τ_t^f as a function of the viscosity μ_f can be estimated by equalizing the spreading laws obtained in both the inertial and viscous regimes (Amy et al., 2005). In the inertial regime, the front position was found to follow the law $x_f = 1.5(gH)^{1/2}t$, while the front position can be defined as $x_f = \eta_n(\rho g(HL)^3 t / 3\mu_f)^{1/5}$ in the viscous regime, from the self-similar solution recalled in § 4.1. Considering that these solutions merge at τ_t^f , this leads to $\tau_t^f = 0.227\mu_f^{-1/4}$. (It should be noted that the constants obtained from fitting analysis in this section are dimensional. Their dimension is not reported for the sake of simplicity as it can be easily obtained.) As shown in figure 3.6, this solution is in very good agreement with the experimental data, accounting for a slight offset such as $\tau_t^f = 0.227\mu_f^{-1/4} - 0.1$ (see the solid line in figure 3.6(a)).

From figure 3.5(b), a transition time τ_t^s can be obtained as a function of ϕ at $\mu_f = 10^{-3}$ Pa.s. In figure 3.6(b), τ_t^s is plotted as a function of ϕ , and it is shown to decrease linearly with ϕ , as $\tau_t^s = -1.7\phi + 1.19$ (solid line in figure 3.6(b)). One can then define the effective viscosity of the suspension μ_{eff} as the fluid viscosity that allows the two transition times τ_t^f and τ_t^s to be balanced. In other words, μ_{eff} is such that $\tau_t^f = \tau_t^s$, i.e. $0.227\mu_{eff}^{-1/4} - 0.1 = \tau_t^s$. The obtained results for μ_{eff} are plotted as a function of ϕ in figure 3.6(c). In this figure, the symbols correspond to $\mu_{eff} = ((\tau_t^s + 0.1)/0.227)^{-4}$, where the actual measure of τ_t^s is used, while the solid line is the solution of $0.227\mu_{eff}^{-1/4} - 0.1 = -1.7\phi + 1.19$. The obtained scaling is in good agreement with the data and the associated effective viscosity resembles the Krieger-Dougherty model (3.2), as it can be rewritten as $\mu_{eff} = \beta(1 - \phi/\phi_m)^{-\alpha\phi_m}$, with $\phi_m \sim 76$ %, $\alpha \sim 5.3$ and $\beta = 0.96 \times 10^{-3}$ Pa.s (solid line in figure 3.6(c)). Given the gross estimation of μ_{eff} , through the determination of transition times, the obtained values are surprisingly of the expected order of magnitude. In particular, it should be noted that the value of $\beta = 0.96 \times 10^{-3}$ Pa.s, which results from measurements and scaling law fittings, should represent the fluid viscosity at $\phi = 0$ for this solution. Indeed, this is in good agreement with the interstitial fluid used for the suspension case, i.e. water with a viscosity of 10^{-3} Pa.s.

3.2.4 Apparent Newtonian viscous regime

In this section, we focus on the viscous regime. After the transition τ_t mentioned in the previous section, the dynamics of the front then evolves toward a viscous regime.

As long as the suspension can be considered as a viscous Newtonian fluid, the effective viscosity μ_{eff} is the pertinent parameter that controls the dynamics of the current in the viscous regime. This assumption is in accordance with the previously obtained effective viscosity from the transition time scales.

In the viscous regime, a more accurate estimation of this effective viscosity can be expected. For this purpose, the self-similar solution for a viscous Newtonian fluid (*i.e.* $m = 1$) and given by Huppert (1982a) is detailed here. In particular, the evolution of the front position and the height profile is obtained as a self-similar solution using lubrication theory, far from

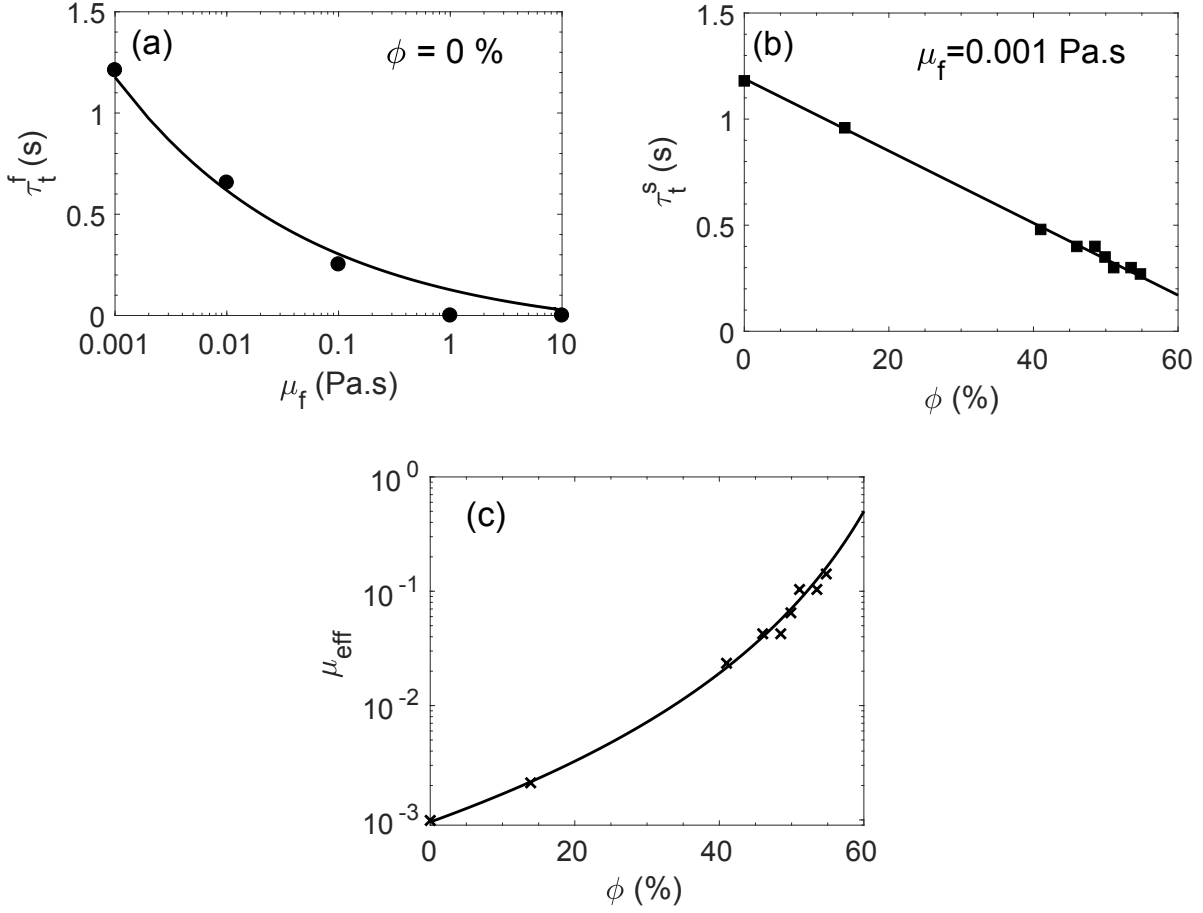


FIGURE 3.6 – (a) The transition time τ_t^f as a function of the viscosity μ_f for Newtonian single-phase currents ($\phi = 0$). The solid line (—) corresponds to the theoretical prediction (see text) with a slight offset, i.e. $\tau_t^f = 0.227\mu_f^{-1/4} - 0.1$. (b) The transition time τ_t^s as a function of the volume fraction ϕ for suspension currents with $\mu_f = 0.001$ Pa.s. The solid line (—) represents the best linear fit, $\tau_t^s = -1.7\phi + 1.19$. (c) The effective viscosity μ_{eff} as a function of the volume fraction ϕ . The crosses correspond to $\mu_{eff} = ((\tau_t^s + 0.1)/0.227)^{-4}$, with τ_t^s corresponding to the experimental estimation (squares in figure 3.6(b)), while the solid line is $\mu_{eff} = \beta(1 - \phi/\phi_m)^{-\alpha\phi_m}$ with $\phi_m \sim 76\%$, $\alpha \sim 5.3$ and $\beta = 0.96 \times 10^{-3}$ Pa.s.

the initial condition, and will be referred to in the following as $x_f^{(s)}$ and $h^{(s)}$. The solution for a two-dimensional planar collapse in the viscous regime reads

$$x_f^{(s)}(t) = \eta_n \left(\frac{\rho g A^3}{3\mu_{eff}} t \right)^{1/5}, \quad (3.4)$$

$$h^{(s)}(x,t) = \eta_n^{2/3} \left(\frac{3A^2\mu_{eff}}{\rho g} \right)^{1/5} t^{-1/5} f(x/x_f^{(s)}), \quad (3.5)$$

where $\eta_n \sim 1.411$ is a constant, $A = HL$ is the area of the slumping material and $f(x/x_f^{(s)}) =$

$(3/10)^{1/3}(1 - (x/x_f^{(s)})^2)^{1/3}$ for a horizontal channel.

In order to estimate μ_{eff} from the experimental measurement of the front position x_f in the viscous regime, we therefore define $X_f = (x_f/\eta_n)^5$, which should be a linear function of t according to (3.4). Then, the effective viscosity is simply determined from the front position as

$$\mu_{eff} = \frac{\rho g A^3}{3} \left(\frac{dX_f}{dt} \right)^{-1}. \quad (3.6)$$

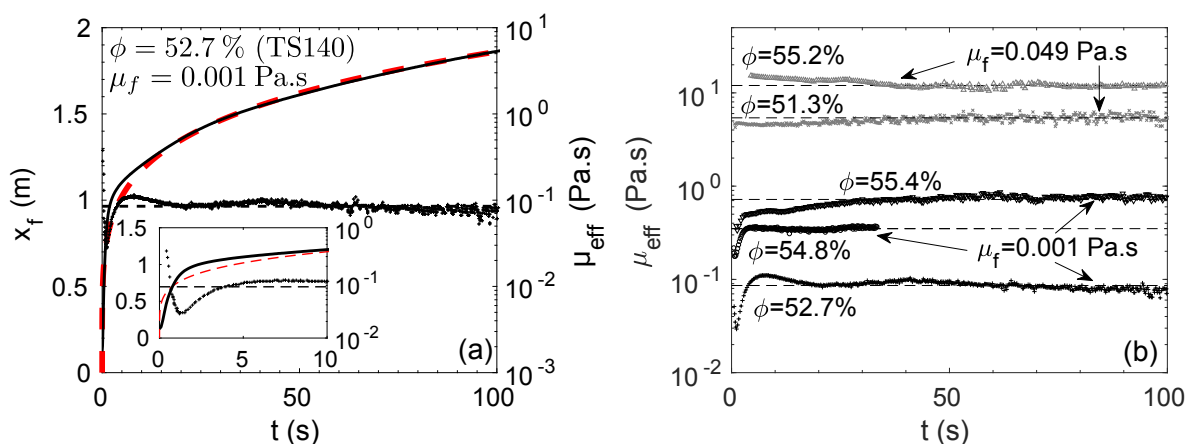


FIGURE 3.7 – (a) The temporal evolution of the front x_f and the effective viscosity μ_{eff} for a suspension composed of particles TS140 and $\mu_f = 0.001$ Pa.s at $\phi = 52.7\%$. The red dashed line is the viscous asymptotic solution (3.4). The inset is a zoom at early stages. (b) The temporal evolution of the effective viscosity μ_{eff} for various suspensions composed of particles TS140 and $\mu_f = 0.001$ Pa.s (black data) and $\mu_f = 0.049$ Pa.s (grey data).

It should be noted that this definition allows us to overcome the problem of time offsets.

The evolution of μ_{eff} obtained from (3.6) together with the corresponding front position x_f is plotted as a function of time t for $\mu_f = 10^{-3}$ Pa.s and $\phi = 52.7\%$ (TS140) in figure 3.7(a). The viscous regime is reached when μ_{eff} becomes constant, i.e. for $t > 20$ s in this case. For $t < 20$ s, the quantity μ_{eff} is not an effective viscosity as it is not constant, and thus model (3.6) is not valid. However, the variation of this quantity gives some qualitative trends in the transient regime prior to the viscous regime. In particular, the front position evolves as $x_f \sim t^\zeta$ with $\zeta > 0$, and therefore $dX_f/dt \sim t^{5\zeta-1}$ and $\mu_{eff} \sim t^{1-5\zeta}$ from (3.6). It should be noted that from this simple scaling, the viscous regime corresponds to $\zeta = 1/5$, i.e. μ_{eff} is constant. At the early stages, μ_{eff} is shown to decrease as a function of time (see the inset of figure 3.7(a)), i.e. $\zeta > 1/5$, in accordance with the acceleration and the inertial slumping regime. As t increases, μ_{eff} is shown to suddenly increase, which implies $\zeta < 1/5$. In particular, one obtains $\zeta \sim 0.12$, which corresponds to a front velocity decreasing faster than during the viscous regime. It can be noted that this regime is neither described by the different self-similar solutions nor reported in the literature. The height profile of the slumping current evolves from the inertial profile toward the viscous self-similar profile,

inducing a strong deceleration of the front. This transient adaptation regime is also observed as an overshoot in the front position evolution in figure 3.8(a). This behaviour is also observed for $\phi = 0$ (not shown here), and is therefore not linked to the presence of particles.

The evolution of μ_{eff} as a function of time for TS140 suspended particles and different values of μ_f and ϕ is shown in figure 3.7(b). Here, the black data and grey data correspond to $\mu_f = 0.001$ Pa.s and $\mu_f = 0.049$ Pa.s respectively. The trend of μ_{eff} is similar to the previous description for $\mu_f = 0.001$ Pa.s. For larger μ_f ($\mu_f = 0.049$ Pa.s here), the viscous regime is rapidly reached, leaving only a very brief, or even non-existent, inertial regime. The dashed lines in figure 3.7(b) show the obtained values of μ_{eff} when a plateau is reached. The obtained value μ_{eff} can then be used to support the model used to describe the front evolution as a function of time (3.4) (red dashed line in figure 3.7(a)).

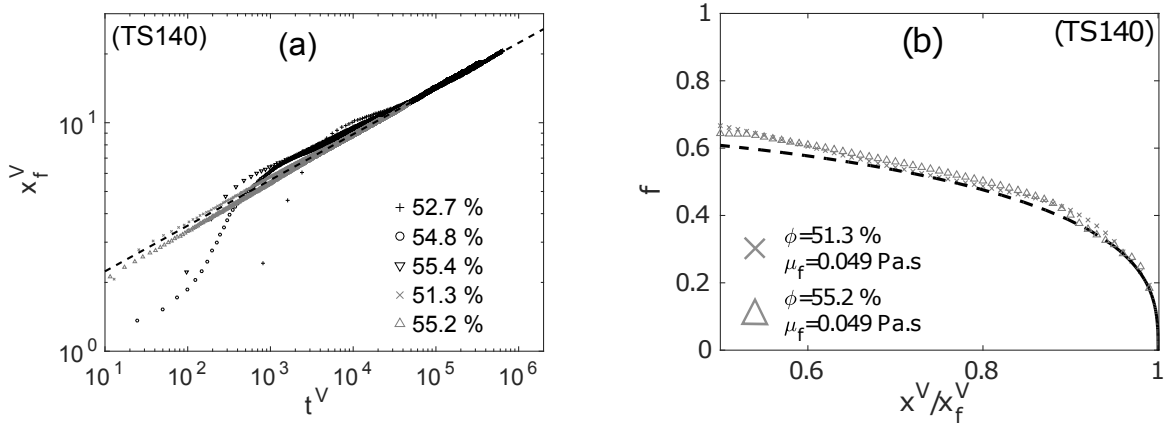


FIGURE 3.8 – (a) The temporal evolution of the front position in viscous dimensionless form (3.7) for the same set of experiments as used in figure 3.7(b). (b) The shape function f as a function of (x^V/x_f^V) for $\mu_f = 0.049$ Pa.s and $\phi = 51.3\%$ (crosses) and $\phi = 55.2\%$ (triangles). The dashed lines in (a) and (b) are the self-similar solution $x_f^{(s)V} = \eta_n(t^V)^{1/5}$ and $f(x/x_f) = (3/10)^{1/3}(1 - (x/x_f)^2)^{1/3}$ respectively.

Following relations (3.4) and (3.5), we can define the following viscous dimensionless variables :

$$h^V = \frac{h}{H}, \quad x^V = \frac{x}{L}, \quad t^V = \frac{\rho g H^3}{3\mu_{eff} L^2} t, \quad (3.7)$$

to obtain the self-similar solution for the dimensionless front position and height profile

$$x_f^{(s)V} = \eta_n(t^V)^{1/5}, \quad h^{(s)V} = \eta_n^{2/3}(t^V)^{-1/5} f(x^V/x_f^{(s)V}). \quad (3.8)$$

Figure 3.8(a) shows the dimensionless front position x_f^V obtained from the experimental data as a function of the dimensionless time t^V for the same set of experiments as used in figure 3.7(b). As t^V increases, the suspension current evolves toward the apparent Newtonian viscous regime, for which the front position x_f^V is nicely described by the asymptotic solution (3.8) represented by the dashed line in figure 3.8(a). Figure 3.8(b) shows the shape function f as a function of (x^V/x_f^V) for $\mu_f = 0.049$ Pa.s and $\phi = 51.3\%$ (crosses) and $\phi = 55.2\%$

(triangles). The symbols correspond to experimental data for which the shape function is determined as $f = h^V x^V \eta_m^{-5/3}$, while the dashed line corresponds to the self-similar solution. The depth profiles shown here are in excellent agreement with the self-similar profile (3.8) at least for $0.5 \leq x^V/x_f^V \leq 1$.

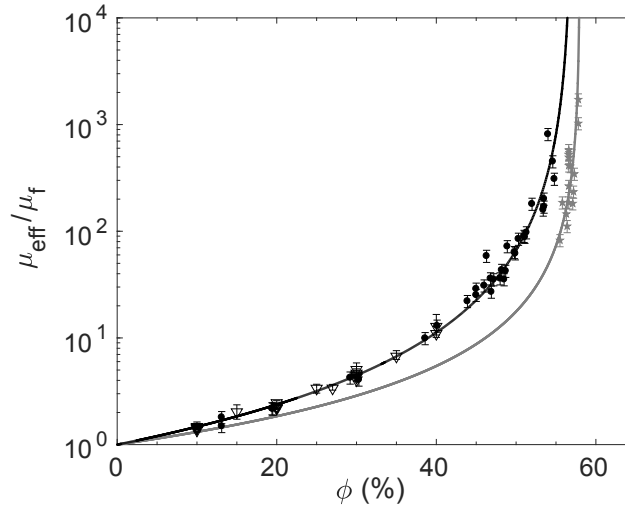


FIGURE 3.9 – The relative viscosity μ_{eff}/μ_f as a function of the volume fraction of particles ϕ . The black circles and grey stars represent the relative viscosity of suspensions using protocol *I* and *II* respectively. For comparison, the triangles represent the relative viscosity of suspensions obtained using the serrated parallel-plate rheometer for protocol *I*. The solid lines represent the Krieger-Dougherty model (3.2) with $\phi_m = 57.0 \pm 1.0\%$ and $\alpha\phi_m = 2$ (black) and $\phi_m = 58.0 \pm 0.5\%$ and $\alpha = 2.5$, i.e. $\alpha\phi_m \sim 1.45 \pm 0.01$ (grey).

From the previous analysis, it has been shown that the effective viscosity of the suspension can be determined from the dynamics of the front position (figure 3.7(a)). It is thus possible to access the rheology of the suspension as a function of μ_f and ϕ for all suspensions used in the present study, as long as they enter an apparent Newtonian viscous regime. In figure 3.9, the relative viscosity μ_{eff}/μ_f of the suspensions is plotted as a function of ϕ for all experiments. In this figure, dark (respectively grey) symbols correspond to the experimental protocol *I* (respectively *II*). Uncertainties are shown with the error bars on these symbols, which are discussed in the Appendix. Empty symbols represent measurements performed with a Haake Mars III rheometer using a serrated parallel-plate geometry.

Only suspensions composed of particles TS40 and TS140 and prepared with protocol *I* have been used for rheometer measurements. In this case, the viscosity is obtained as the ratio of a measured shear stress to the shear rate imposed by the rheometer device. A ramp of increasing shear rate from 0.01 s^{-1} to 100 s^{-1} is covered, with a gap between the two serrated plates of 2 mm, i.e. large compared with the particle size. For a volume fraction $\phi \lesssim 35\%$, the viscosity is well characterized. Above this volume fraction, the determination of the suspension rheology was more difficult and was not found to be reliable.

In figure 3.9, we can first notice that the effective viscosity increases with ϕ in all cases and is well fitted by a Krieger-Dougherty model (3.2) (see solid lines). For protocol *I*, the best

approximation is found for $\alpha\phi_m = 2$, in which case one obtains $\phi_m = 57.0 \pm 1.0$ % (black line). For protocol *II*, $\alpha = 2.5$ is found to be a better exponent to fit the experimental data. In this case, one finds $\phi_m = 58.0 \pm 0.5$ % (grey line). As observed in figure 3.9, all of the data are well defined by these two solutions, which correspond to the range of ϕ_m and α found in the literature (see Ovarlez et al., 2006; Huang & Bonn, 2007; Mueller et al., 2010; Boyer et al., 2011; Dbouk et al., 2013; Mari et al., 2014, for instance), whatever the protocol used to make the suspension and the method used to extract the effective viscosity. Nevertheless, the set of data presented in figure 3.9 allows us to clearly distinguish the two protocols. In particular, the obtained effective viscosity is slightly larger for protocol *I* than for protocol *II*. This result clearly highlights the influence of the short-range interaction at the microscopic scale between the particles (Mari et al., 2014; Gallier et al., 2014). Here, the presence of air bubbles trapped at the surfaces of the particles in protocol *I* is probably the reason for a change in the short-range interaction, which leads to an increase in dissipation when the suspension is sheared.

3.2.5 Apparent non-Newtonian viscous regime

Shear-thinning vs. shear-thickening

The previous section focused on the viscous regime considering that the suspension behaves as an idealized Newtonian fluid, for which the effective viscosity only varies with ϕ . It allowed us to extract the pertinent viscous scale, i.e. the effective viscosity, which controls the dynamics of the current in this regime. However, a slow evolution of μ_{eff} with time is often observed for dense suspensions, typically $\phi > 35$ % for protocol *I* and $\phi > 55$ % for protocol *II*, which appears as a deviation of the front evolution from the apparent Newtonian viscous solution (see figure 3.10). We can first notice that this deviation can be clearly distinguished for the two protocols. Even if the front position is shown to deviate from the Newtonian solution in both cases, the evolution associated with protocol *I* is observed to slow down, while it accelerates for protocol *II*. Moreover, the time scale on which the deviation occurs depends on ϕ for protocols *I* and *II*, but also on d for protocol *II*. This evolution is here discussed in the light of shear-thinning and shear-thickening rheology, as often mentioned in the literature dealing with suspensions. In particular, we will show in the following that the two behaviours can be associated with shear-thinning (respectively shear-thickening) for protocol *I* (respectively protocol *II*) on a long time scale.

In order to characterize this apparent non-Newtonian behaviour, the more general power-law model is detailed here. In particular, the shear stress τ is now expressed as a function of the shear rate $\dot{\gamma}$ as $\tau = K_{eff}\dot{\gamma}^m$, with K_{eff} and m the consistency and the index of the apparent fluid respectively. In the frame of lubrication theory, the self-similar solution for a Newtonian viscous model, shown in the previous section, can be extended to a power-law type fluid (Gratton et al., 1999; Piau & Debiane, 2005; Di Federico et al., 2006), with the front position and height profile written as

$$x_f^{(s)}(t) = \eta_n \left[\frac{m}{2m+1} \left(\frac{\rho g}{K_{eff}} \right)^{1/m} A^{(m+2)/m} t \right]^{m/(2m+3)}, \quad (3.9)$$

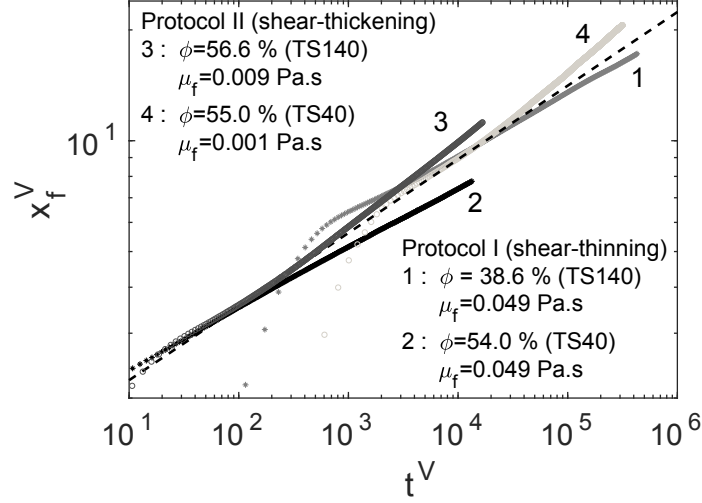


FIGURE 3.10 – The temporal evolution of the front position in viscous dimensionless form (3.7). The dashed line is the viscous self-similar solution (3.8).

$$h^{(s)}(x,t) = \eta_n^{(1+m)/(2+m)} \left[\frac{2m+1}{m} \left(\frac{K_{eff}}{\rho g} \right)^{1/m} \frac{A^{(m+1)/m}}{t} \right]^{m/(2m+3)} f(x/x_f), \quad (3.10)$$

where $\eta_n = [\int_0^1 f(x/x_f) d(x/x_f)]^{-(2+m)/(3+2m)}$ is a constant that depends on m and the shape function $f(x/x_f) = [(m/(2m+3))^m ((m+2)/(m+1)) (1 - (x/x_f)^{m+1})]^{1/(m+2)}$ is obtained analytically. It should be noted that for $m = 1$, we recover the Newtonian solution (3.4)-(3.5).

Defining the following new dimensionless variables :

$$h^N = \frac{h}{H}, \quad x^N = \frac{x}{L}, \quad t^N = \frac{m}{2m+1} \left(\frac{\rho g}{K_{eff}} \right)^{1/m} \frac{H^{(m+2)/m}}{L^{(m+1)/m}} t, \quad (3.11)$$

the self-similar solution for the dimensionless front position and height profile reads

$$x_f^{(s)N} = \eta_n (t^N)^{m/(2m+3)}, \quad h^{(s)N} = \eta_n^{(1+m)/(2+m)} (t^N)^{-m/(2m+3)} f(x^N/x_f^{(s)N}). \quad (3.12)$$

In order to obtain K_{eff} and m from the front evolution in the experiments, a procedure similar to the one used to extract μ_{eff} in § 3.2.4 is used. Here, $X_f = (x_f/\eta_n)^{(2m+3)/m}$, and the derivative procedure explained previously, which now leads to K_{eff} , therefore necessitates that we know m . However, model (3.9) is valid only for constant dX_f/dt . The value of m is therefore found to satisfy this condition. The value of K_{eff} is then obtained with the procedure used to evaluate μ_{eff} with the viscous Newtonian model in § 3.2.4. The evolution of the front position is shown in figure 3.11 for protocol *I* (figure 3.11(a)) and protocol *II* (figure 3.11(b)), with the appropriate scalings obtained from the obtained rheological parameters (see figure 3.12 discussed in the following). It can first be noted that this new rheological model allows the dimensionless front evolution to be collapsed on a longer time scale than that using the Newtonian model as in the previous section. We now discuss

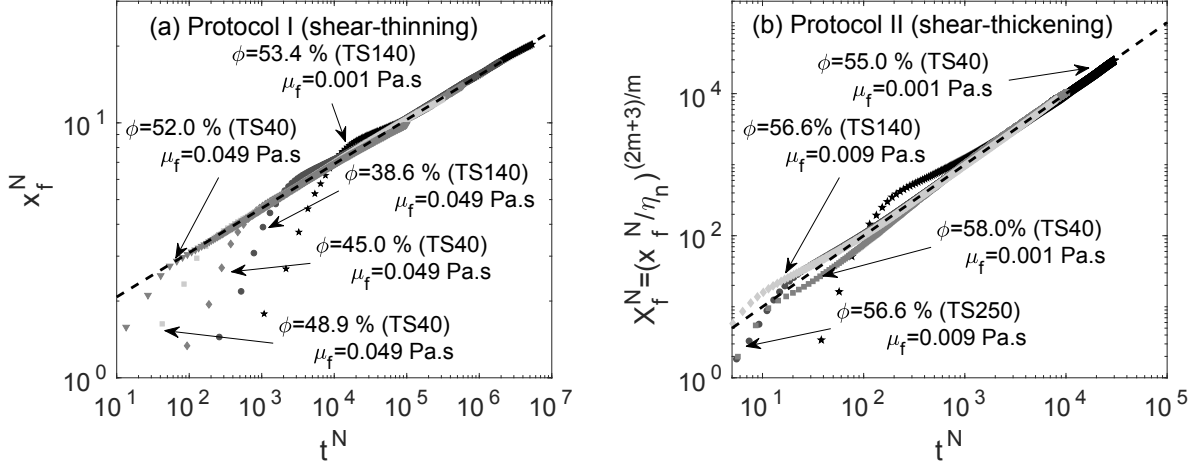


FIGURE 3.11 – The evolution of the front position x_f^N for protocol *I* (a) and the variable $X_f^N = (x_f^N/\eta_m)^{(2m+3)/m}$ for protocol *II* (b) as a function of time t^N in dimensionless form (3.11). The dashed lines (---) represent the self-similar solution (3.12) with $m = 0.8$ (*i.e.* $x_f^{(s)N} \sim 1.39(t^N)^{0.17}$) (a) and $X_f^N = t^N$ (b).

protocols *I* and *II* independently, as they highlight significant differences in the rheological parameters.

For protocol *I*, figure 3.11(a) shows the evolution of the dimensionless front position x_f^N as a function of the dimensionless time t^N for $\phi = 53.4\%$ (TS140) and $\mu_f = 0.001$ Pa.s (stars), $\phi = 38.6\%$ (TS140) and $\mu_f = 0.049$ Pa.s (circles), $\phi = 45.0\%$ (TS40) and $\mu_f = 0.049$ Pa.s (diamonds), $\phi = 48.9\%$ (TS40) and $\mu_f = 0.049$ Pa.s (squares) and $\phi = 52.0\%$ (TS40) and $\mu_f = 0.049$ Pa.s (triangles). The dashed line corresponds to the self-similar solution (3.12). It is shown to be in very good agreement with the experimental data. From these results, no clear trend is found for the index m for particles TS40 (black symbols in figure 3.12(a)) and other sizes (not shown here). The index of the suspension is therefore considered as constant, $m = 0.8 \pm 0.1$, and suggests a shear-thinning behaviour, at least for $\phi > 35\%$, on a long time scale for protocol *I*. Moreover, the consistency K_{eff} clearly increases with the volume fraction ϕ and is independent of the size of the particles and the interstitial fluid (figure 3.12(c)). One can note that the dimensionless consistency $K_r = K_{eff}\dot{\gamma}^{m-1}/\mu_f$, with $\dot{\gamma} = \sqrt{g/h}$ the shear rate, exhibits a trend that is similar to the one obtained for the relative viscosity μ_{eff}/μ_f as a function of the volume fraction (see § 3.2.4). In particular, the evolution of K_r with ϕ is surprisingly well fitted by a Krieger-Dougherty type model similar to (3.2). The obtained parameters are $\phi_m = 58.0 \pm 1.0\%$ and $\alpha\phi_m = 1.8 \pm 0.1$ (red solid line in figure 3.12(c)).

The case of protocol *II*, where Triton X-100 was incorporated into the mixture, is shown in figure 3.11(b), where the evolution of $X_f^N = (x_f^N/\eta_m)^{(2m+3)/m}$ is plotted as a function of t^N for $\mu_f = [0.001, 0.009]$ Pa.s and various values of ϕ obtained from the experimental data (symbols) and the model (3.12) (dashed line). A very good agreement between experiments and the self-similar theory is observed. Here, the variation of m is more pronounced and is

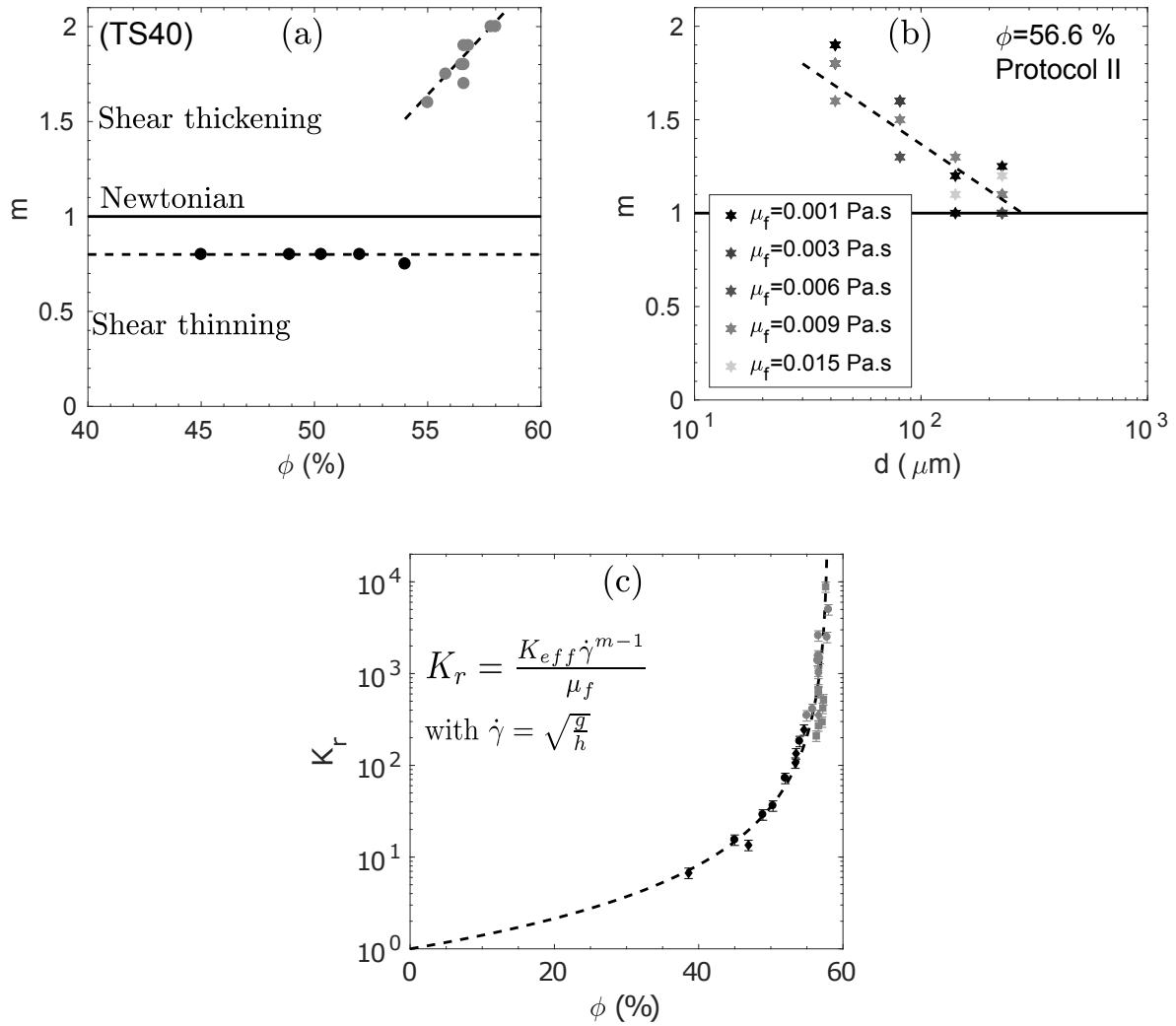


FIGURE 3.12 – (a) The index m as a function of the volume fraction ϕ for protocol *I* (black data) and protocol *II* (grey data). Only particles TS40 are considered here. (b) The index m as function of the diameter of particles d for protocol *II* and $\phi = 56.6\%$. The viscosity of the interstitial fluid is between 0.001 Pa.s (black grey) and 0.015 Pa.s (light grey). (c) The normalized consistency K_r as a function of the volume fraction ϕ for various viscosities of the interstitial fluid (i.e. $\mu_f = [0.001, 0.049]$ Pa.s) and particles TS40 (circles), TS140 (diamonds) and TS250 (squares). The dashed line is the Krieger-Dougherty model with $\phi_m = 58.0 \pm 1.0\%$ and $\alpha\phi_m = 1.8 \pm 0.1$.

found to lie in the interval $m \in [1.5, 2]$ and to increase with ϕ for particles TS40 (grey circles in figure 3.12(a)). It should be noted that $m = 2$ would correspond to an inertial Bagnold regime for which the shear stress is a quadratic function of the shear rate. For the other sizes (not shown here), the variation of m is in the interval $m \in [1, 1.5]$ and no clear trends are observed with respect to ϕ . Only a shear-thickening behaviour is therefore observed for $\phi > 55\%$ and protocol *II*. In this case, once the slumping suspension reaches the viscous

regime, the velocity deviates slightly from the viscous scaling and the current progresses faster than expected for the effective viscosity of the suspension. Shear-thickening of the suspension flow is observed for all particle sizes and viscosities μ_f of the interstitial fluid but is more clearly quantified for TS40 and $\mu_f = 10^{-3}$ Pa.s. Figure 3.12(b) shows clearly the influence of the particle size d on m , which decreases with increasing diameter, unlike protocol *I* where m is found to be constant. The shades of grey from dark ($\mu_f = 0.001$ Pa.s) to light ($\mu_f = 0.015$ Pa.s) grey do not show a significant influence of the interstitial fluid on m compared with the influence of d , at least in this range of parameters. Moreover, the normalized consistency K_r is in good agreement with a Krieger-Dougherty type model with the same parameters ($\phi_m = 58.0 \pm 1.0\%$ and $\alpha\phi_m = 1.8 \pm 0.1$) obtained with a shear-thinning behaviour, i.e with protocol *I*.

In this section, we have highlighted the most significant difference of the slumping dynamics for protocols *I* and *II*. This difference is only observed when the viscous dissipation controls the flow. Even if not explicitly proved here, the shear-thinning and shear-thickening behaviours observed here can be explained as follows. The short-range interactions in protocol *I* are probably controlled by air bubble interactions. Such interactions induce a more significant resistance at small shear rate while it breaks at high shear rate. This therefore explains the shear-thinning behaviour as observed in foam dynamics (Cohen-Addad et al., 2013). On the other hand, in protocol *II*, such short-range interaction disappears. The observed shear-thickening trend is consistent with some observations on neutrally buoyant suspensions found in the literature (see Fall et al., 2010, for instance). The shear-thickening behaviour observed here could be attributed to two processes, particle inertia and particle migration. First, it should be noted that when $\phi \rightarrow \phi_m$, the obtained value of m approaches 2 at least for small enough particles TS40 (figure 3.12(a)), which is in accordance with a Bagnold regime, dominated by the inertia of the particles, as observed by Fall et al. (2010). The transition from the apparent Newtonian fluid to the apparent shear-thickening fluid could therefore be defined in terms of the Bagnold number. Using the definition presented in § 3.2.2, the transition is observed for $Ba \sim 10^{-1}$, which actually lies in the large range obtained in the literature (Bagnold, 1954; Fall et al., 2010; Trulsson et al., 2012). Second, the decrease of m with d in the shear-thickening regime (figure 3.12(b)) could be a signature of particle migration, which strongly depends on the particle size. In such a scenario, particle migration, which would separate particles from the bottom wall, leads to a strong heterogeneity of ϕ in the suspension and the possible emergence of a thin layer close to the bottom plane which lubricates the suspension current.

However, suitable local measurements are needed to confirm this scenario. This question is therefore postponed to a future work. To finish with, when the exponent m is selected, the dimensionless consistency K_r is found to collapse onto a single ϕ curve for all of the experiments performed in the present study, including all protocols, ϕ , μ_f and d .

Viscoplastic behaviour

In the previous sections, a singularity of the effective viscosity, or consistency, has been observed at $\phi = \phi_m$. Even if the specific value of ϕ_m depends on the protocol, it is below the maximum packing that can be obtained for a granular material. Experiments can therefore

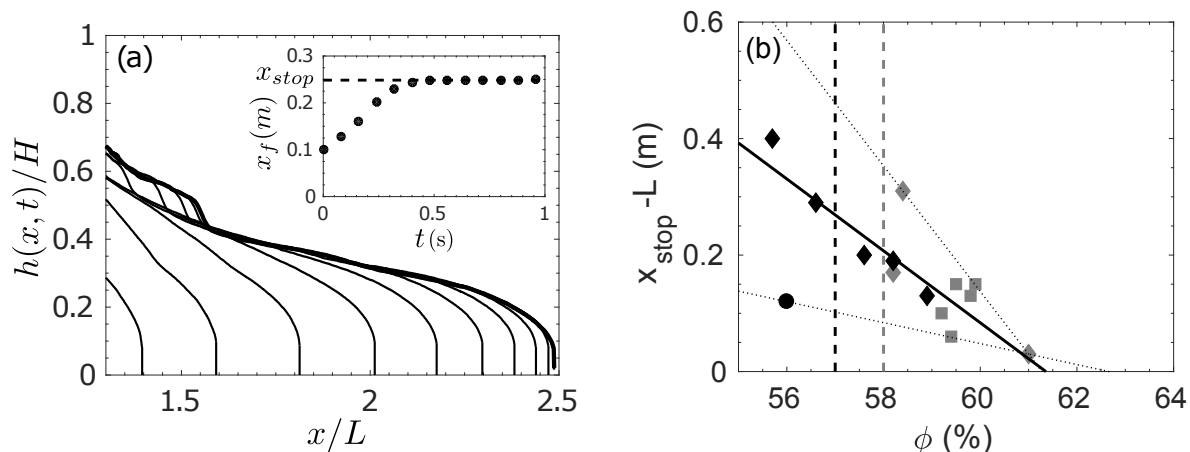


FIGURE 3.13 – (a) The temporal evolution of the height profile for a suspension current for $\phi = 59.9\%$ (TS250, $\mu_f = 0.001$ Pa.s, protocol *II*). The profiles correspond to time $t = 0.12$ – 0.76 s in steps of 0.04 s. The inset represents the front position x_f as a function of time. The dashed line is the runout length x_{stop} of the viscoplastic suspension. (b) The evolution of the spreading length ($x_{stop} - L$) as a function of the volume fraction ϕ for protocol *I* (black) and protocol *II* (grey) and particles TS40 (circles), TS140 (diamonds) and TS250 (squares). The dashed lines are $\phi_m = 57\%$ and $\phi_m = 58\%$, used in the Krieger-Dougherty model in § 3.2.4 for protocol *I* and *II* respectively. The solid line is the best fit, $x_{stop} - L = -0.0617\phi + 3.787$, and the two dotted lines are the extreme fits.

be performed above ϕ_m . Figure 3.13 shows the height profile as a function of time for a volume fraction $\phi = 59.9\%$ (with $\mu_f = 0.001$ Pa.s, particle size TS250 and protocol *II*). The time evolution of the front position x_f is shown in the inset of figure 3.13. It can be noted that the front reaches a plateau at a finite time, i.e. the current stops, after a short viscous phase. It should be noted that this behaviour is obtained whatever the particle size (TS40, TS140 and TS250), interstitial fluid viscosity ($\mu_f = 0.001$ Pa.s and $\mu_f = 0.049$ Pa.s) and protocol (protocol *I* and protocol *II*).

As in the case of a granular collapse, a maximum spreading length can therefore be extracted in this case. In the granular case, the initial aspect ratio of the column has been shown to be the parameter that mostly influences the spreading length. In the present case, we are interested in the impact of the volume fraction ϕ . Figure 3.13(b) shows the evolution of the spreading length ($x_{stop} - L$) as a function of ϕ for protocol *I* (dark symbols) and protocol *II* (grey symbols). It should be noted that for protocol *I*, viscoplastic behaviours are observed for $\phi < \phi_m$ (dashed vertical black line), in accordance with the shear-thinning behaviour highlighted in the previous section with this protocol. For protocol *II*, the flow only stops when $\phi > \phi_m$ (dashed vertical grey line). In any case, ($x_{stop} - L$) is shown to decrease with ϕ with a roughly linear trend (solid line in figure 3.13(b)). An extrapolation of this linear trend at $x_{stop} - L = 0$, i.e. the initial column remains undeformed, allows us to extract a volume fraction ϕ_M in the range $[0.609, 0.627]$ above which no flow can occur, i.e. the initial column remains static. It can be noted that ϕ_M is close to the maximum packing fraction. This observation is discussed in the following in terms of an apparent plasticity of

the suspension, even if a viscoplastic regime would remain striking in this experiment for two reasons. First, no homogeneous flow is expected to occur above the maximum volume fraction ϕ_m (Fall et al., 2009; Boyer et al., 2011; Trulsson et al., 2012). Second, only a normal stress in the granular phase can lead to a Coulomb type yield stress in this system.

In the case of a neutrally buoyant suspension, the granular pressure is expected to vanish, and therefore no yield stress should be observed, unlike the case of turbidity currents (Hallworth & Huppert, 1998). However, due to the very high constraint imposed by the initial sharp geometry, the volume fraction ϕ_m , which is close to a loose volume fraction, is probably not sufficient to maintain the column. In this case, the suspension can locally expand to allow a local flow close to the sharp interface. This local expansion imposes a restoring force acting on the granular phase to conserve the initial volume, described as the surface tension by Fall et al. (2009) and Andreini et al. (2013). This force then plays the role of the normal stress which then leads to a yield stress in the granular material. The order of this surface tension imposed-pressure can be estimated as $2\sigma/d$ (Fall et al., 2009; Andreini et al., 2013), where σ is the interfacial tension. For a suspension composed of particles of diameter $d = 40 \mu\text{m}$ or $d = 250 \mu\text{m}$ in water, the order is found to be $500 - 3000 \text{ Pa}$ close to the hydrostatic pressure $\rho g H \sim 1000 \text{ Pa}$, which is the initial driving force. The suspension can thus highlight an apparent viscoplastic behaviour up to a volume fraction ϕ_M , above which the packing allows the initial sharp interface to be maintained. Andreini et al. (2013) observed a similar trend, explained as a stick-slip of the suspension on the bottom wall due to a balance between the hydrostatic pressure and the capillarity pressure. In this case, the sudden stop of the suspension flow is also attributed to surface tension. It should be noted that stick-slip is observed here, but on a time scale that is very long, around 20 minutes, compared with the collapse time scale $\sim 1 \text{ s}$. We thus disregard the stick-slip phase and attribute this observation to an apparent plasticity of the suspension even if the mechanism is probably similar. Nevertheless, this scenario deserves a dedicated experimental study to quantify more precisely the influence of surface tension on the suspension and justify it as the only mechanism at the origin of these observations. It should be noted, for instance, that a stick-slip behaviour similar to the one described here has also been observed in another system without a free-surface (Kulkarni et al., 2010).

3.2.6 Conclusion

The collapse of non-colloidal and neutrally buoyant particles suspended in a Newtonian fluid column has been investigated. The dynamics of the current was characterized by varying the initial volume fraction of the suspension ϕ , the viscosity of the interstitial fluid μ_f , the diameter of the particles d and the mixing protocol, i.e. the initial preparation of the suspension. The temporal evolution of the slumping highlighted two main regimes : (i) an inertial-dominated regime followed by (ii) a viscous-dominated regime, which can be described by shallow layer / lubrication models.

The inertial regime was only found for sufficiently high Reynolds number (typically $Re \gtrsim 1$), based on the effective viscosity μ_{eff} of the suspension. This regime is characterized by a constant-speed slumping which is shown to scale as in the case of a classical inertial dam-break. In particular, the inertial slumping regime shows that the front velocity scales as

$dx_f/dt \sim 1.5\sqrt{gH}$. Moreover, analysis of the transition time from this inertial slumping regime to the following viscous regime allows one to extract a first estimation of an effective viscosity μ_{eff} of the suspension as a function of ϕ as $\mu_{eff} \sim \beta (1 - \phi/\phi_m)^{-\alpha\phi_m}$, with $\phi_m \sim 76\%$, $\alpha \sim 5.3$ and $\beta \sim 0.96 \times 10^{-3}$ Pa.s, i.e. close to the Krieger-Dougherty model (3.2).

The viscous-dominated regime is observed as a decreasing-speed phase of the front evolution. This regime is more complex and highlights behaviour depending on the suspension parameters mentioned above. Lubrication models allow one to identify most of the situations when both Newtonian fluid and generalized power-law fluid –where the shear stress τ is written as a function of the shear rate $\dot{\gamma}$ such as $\tau = \mu_{eff}\dot{\gamma}$ and $\tau = K_{eff}\dot{\gamma}^m$ respectively– are considered. This macroscopic description of the slumping flow allows one to describe the unsteady dynamics of the suspension flow as apparent Newtonian and apparent non-Newtonian fluids regardless of the smaller-scale dynamics of the particles. The temporal evolution of the propagating front was then used to extract the rheological parameters of the fluid models.

First, an apparent Newtonian fluid is shown to be pertinent to describe the dynamics of the front at the early stages of the viscous-dominated regime. The obtained values of the effective viscosity μ_{eff} are shown to be in good agreement with measurements performed with a serrated parallel-plate rheometer as well as the Krieger-Dougherty model, i.e. $\mu_{eff}/\mu_f \sim (1 - \phi/\phi_m)^{-\alpha\phi_m}$. However, the parameters involved in the viscosity models seem to depend on the mixing protocol and two cases were distinguished : (i) protocol *I* for which $\phi_m \sim 57.0 \pm 1.0\%$, $\alpha\phi_m = 2$ and (ii) protocol *II* with $\phi_m \sim 58.0 \pm 0.5\%$, $\alpha\phi_m = 1.45 \pm 0.01$ (i.e. $\alpha = 2.5$). This observed difference was attributed to the local microscale interaction between particles which can strongly differ between the two protocols.

On a longer time scale that depends on ϕ , the front evolution is shown to slightly deviate from the apparent Newtonian model. In this case, the power law model, indicating both shear-thinning ($m < 1$) and shear-thickening ($m > 1$) behaviours, is shown to be more appropriate to describe the front evolution. The present experiments indicate that the mixing protocol plays a crucial role in the selection of a shear-thinning or shear-thickening type of collapse, while the particle diameter d and volume fraction ϕ play a significant role in m only in the shear-thickening case, and m is found in the interval $m \in [1, 2]$. More surprisingly, once the exponent m is selected, it is found that the consistency parameter $K_{eff}\dot{\gamma}^{(m-1)}/\mu_f$, with $\dot{\gamma} = \sqrt{g/h}$ the shear rate and h the typical height of the current, only depends on ϕ and on neither on the mixing protocol nor d .

Finally, an apparent viscoplastic regime, characterized by a finite length spreading reached at finite time, is observed at high ϕ . This regime is mostly observed for volume fractions between ϕ_m and $\phi_M \in [0.609, 0.627]$ close to the random close packing fraction. The appearance of an apparent yield stress in this experiment has been explained as a local granular expansion which induces a surface tension pressure, leading to a Coulomb type yield stress in the suspension. Above ϕ_M , the initial sharp interface can be maintained by the granular packing on opening the gate.

Acknowledgements

We are grateful to the Agence Française pour la Biodiversité which has supported this work. We thank M. J. Mercier and D. Anne-Archard for their help in the experimental

protocol. Moreover, we thank the reviewers for their constructive remarks which helped to significantly improve this paper, in particular for having drawn our attention to the scaling $\tau_t^f \sim \mu_f^{-1/4}$.

Supplementary movies

Supplementary movies are available at <https://doi.org/10.1017/jfm.2017.421>.

Appendix. Uncertainties in the effective viscosity measurement.

The viscosity measured here suffers from uncertainties due to a possible sidewall effect, model assumptions, temperature variation, etc. In order to quantify their influences on our results, we compared the viscosity obtained with a classical rheometer and our experimental model in the case of a single-phase fluid, i.e. $\phi = 0$, for which rheometer measurements are known to be robust. The results are shown in figure 3.14. We plot here μ_R (viscosity obtained with the rheometer) as a function of μ_M (found from the slumping model). The solid line shows $\mu_M = \mu_R$. We actually find an offset which can be fitted as $\mu_M = 1.3\mu_R$ (dashed line), corresponding to an overestimation of 30% on the viscosity.

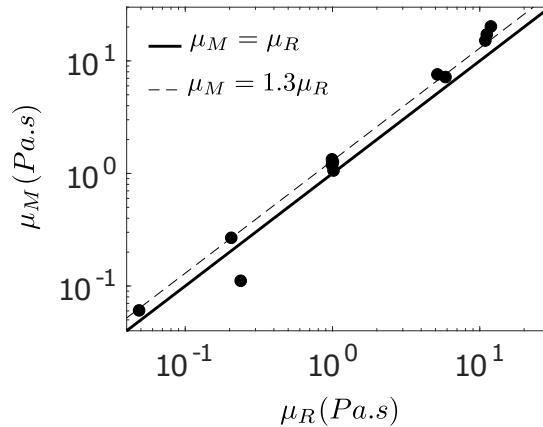


FIGURE 3.14 – Viscosity measurements from the slumping model as a function of the viscosity obtained from rheometer measurements in the case of a viscous single-phase fluid.

It is worth noticing that in the range of parameters, time scales and length scales considered here, a time-independent viscosity (even if overestimated) was found from the model and allowed us to capture the time evolution of the front position during the entire viscous regime (see figure 3.7). This means that the influence of the undesired effects does not significantly evolve throughout an experimental run, and it is thus reasonable to assume that the possible time variation of such effects is negligible here.

In addition, as the suspension fluid highlights a similar dynamics to a viscous fluid in most of the runs, except when non-Newtonian behaviours show up, the influence of possible undesired effects on the viscosity is assumed to be similar for single-fluids and suspensions. A key point here is the fact that the overestimation of the viscosity observed in figure 3.14

is roughly constant (systematically 30% larger than the ‘true’ viscosity) and independent of μ in the range of parameters considered here. This is the reason why we refer to this overestimation as a bias on the experimental results rather than an error. Thus, assuming that the possible influence of the walls (or other undesired effects) here leads to a bias on the obtained viscosity, the ratio μ_{eff}/μ_f (figure 3.9), which is nothing but the ratio of viscosity for a given ϕ to the viscosity for $\phi = 0$ (both obtained using the same procedure), should therefore remove this bias.

Nevertheless, in order to illustrate the possible influence of these undesired effects on the obtained quantitative results, we also report this bias as an error on the obtained viscosity by adding error bars around the mean value of the extracted viscosity in figures 3.9 and 3.12(c). In the latter, the errors were considered to be similar to those for a Newtonian viscous single-phase fluid. These error bars then probably overestimate the undesired effects. They are shown to be as small as the dispersion results (see figure 3.9 for instance) and therefore do not significantly affect the fitting parameters of the rheological models obtained for the large range of parameters considered here. It should be noted that the influence of these uncertainties has also been accounted for in the parameters of the obtained rheological models.

3.2.7 Summary of the results

Figure 3.15 summarizes the obtained results of the previous study on the collapse of a neutrally buoyant suspension column. More specifically, the apparent regimes are indicated in the $(\phi, \hat{\mu}_f)$ plane for protocol *I* (a) and protocol *II* (b).

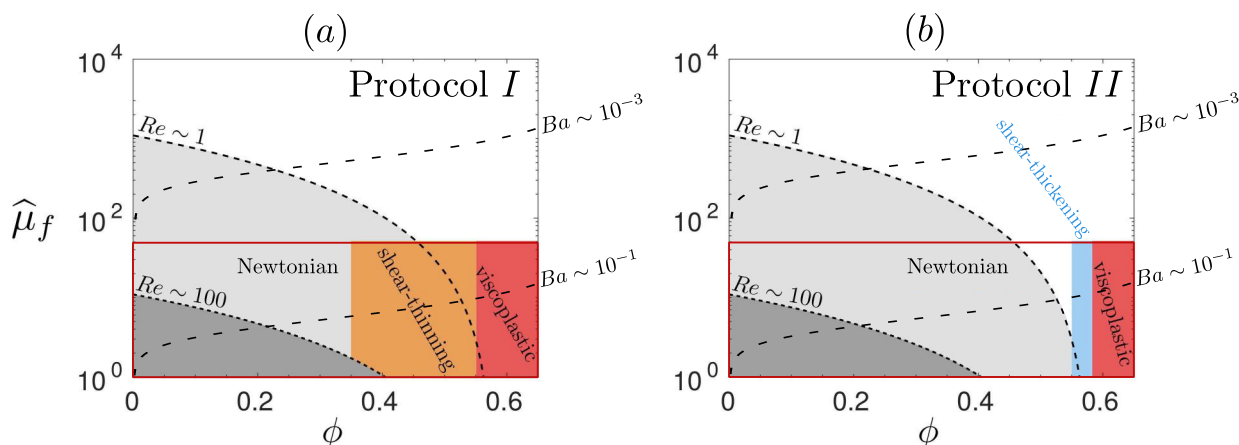


FIGURE 3.15 – Summary of the various observed apparent regimes in the $(\phi, \hat{\mu}_f)$ plane, with $\hat{\mu}_f = \mu_f/\mu_w$ and μ_w the viscosity of water, for protocol *I*, without surfactant (a) and protocol *II*, with surfactant (b). The red border represents the range of parameters considered and the dashed lines are the iso-Reynolds and the iso-Bagnold with $Re = \rho\sqrt{gh}h/\mu_{eff}$ and $Ba = f(\phi)\rho d^2\dot{\gamma}/\mu_f$ with $\dot{\gamma} = (g/h)^{1/2}$. The apparent Newtonian dynamic corresponds to an inertial regime for $Re > 100$ (in our setup) and a viscous regime for $Re < 1$. For $1 < Re < 100$, the dynamic corresponds to an inertial regime followed by a viscous regime.

3.3 Dynamique d'un fluide Newtonien : influence du rapport de forme

Dans la section précédente, la dynamique d'effondrement gravitaire et instationnaire d'une colonne de suspension isodense a été étudiée en la comparant à celle d'un fluide Newtonien (*i.e.* $\phi = 0\%$) avec un rapport de forme fixe, *i.e.* $a = 1$. Cette section approfondit cette dynamique en fonction du rapport de forme $a = H/L$ dans le cas des fluides Newtoniens. Les résultats seront regardés en terme de nombre de Reynolds $Re = \rho_f \sqrt{gh} h / \mu_f$ où la hauteur caractéristique h est redéfinie pour chaque rapport de forme comme $h = H/10$, *i.e.* $h = 0.005$ m pour $a = 0.5$, $h = 0.01$ m pour $a = 1$ et $h = 0.02$ m pour $a = 2$.

3.3.1 Régime d'effondrement inertiel

Pour des nombres de Reynolds suffisamment grands, *i.e.* $Re \gtrsim 1$, les premiers instants de la dynamique d'écoulement correspondent à une phase d'effondrement inertiel. La figure 3.16 montre l'évolution du front x_f^I au cours du temps t^I sous forme adimensionnelle (3.3) pour différentes viscosités $\mu_f = [10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}, 1]$ Pa.s et différents rapports de forme, $a = 2$ (triangles), $a = 1$ (ronds) et $a = 0.5$ (étoiles). Les tendances obtenues sont similaires à celles observées sur la figure 3.5 pour des fluides Newtoniens homogènes ainsi que pour des suspensions isodenses. En effet, la phase d'accélération, le régime à vitesse constante et la phase de transition vers le régime visqueux sont aussi observés. Dans le cas où $Re \lesssim 1$, le régime inertiel n'est pas observé et la dynamique évolue directement d'une phase d'accélération au régime visqueux. Nous observons ici que le rapport de forme n'influence pas la phase d'effondrement inertiel en ne modifiant pas la transition vers le régime visqueux contrairement à la viscosité du fluide μ_f . Il est à noter que la hauteur initiale H de la colonne joue un rôle sur cette transition. Elle n'est pas observée sur la figure 3.16 du fait de l'adimensionnement effectué, *i.e.* $t^I = (g/H)^{1/2} t$, prend en compte cette dépendance. Ici, le paramètre majeur est donc μ_f qui contrôle la transition du régime d'effondrement inertiel, caractériser par une évolution du front à vitesse constante, vers le régime visqueux défini par une décroissance de la vitesse au cours du temps. Cette transition intervient d'autant plus tôt que la viscosité du fluide Newtonien est grande. Faisant suite au régime inertiel, les effets visqueux deviennent prédominants engendrant une décroissance de la vitesse au cours du temps comme nous l'avons déjà observé dans le cas des suspensions isodenses.

3.3.2 Régime visqueux

Faisant suite au régime inertiel précédemment mentionné, les forces visqueuses deviennent prédominantes à l'échelle du courant et la dynamique du front évolue en fonction de ce régime. À partir de l'approximation de lubrification, une solution auto-similaire de la propagation du front $x_f(t)$ (3.4) et du profil de hauteur $h(x, t)$ (3.5), pour un fluide Newtonien visqueux s'écoulant sur un plan horizontal (voir section 3.2.4), peut être déterminée.

La figure 3.17 montre l'évolution de la propagation du front x_f^V en fonction du temps t^V sous forme adimensionnelle visqueuse (3.7) en fonction du nombre de Reynolds Re pour trois rapports de forme, *i.e.* $a = 2$ (a), $a = 1$ (b) et $a = 0.5$ (c).

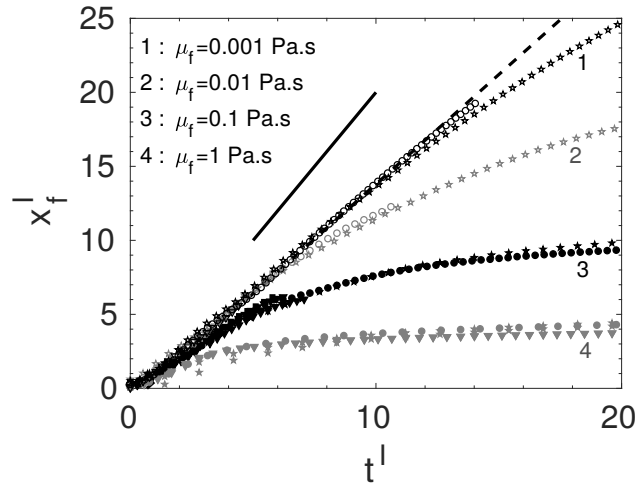


FIGURE 3.16 – Position du front x_f^I en fonction du temps t^I sous forme adimensionnelle inertielle (3.3) pour des fluides Newtoniens homogènes de différentes viscosités, i.e. $\mu_f = [10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}, 1]$ Pa.s, et différents rapports de forme $a = H/L$, i.e. $a = 2$ (triangles), $a = 1$ (ronds) et $a = 0.5$ (étoiles). La droite pleine (—) est la solution de Ritter ($x_f^I = 2t^I$) et la droite en tirets (- - -) correspond au meilleur accord ($x_f^I = 1.5t^I$).

Indépendamment de a et pour $Re > 10$, on peut identifier un régime supplémentaire suivant le régime inertiel et précédent le régime visqueux, un régime de "transition". Il se traduit par une décélération du front plus importante que celle prédite par la solution auto-similaire visqueuse. Il est à noter qu'aux temps longs, la solution asymptotique visqueuse est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Ce comportement de forte décélération s'observe quand la position du front, au cours du régime inertiel, excède celle prédite par la solution visqueuse. Dans ces conditions, un ralentissement du front du courant Newtonien est nécessaire afin que la position du front puisse être en accord avec la solution asymptotique visqueuse aux temps longs (la position du front x_f^V approche la solution visqueuse par au-dessus). À notre connaissance, ce comportement n'a jamais été observé et étudié dans la littérature.

Pour $Re < 10$, on observe un très bon accord entre les points expérimentaux de la position du front et la solution auto-similaire visqueuse, i.e. $x_f^V = x_f^{(s)V}$. Dans ce cas, la position du front x_f^V approche la solution visqueuse par en-dessous et l'on observe une transition directe du régime inertiel au régime visqueux. Pour $(Re, a) = (0.8, 2)$ et $(Re, a) = (0.3, 1)$, un léger retard est observé avec la solution analytique (i.e. la solution visqueuse $x_f^{(s)V}$ surestime la position du front x_f^V obtenue expérimentalement). Cet écart peut être interprété comme une signature des effets de parois latérales qui pourraient ralentir la propagation du front du courant Newtonien du fait de l'importante viscosité du fluide utilisé. Aussi, cet effet est d'autant plus important que la surface en contact entre le fluide et les parois est grande d'où le fait que l'on ne l'observe pas pour $a = 0.5$ menant à une faible hauteur caractéristique $h = 0.005$ m.

Une autre grandeur prédite par la solution auto-similaire visqueuse correspond au profil

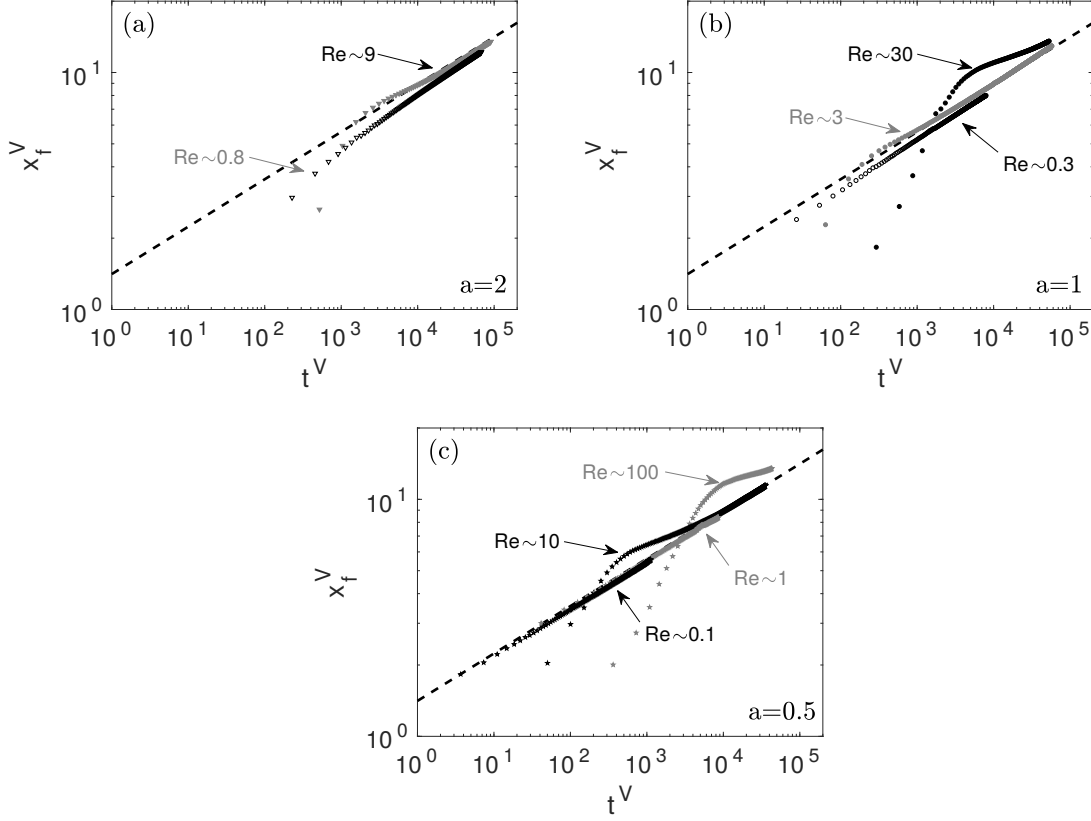


FIGURE 3.17 – Position du front x_f^V en fonction du temps t^V sous forme adimensionnelle visqueuse (3.7) pour différents rapports de forme $a = H/L$, i.e. $a = 2$ (a), $a = 1$ (b) et $a = 0.5$ (c) et différents nombres de Reynolds $Re = \rho_f \sqrt{gh}h/\mu_f$ dans la gamme $Re = [0.1 : 100]$. Les lignes en tirets représentent la solution auto-similaire visqueuse (3.8), i.e. $x_f^{V(s)} = \eta_n t^{1/5}$.

de hauteur $h(x, t)$ du courant Newtonien. La figure 3.18 montre la fonction de forme f que l'on définit comme $f = h^V x^V \eta_n^{-5/3}$ (voir section 3.2.4) en fonction de x^V/x_f^V pour les mêmes expériences que précédemment. Les résultats expérimentaux correspondent à la moyenne des profils de hauteur lors de la dynamique visqueuse où la position du front x_f^V est en accord avec la solution asymptotique, i.e. $x_f^V = x_f^{(s)V}$ (figure 3.17). On peut noter un bon accord entre les profils de hauteur expérimentaux et la solution analytique (ligne en tirets rouge), au moins pour $0.6 \lesssim x^V/x_f^V \lesssim 1$. En deçà de $x^V/x_f^V < 0.5$, il est difficile de définir avec précision le profil de hauteur du fait des résidus de fluide restants sur les parois latérales.

À travers cette étude de l'influence du rapport de forme $a = H/L$ sur la dynamique des effondrements gravitaires et instationnaires des fluides Newtoniens, nous avons montré que la viscosité du fluide μ_f était le paramètre pertinent qui contrôle principalement la dynamique d'écoulement. Le rapport de forme, quant à lui, n'influence pas la dynamique d'écoulement ni dans le régime inertiel ni dans le régime visqueux, au moins dans la gamme considérée $a = [0.5 : 2]$. En plus de la viscosité dynamique μ_f du fluide Newtonien, la hauteur initiale H de la colonne joue aussi un rôle. Ces deux paramètres sont directement

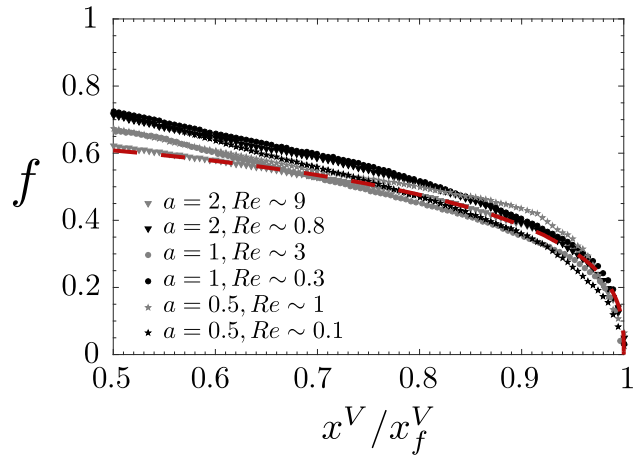


FIGURE 3.18 – Fonction de forme f en fonction de (x^V/x_f^V) pour des fluides Newtoniens homogènes avec différents rapports de forme $a = H/L$ et différents nombres de Reynolds $Re = \rho_f \sqrt{gh}h/\mu_f$. La ligne en tirets rouge correspond à la solution analytique $f(x^V/x_f^V) = (3/10)^{1/3}(1 - (x^V/x_f^V)^2)^{1/3}$.

liés à travers le nombre de Reynolds $Re = \rho_f \sqrt{gh}h/\mu_f$, où $h = H/10$ correspond à la hauteur caractéristique du courant dans nos expériences. Ainsi, l'estimation du nombre de Reynolds dans une configuration type rupture de barrage permet de prédire le régime d'écoulement et ainsi, connaissant les lois de propagation de chaque régime, permet de déterminer l'évolution temporelle du front du courant Newtonien.

Chapitre 4

Effondrement granulaire : de l'immérgé dans un fluide ...

Sommaire

4.1	Introduction	74
4.2	Laboratory experiments of the granular column collapse in a fluid	77
4.2.1	Experimental setup	77
4.2.2	First observations	78
4.3	Runout length and final height	80
4.4	Dynamics of the spreading	82
4.5	Morphology of the final deposit	89
4.5.1	Shape of the deposit	89
4.5.2	Predictive model for the final deposit	93
4.5.3	Final morphology in the fluid inertial regime	94
4.6	Conclusion	95

Ce chapitre est consacré à l'étude de la dynamique d'effondrement d'une colonne granulaire dense immergée dans un fluide (figure 1.14(b1, b2)). Ce travail se focalise sur les différences entre le *régime de chute libre*, le *régime inertiel* et le *régime visqueux*, définis par le nombre de Stokes et le rapport de masse volumique. Le rapport de forme est aussi varié dans cette étude alors que la fraction volumique est fixe, i.e. $\phi \sim 0.64$, en configuration dense. Dans un premier temps, nous décrivons les différences observées entre chaque régime avec une attention particulière aux lois d'échelle du dépôt final. Puis, nous nous intéressons à la dynamique d'effondrement à travers les échelles de temps et de vitesses pour chaque régime considéré. Enfin, une étude plus approfondie de la morphologie du dépôt final est réalisée dans laquelle un modèle prédictif simplifié de la longueur d'étalement et de la hauteur finale est proposé. Ce chapitre fait actuellement l'objet d'une préparation d'un article scientifique.

4.1 Introduction

The prevention of dramatic events involving granular materials remains a challenging task which is mostly limited by the lack of a general predictive theory for granular flows. In order to progress on the latter issue, canonical configurations dealing with the situation of dense granular flows have been extensively studied using laboratory experiments, numerical simulations and theoretical descriptions (see Forterre & Pouliquen, 2008, and references therein). One of this configuration, which accounts for the unsteady nature of debris flows in geophysical applications, is the slumping of a granular column, initially at rest in a reservoir, on a horizontal bottom plane and often referred to as the granular collapse (see figure 4.1). The case of a dry granular flow, i.e. for which the surrounding fluid can be disregarded – typically heavy coarse grains in air – has been mostly addressed in the literature. Yet, many gravity-driven flows encountered in geophysical situations, such as mudflows, submarine avalanches or landslides, are concerned with dense granular flows for which the surrounding fluid can affect the dynamics (Delannay et al., 2017). Even if generic configurations of granular-fluid flows have been addressed in several studies, the characterization of these flows remains a challenging issue which can mainly be attributed to the large variety of phenomena observed in these situations.

As previously mentioned, the dry granular collapse has been extensively studied in the literature for both axisymmetric (see Lube et al., 2004; Lajeunesse et al., 2004, for instance) and quasi-2D (Lube et al., 2005; Balmforth & Kerswell, 2005; Lajeunesse et al., 2005, and others) geometries. Both configurations were shown to lead to similar features. In the quasi-2D case, the initial granular column is characterized by its initial height H_i and the horizontal length of the reservoir L_i (see figure 4.1). When the granular medium is suddenly released, it spreads rapidly before reaching a final deposit characterized by a final spreading length L_f and a final maximum height H_f located at the back-wall of the reservoir. All observations on dry granular collapses show that these final deposit length scales, with a non-dimensionalized appropriated, depend mainly on a single parameter which is the aspect ratio $a = H_i/L_i$ (Lube et al., 2005; Lajeunesse et al., 2005; Staron & Hinch, 2005; Lacaze et al., 2008). In particular, the dimensionless runout $l = (L_f - L_i)/L_i$ and height $h = H_f/H_i$ were shown to have a power law dependence on a such as

$$l \sim \begin{cases} a & \text{for } a < a_{lc}, \\ a^\alpha & \text{for } a > a_{lc}, \end{cases} \quad (4.1)$$

$$h \sim \begin{cases} 1 & \text{for } a < a_{hc}, \\ a^\beta & \text{for } a > a_{hc}, \end{cases} \quad (4.2)$$

where $\alpha \sim 0.7 \pm 0.1$ and $\beta \sim -0.6 \pm 0.1$ are the exponents at large aspect ratio and $a_{lc} \sim 3 \pm 1$ and $a_{hc} \sim 0.8 \pm 0.2$ (Lajeunesse et al., 2005; Lube et al., 2005; Balmforth & Kerswell, 2005; Staron & Hinch, 2005; Larrieu et al., 2006; Mériaux, 2006; Staron & Hinch, 2007; Lacaze et al., 2008; Meruane et al., 2010). Note that values of α and β remains mostly unexplained.

The case of a dense granular collapse influenced by a surrounding fluid has received less attention. In particular, Thompson & Huppert (2007) first found that the surrounding fluid does not play a significant role on the final runout and height compared to the dry case,

even if the transient dynamics could highlight some different features. More recently, Rondon et al. (2011) performed dedicated experiments on the granular collapse immersed in a viscous fluid on a horizontal plane. They highlighted the major role of the initial volume fraction on the dynamics and shape of the final deposit, which could hardly be observed in the dry case (Daerr & Douady, 1999). In particular, an initial loose packing fraction highlights rapid dynamics and a long spread of the granular mass while an initial dense packing fraction leads to slow dynamics and a smaller final runout length. This phenomenon has been attributed to a pore pressure feedback on the granular flow (Iverson et al., 2000; Pailha et al., 2008). It is therefore strongly linked to the viscosity of the surrounding fluid and the permeability of the granular medium. Note that in the limit of very small initial volume fraction, below the minimum loose packing on which a granular medium can be built, the unsteady gravity-driven particles flows are known as turbidity currents (Meiburg & Kneller, 2010). In this case, the dynamics of the flow is very different, as turbulence can play a significant role on sustaining particles in suspension at least at the early stages of the collapse, and the particle dynamics is usually discussed in term of erosion-deposition at the bottom.

In order to distinguish the collapse configurations mentioned above, granular-fluid flows can be decomposed in three different regimes (free-fall - viscous - inertial) according to the definition of Courrech du Pont et al. (2003). These regimes were shown to depend on two dimensionless numbers, the Stokes number St and the grain-fluid density ratio r . The definition of these dimensionless numbers are usually based on different ratios of time scales obtained from the dynamics of a single grain submitted to a driving force F and a drag force F_D , which is opposed to the grain motion. In this way, the force balance allows to write

$$\frac{\pi}{6}\rho_p d^3 \frac{dv_p}{dt} = F - F_D, \quad (4.3)$$

where ρ_p is the density, d is the diameter and v_p is the velocity of the particle. Different options of these forces can be found in the literature depending on the direction along which equation (4.3) is considered, either the main flow direction or the compression direction, which is mostly perpendicular to this flow in avalanche configurations (Courrech du Pont et al., 2003; Cassar et al., 2005). In any case, the key idea is somehow similar, in particular, F_D is defined to be either a viscous or an inertial drag force depending on the flow regime. Three different time scales can then be defined : a viscous (resp. inertial) time scale τ_v (resp. τ_i) that a particle needs to reach its viscous (resp. inertial) limit velocity and a free-fall time scale τ_{ff} that a particle would need to travel prior the following solid collision when drag can be neglected. The dimensionless numbers are then defined as $St = \tau_v/\tau_{ff}$ and $r = \tau_i/\tau_{ff}$ for the Stokes number and the grain-fluid density ratio, respectively. Following Courrech du Pont et al. (2003), one defines the distance between consecutive solid contacts in a dense granular flow as the grain diameter d , the viscous drag force as $F_D = 3\pi\mu_f dv_p$ and the inertial drag force as $F_D = (\pi/8)C_D\rho_f d^2 v_p^2$, respectively, where ρ_f and μ_f are the density and the dynamic viscosity of the ambient fluid, respectively, and C_D is a constant drag force in the inertial regime. One therefore obtains

$$St = \left(\frac{3\rho_p F}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{18\mu_f}, \quad r = \left(\frac{4\rho_p}{3C_D\rho_f}\right)^{1/2}. \quad (4.4)$$

We assume that individual grains are driven by their own weight along the slope of avalanche during the collapse. As this angle varies along the flow, we write the associated driving force along the vertical axis (y axis in the figure 4.1) as $F = (\pi/6)\Delta\rho gd^3$, i.e. the weight of a single grain. In the following, we therefore define the two dimensionless numbers as

$$St = \frac{1}{18\sqrt{2}} \frac{(\rho_p \Delta\rho g d^3)^{1/2}}{\mu_f}, \quad (4.5)$$

$$r = \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} \right)^{1/2}, \quad (4.6)$$

assuming a constant drag coefficient C_D as Courrech du Pont et al. (2003). Thus, the Stokes number St prescribes the relative importance of particle inertia and fluid viscous effects while r is related to the fluid-grain density ratio. These two dimensionless numbers govern the grain dynamics in an elementary falling process and allow to indicate the dominant process at the grain scale. According to the values of St and r , the three above mentioned regimes can be obtained as follows. For $St \gg 1$ and $r \gg 1$, the ambient fluid has no effect on the dynamics of the granular avalanche and this is the *free-fall regime*, or the well-known dry case. For $St \gg 1$ and $r \ll 1$, the gravity term is balanced by the inertial fluid drag force. The grain reaches its inertial limit velocity and is therefore associated with the *inertial regime*. It can be noted that the notation *inertial regime* refers here to a dominant contribution of fluid inertia on the dynamics which is different from grain inertia. For $St \ll 1$, the viscous effects are important and the grain reaches its Stokes limit velocity. This regime is thus referred to as the *viscous regime*.

According to these flow regimes, most of the available literature on granular collapses deals with the *free-fall regime* (Lajeunesse et al., 2004; Lube et al., 2004; Lajeunesse et al., 2005; Lube et al., 2005; Kerswell, 2005; Balmforth & Kerswell, 2005; Staron & Hinch, 2005; Larrieu et al., 2006; Staron & Hinch, 2007; Lacaze et al., 2008; Lacaze & Kerswell, 2009; Lagrée et al., 2011). The *viscous regime* has been investigated in details by Rondon et al. (2011) while the *inertial regime* has only been mentioned in 2D-numerical studies (Topin et al., 2012; Kumar et al., 2017). Yet, many geophysical applications would lie in the latter regime according to the definition of the dimensionless numbers, i.e. the Stokes number (4.5) and the fluid-grain density ratio (4.6). Laboratory experiments are therefore still needed to characterize the flow properties in these different regimes. Particularly, in the light of the previous studies on the granular collapse and the classification of the flow regimes, the present contribution focuses on the experimental description of the collapsing flow and final deposit in the free-fall, viscous and inertial regimes.

The paper is organized as follows. In section 4.2, the experimental setup and used materials are presented as well as first observations of the granular collapse in a fluid. Then, the scalings of the runout length and final height (section 4.3) and the spreading dynamics (section 4.4) are described. Finally, a fine characterization of the morphology of the final deposit is realized with the development of a simple predictive model (section 4.5).

4.2 Laboratory experiments of the granular column collapse in a fluid

4.2.1 Experimental setup

The experiments are conducted in a horizontal transparent channel of rectangular cross-section. The channel is 2 m long, 0.35 m high and 0.20 m wide along with the streamwise x , vertical y and spanwise z coordinates, respectively (see figure 4.1). On one side of the channel, $x = 0$, a finite volume reservoir is delimited by a sluice gate located at $x = L_i$. Two different reservoir widths are used, $L_i = 3$ cm and $L_i = 10$ cm. The initial height H_i of the granular column varies from 2 cm to 30 cm leading to an aspect ratio, defined as $a = H_i/L_i$, in the range $a = [0.2 : 10]$. At time $t = 0$, the sluice gate is removed and the granular column is released on the smooth bottom plane. The height profile $h(x,t)$ is extracted from image analysis using a classical shadowgraphy method. For this purpose, the 2D flow in the (x, y) plane is recorded using a sCMOS Lavisision 2560×2160 pixels camera and a backlight source on the opposite side of the channel. The obtained resolution is around $400 \mu\text{m}/\text{pix}$ which leads to an accuracy of the height profile less than the grain diameter. The acquisition rate of the camera is between 10 Hz to 200 Hz depending on the flow time scale. The extraction process is performed using a Matlab routine.

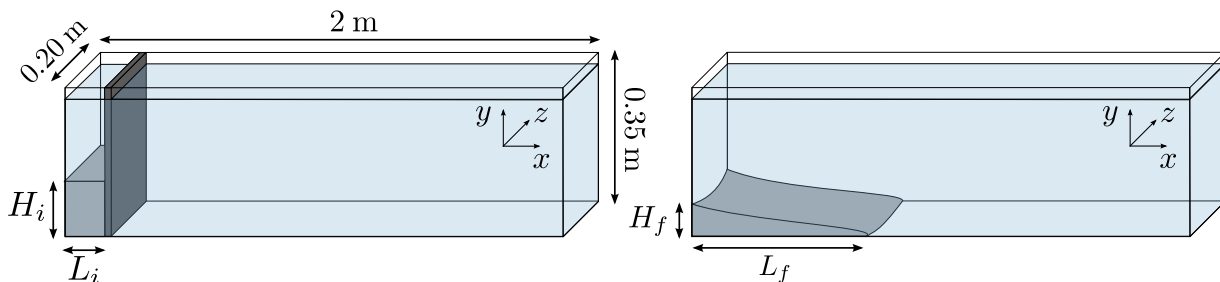


FIGURE 4.1 – Schematic defining the parameters of the initial column, i.e. the initial height H_i and the initial length L_i , and the parameters of the final deposit, i.e. the final height H_f and the runout length L_f .

The granular medium is composed of spherical glass beads manufactured by Sigmund Lindner GmbH and listed as Type S (soda lime glass beads) and Type P (borosilicate glass beads). The measured densities of the beads are $\rho_p = 2500 \pm 50 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ and $\rho_p = 2230 \pm 30 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ and the grain diameters are $d = 3.15 \pm 0.3 \text{ mm}$ and $d = 3.00 \pm 0.02 \text{ mm}$, respectively. In the dry case, Type S grains of diameter $d = 1.15 \pm 0.15 \text{ mm}$ have also been used. For all types of particles, the repose and avalanche angles were estimated from the variations of the slope along a granular pile built by slowly pouring beads from a small height and they are found equal to $\alpha_r = 22.0 \pm 0.5^\circ$ and $\alpha_a = 30.0 \pm 1.0^\circ$, respectively. In this study, the initial volume fraction of the granular column is fixed, i.e. $\phi \sim 64 \pm 2 \%$, which represents a dense packing configuration for all experiments considered here. The influence of the initial volume fraction in the viscous regime has already been reported by Rondon et al. (2011) and is therefore not discussed further here.

For granular collapses immersed in a liquid, the channel is filled up to a height equal to about 35 cm with a mixture of water and Ucon oil 75H90000. The dynamic viscosity of this mixture depends on the relative concentration of Ucon oil and water, which is characterized by the mass fraction $c_m = m_o/(m_o + m_w)$, with m_o and m_w the mass of oil and water, respectively. The mass fraction c_m is varied from 0% (pure water) to 40% which corresponds to a variation of viscosity in the range $\mu_f = [1 : 375]$ cP. The viscosity of the fluid mixture is obtained by rheometric measurements using a cone-plate geometry in a Haake Mars III rheometer with an accuracy less than 5%.

Glass beads	Ambient fluid	St	r	Regime
$d = 1$ mm $\rho_p = 2500$ kg.m ⁻³	$\mu_f = 1.8 \times 10^{-5}$ Pa.s $\rho_f = 1.2$ kg.m ⁻³	540	46	free-fall (FFd)
$d = 3$ mm $\rho_p = 2230$ kg.m ⁻³	$\mu_f = 1.8 \times 10^{-5}$ Pa.s $\rho_f = 1.2$ kg.m ⁻³	2500	43	free-fall (FF)
$d = 3$ mm $\rho_p = 2230$ kg.m ⁻³	$\mu_f = 10^{-3}$ Pa.s $\rho_f = 1000$ kg.m ⁻³	33	1.5	inertial (I)
$d = 3$ mm $\rho_p = 2500$ kg.m ⁻³	$\mu_f = 26 \times 10^{-3}$ Pa.s $\rho_f = 1027$ kg.m ⁻³	1.5	1.6	viscous-inertial (VI)
$d = 3$ mm $\rho_p = 2500$ kg.m ⁻³	$\mu_f = 375 \times 10^{-3}$ Pa.s $\rho_f = 1066$ kg.m ⁻³	0.1	1.5	viscous (V)

TABLE 4.1 – Summary of parameters for each experimental serie. The Stokes number St and the fluid-grain density ratio r are defined according to (4.5) and (4.6), respectively.

Table 4.1 lists the set of fluid and grain properties used in the experiments. According to the definitions (4.5) and (4.6), St and r are constant for a given set of fluid-grain properties (reported in table 4.1) and they are therefore varied independently of the value of a . Series of experiments are labelled according to the expected flow regime depending on the (St, r) values and defined by Courrech du Pont et al. (2003). In particular, the different series of experiments performed in the present study will be referred to as *regime (FFd)* and *regime (FF)* in the free-fall regime, *regime (I)* in the inertial regime, *regime (V)* in the viscous regime and *regime (VI)* at the transition between the viscous regime and the inertial regime (see Table 4.1 for details of the fluid mixture and grain properties). The corresponding values of (St, r) are reported in Table 4.1 and the series of experiments are also represented by a symbol in the (St, r) plane in figure 4.2.

4.2.2 First observations

The typical evolution of the granular collapse for the free-fall regime (*regime (FFd)*), the viscous regime (*regime (V)*) and the inertial regime (*regime (I)*) is shown with three different aspect ratios, i.e. $a = [0.5, 1, 9]$, in figure 4.3. In particular, snapshots of the granular flow at $t_f/3$, $2t_f/3$ and t_f , with t_f the final time at which the granular medium comes to rest, are reported.

One can first note that the shape of the final deposit depends on both the aspect ratio a and the considered regime (St, r) . More specifically, a clearly affects the trapezoidal vs.

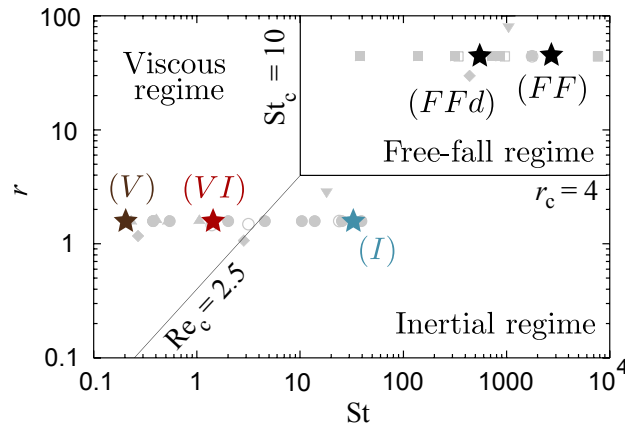


FIGURE 4.2 – Granular flow regimes as a function of the Stokes number St and the fluid-grain density ratio r defined according to (4.5) and (4.6) (from Courrech du Pont et al. (2003)). The stars correspond to the experimental series performed in the present study while grey symbols are extracted from Courrech du Pont et al. (2003) in the case of rotating drum experiments.

triangular shape according to the definition of Rondon et al. (2011) for the range of parameters considered here. Even if the final deposit can be clearly simplified to such simple geometries in *regime (V)*, the final deposit shape is slightly more curved at the front for the two other regimes. However, a clear distinction, which is somehow similar, can be made with $h(x = 0, t = t_f) = h(0, 0)$ (referred to as *trapezoid*) and $h(0, t_f) < h(0, 0)$ (referred to as *triangle*). Using this formalism, the transition from the *trapezoid* to the *triangle* occurs around $a \sim 0.75$, in the range of parameter considered here. It is possible that (St, r) plays a slight influence on this transition, but it is difficult to conclude here on this specific dependency. However, at each a , the spreading length clearly increases with St , while the influence of r is marginal on this length. The influence of r , is in fact more clearly observed in the transient flow which highlights a thicker front for $r \sim 1.5$ (second and third rows) than for $r \sim 45$ (first row), whatever a . The influence of the density ratio r on the front thickness is comparable with the cases of a dam break, with a large density ratio, and a gravity current, with a smaller density ratio, which exhibit the same front shape difference (Hogg & Pritchard, 2004). To finish with, one can notice that *regime (I)* highlights specific surface shapes, during the transient flow (see $a = 1$ in figure 4.3) and even on the final deposit (see $a = 9$ in figure 4.3). In the latter case, a deposit somehow similar to the "Mexican hat" observed for dry collapses (Staron & Hinch, 2005; Larrieu et al., 2006; Staron & Hinch, 2007; Lagrée et al., 2011; Roche et al., 2011) is obtained. Note however, that in the dry case, this specific deposit is usually observed at larger a .

These first observations highlight the diversity of behaviours which can be obtained for the collapse of granular column in a liquid, clearly controlled by the dimensionless parameters (a, St, r) . The influence of these dimensionless parameters on both the dynamics of the front and the final deposit shape are more deeply investigated in the following.

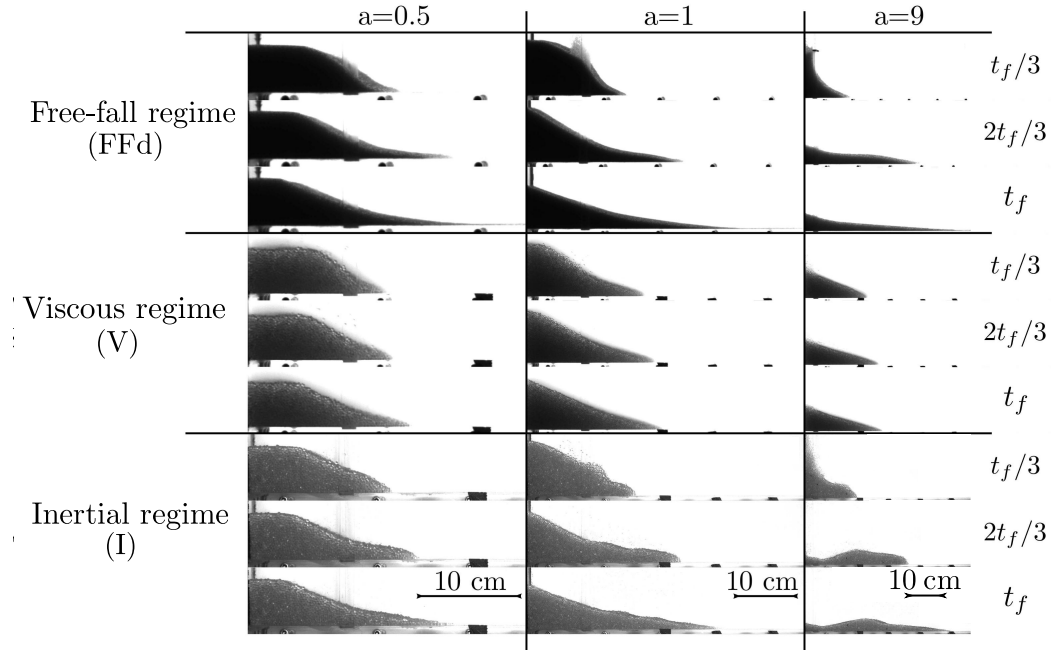


FIGURE 4.3 – At three different times, snapshots of a granular collapse in a fluid for the free-fall regime (FFd), viscous regime (V) and inertial regime (I) with three different aspect ratios, i.e. $a = 0.5$, $a = 1$ and $a = 9$. The final time t_f is the time that the granular material needs to stop.

4.3 Runout length and final height

Following previous studies on dry granular collapses, the final deposit is characterized by its runout length L_f , which is the final front position at $y = 0$, and its final height H_f corresponding to the height of the granular material at $x = 0$. Figure 4.4 shows these two parameters, in a dimensionless form, as a function of the initial aspect ratio a for *regime (FF)* (black), *regime (I)* (blue), *regime (VI)* (red) and *regime (V)* (brown), respectively. In particular, the classical dimensionless runout length $(L_f - L_i)/L_i$ (figure 4.4(a)) and final height H_f/L_i (figure 4.4(b)) as well as L_f/L_i (inlet of figure 4.4(a)) and H_f/H_i (inlet of figure 4.4(b)) are shown. As often observed for the dry granular collapse, these dimensionless lengths highlight a power law dependence on a with distinct behaviours at small and large a (see section 4.1). This trend is recovered here for the different regimes even if some unexpected features are observed, particularly for the *regime (I)* and *regime (VI)* which will be discussed more thoroughly further on in the paper. The runout length is shown here to be restricted to an interval limited by the dry regime (*regime (FF)*) on the upper side and the viscous regime (*regime (V)*) on the lower side (see figure 4.4(a)). These two limiting curves highlight scaling laws depending on a . In particular, for $a \lesssim 2$, the runout length increases linearly with the aspect ratio, $(L_f - L_i)/L_i = \lambda_1 a$ with $\lambda_1 = \lambda_1^{FF} \sim 2.7 \pm 0.3$ and $\lambda_1 = \lambda_1^V \sim 1.5 \pm 0.1$ for *regime (FF)* and *regime (V)*, respectively. For $a \gtrsim 2$, the runout length evolves as $(L_f - L_i)/L_i = \lambda_2 a^\alpha$ with $\alpha \sim 0.64 \pm 0.02$ and $\lambda_2 = \lambda_2^{FF} \sim 3.7 \pm 0.3$ and $\lambda_2 = \lambda_2^V \sim 1.9 \pm 0.1$ for *regime (FF)*

and *regime (V)*, respectively. Note that, the runout length is significantly shorter in *regime (V)* and *regime (VI)* than in *regime (FF)* and *regime (I)*, highlighting the St -dependence mentioned in the previous section, while the exponent α does not vary significantly. Another scaling which has been shown to be pertinent to characterize the final length of the collapse is the dimensionless length L_f/L_i (Rondon et al., 2011). The scaled runout length L_f/L_i is plotted as a function of a for the different regimes in the inlet of figure 4.4(a). Again, the overall trend is similar for the different regimes. In *regime (V)*, one obtains $L_f/L_i \sim a^{1/2}$ in accordance with previous results in the literature (Rondon et al., 2011). More surprisingly, this scaling also looks pertinent for the other regimes at least for the dry case but with a varying scaling factor between small a and large a . Unfortunately, these scaling laws for the runout remains a challenging task, as the range of a that can be covered in laboratory experiments is limited (see the $2/3$ power law reported in the inlet of figure 4.4(a) which is hardly distinguished from a $1/2$ power law).

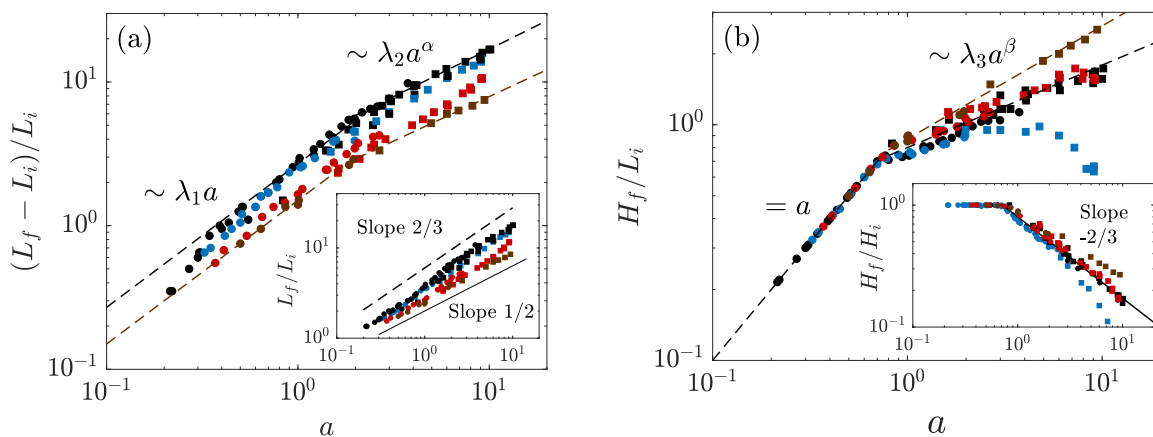


FIGURE 4.4 – Dimensionless runout length $(L_f - L_i)/L_i$ (a) and final height H_f/L_i (b) as a function of the aspect ratio a for *regime (FF)* (black), *regime (I)* (blue), *regime (VI)* (red) and *regime (V)* (brown). Circles and squares correspond to experiments performed with a reservoir width of $L_i = 10$ cm and $L_i = 3$ cm, respectively. The inlets of these figures correspond to other scalings.

The figure 4.4(b) shows the dimensionless final height H_f/L_i as a function of the aspect ratio a . For $a \lesssim 0.75$, the final deposit has a trapezoidal shape leading to $H_f = H_i$. The initial height at $x = 0$ is therefore not affected by the collapse. For $a \gtrsim 0.75$, the trend is more complicated and it can depend on the regime. However, except for *regime (I)*, H_f/L_i evolves as $H_f/L_i = \lambda_3 a^\beta$, with $(\lambda_3, \beta) = (\lambda_3^{FF}, \beta^{FF}) = (\lambda_3^{VI}, \beta^{VI}) = (0.80 \pm 0.07, 0.35 \pm 0.04)$ and $(\lambda_3, \beta) = (\lambda_3^V, \beta^V) = (0.87 \pm 0.03, 0.48 \pm 0.02)$. In *regime (I)*, H_f/L_i is similar to the case of *regime (FF)* and *regime (VI)* for $a \lesssim 2$. For $2 \lesssim a \lesssim 5$, it remains constant and then decreases with a at larger aspect ratio. The former observation clearly highlights the influence of r at large St on the final deposit mentioned in section 4.2.2. The inlet of the figure 4.4(b) shows the dimensionless final height H_f/H_i as a function of a . For $a \lesssim 0.75$, the trapezoidal shape leads to $H_f/H_i = 1$ while, for $a \gtrsim 0.75$, H_f/H_i decreases with a

following different slopes depending on the considered regime. The $-2/3$ scaling obtained for dry granular collapses in the quasi-2D geometry (Lajeunesse et al., 2005) is reported here for comparison (solid black line in the inlet of figure 4.4(b)).

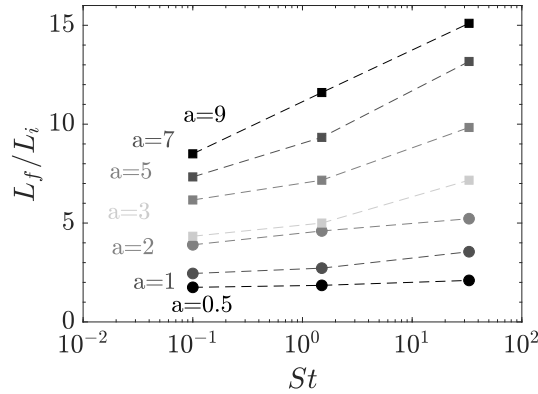


FIGURE 4.5 – Scaled runout length L_f/L_i as a function of the Stokes number St . The grain-fluid density ratio is fixed, i.e. $r \sim 1.5$, and the aspect ratio is in the range $a = [0.5 : 9]$. Circles and squares correspond to experiments performed with a reservoir width of $L_i = 10$ cm and $L_i = 3$ cm, respectively.

The dependence of the dimensionless runout length L_f/L_i with the Stokes number St is shown in figure 4.5. Here, the grain-fluid density ratio is fixed, i.e. $r \sim 1.5$, and the aspect ratio is in the range $a = [0.5 : 9]$. As already mentioned, the spreading length quantified as L_f/L_i increases with St and the evolution is more pronounced at large a . Moreover, while L_f/L_i roughly increases of a factor 5 when a is increased over a decade, it only increases by a factor 2 or less when St is varied over three decades, explaining probably why the influence of the aspect ratio has been more widely reported in the literature than the influence of the Stokes number. However, in geophysical applications, St can vary over several decades depending on the density and size of the grains, its influence on the spreading length being therefore significant.

4.4 Dynamics of the spreading

The dynamics of the granular flow are analysed here through the temporal evolution of the front position. In particular, the position $x_f - L_i$ is plotted as a function of the time for *regime (V)* with $a = 1$, in figure 4.6, as a typical example of this evolution. A comparison with the other regimes is also shown in inlet of the figure 4.6 with *regime (FFd)* (black symbols), *regime (I)* (blue symbols), *regime (VI)* (red symbols) and *regime (V)* (brown symbols)).

This evolution is decomposed into the following stages. First, the front remains nearly frozen until $t = T_t$, referred to as the trigger time¹. Then the most significant evolution of the granular medium occurs during a second stage, the collapse phase, until the front reaches

1. The trigger time T_t is defined as the time at which the front has travelled on the width of the sluice gate (i.e. $x_f(t = T_t) - L_i = 2$ cm).

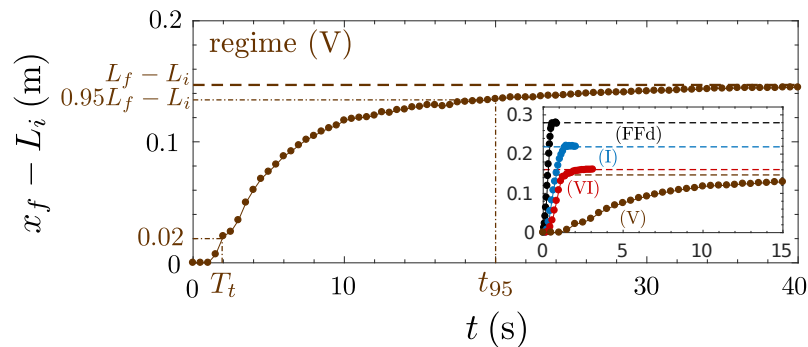


FIGURE 4.6 – Temporal evolution of the front position $x_f - L_i$ for *regime (V)* (inlet : for *regime (FFd)* (black), *regime (I)* (blue), *regime (VI)* (red) and *regime (V)* (brown)) with $a = 1$. The dashed lines represent the runout length $L_f - L_i$. The trigger time T_t and the time t_{95} are indicated.

its maximum length L_f , i.e. the granular media stops. In order to quantify the end of the second stage of the collapse, we define the time t_{95} when the front position of the collapse reaches 95 % of the runout length L_f (see figure 4.6). The two above mentioned times, T_t and t_{95} , clearly decrease with increasing (St, r) , i.e. from the *regime (V)* to the regime *regime (FF)*, leading to a sharpen trend of the front evolution while reaching the static deposit (see inlet of figure 4.6).

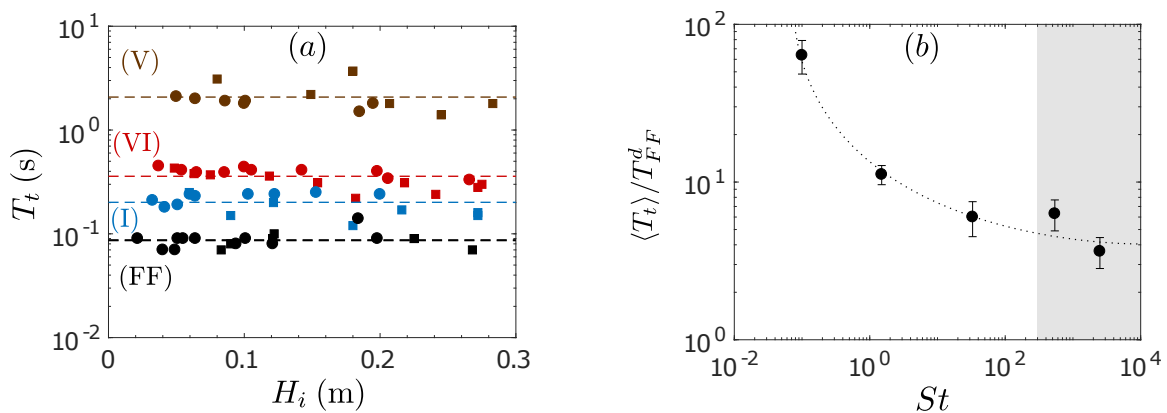


FIGURE 4.7 – (a) Trigger time T_t as a function of the initial height H_i for *regime (FF)* (black), *regime (I)* (blue), *regime (VI)* (red) and *regime (V)* (brown). The dashed lines represent the mean value $\langle T_t \rangle$ for each regime. (b) Dimensionless trigger time $\langle T_t \rangle / T_{FF}^d$ with $T_{FF}^d = (2\rho_p d / \Delta\rho g)^{1/2} \equiv \tau_{ff}$ as a function of the Stokes number St . White and grey areas correspond to $r \sim 1.5$ and $r \sim 45$, respectively.

For the first stage, the trigger time T_t is similar to the one mentioned by Rondon et al. (2011) in the case of an initial dense granular packing. We recall here that the initial packing of each experiments is fixed, i.e. $\phi \sim 64\%$. This time is related to the time that the granular column needs to expand prior to collapse. This expansion is delayed by the viscous dissipation in the granular porous media. The figure 4.7(a) shows the trigger time T_t as a function of

the initial height H_i for *regime (FF)* (black symbols), *regime (I)* (blue symbols), *regime (VI)* (red symbols) and *regime (V)* (brown symbols). One can conclude that T_t is nearly H_i -independent and that it is mostly controlled by the flow regime, i.e. (St, r) . A constant value $\langle T_t \rangle$ (dashed lines in figure 4.7(a)) can be therefore defined in each regime which is reported as a function of St in figure 4.7(b). Note that in the present set of experiments, it was not possible to vary the grain-fluid density ratio r at a constant value of the Stokes number St , then no conclusions can be drawn on the influence of r , even if it does not seem to significantly modify the trigger time at large St in the range of parameters considered here (see figure 4.7(b) in which white and grey areas correspond to $r \sim 1.5$ and $r \sim 45$, respectively). However, a clear dependence of St is obtained here, where the trigger time $\langle T_t \rangle / T_{FF}^d$ with $T_{FF}^d \equiv \tau_{ff} = (2\rho_p d / \Delta\rho g)^{1/2}$ is shown to decrease with St increasing with an asymptotic value $\langle T_t \rangle / T_{FF}^d \sim 4$ at large St . This trend is then consistent with a viscous dissipation during the expansion which is significant at small St and tends towards the unity, i.e. the free-fall time scale, at large St . Note that the asymptotic value $\langle T_t \rangle / T_{FF}^d \sim 4$, obtained here, is slightly affected by the extraction method of the trigger time as described previously. However, the general trend reported here remains robust. We therefore highlight here, that the influence of the initial volume fraction on the initial stage of the collapse reported by Rondon et al. (2011) for a viscous regime is also a function of St for a given initial volume fraction. This result highlights the viscous role on this pore pressure effect.

The second stage of the collapse is then characterized by the time t_{95} prior the granular medium comes to rest. Strictly speaking, the second stage lasts for $t_{95} - T_t$ and we consider this time difference in the following. In order to validate the relevance of the different regimes mentioned previously for this configuration, we thus analyzed the evolution of t_{95} as a characteristic time scale of the granular collapse. As discussed by Courrech du Pont et al. (2003), the time of the granular collapse should depend on the corresponding regime. It should therefore be predicted according to the considered flow regime. If we consider $U_{V/I}^\infty$ the limit velocity that a single grain reaches when it is submitted to a driving force F in the viscous/inertial regime and the characteristic length L_c travelled during the collapse time, the characteristic time can be defined as $T_V = L_c / U_V^\infty = 3\pi\mu_f d L_c / F$ and $T_I = L_c / U_I^\infty = L_c (\pi C_D \rho_f d^2 / 8F)^{1/2}$ for the viscous regime and inertial regime, respectively. In the case of the free-fall regime, as no limit velocity exists, the characteristic time is defined as $T_{FF} = (L_c \rho_p \pi d^3 / 3F)^{1/2}$ which corresponds to the time that a particle needs to travel on the characteristic length L_c with a constant acceleration induced by a constant force F . In order to predict simple scalings for these characteristic times from the initial condition, we choose here $L_c = H_i$, i.e. the initial height, and $F = (\pi/6)\Delta\rho g d^3$, i.e. the weight of a single grain. Note that with these definitions, one have simply $T_{FF} = (H_i/d)^{1/2} T_{FF}^d \equiv (H_i/d)^{1/2} \tau_{ff}$. We therefore obtain

$$T_{FF} = \left(\frac{2\rho_p H_i}{\Delta\rho g} \right)^{1/2}, \quad T_I = \left(\frac{3C_D \rho_f H_i^2}{4\Delta\rho g d} \right)^{1/2}, \quad T_V = \frac{18\mu_f H_i}{\Delta\rho g d^2}. \quad (4.7)$$

The time $t_{95} - T_t$ normalized by these different characteristic times (4.7) is plotted as a function of the normalized initial height H_i/d for *regime (FF)* (black symbols), *regime (I)* (blue symbols), *regime (VI)* (red symbols) and *regime (V)* (brown symbols) in figure 4.8. The drag coefficient is considered constant, i.e. $C_D = 0.4$. First, one can conclude that the collapse time for *regime (FF)* and *regime (V)* only scales with T_{FF} and T_V , respectively (see figure

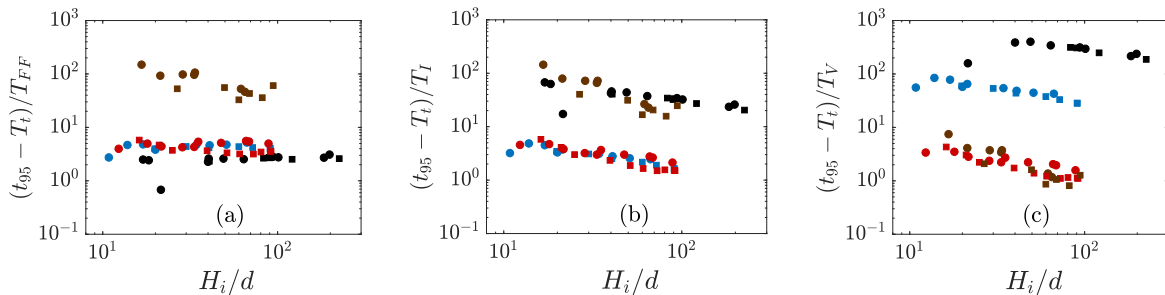


FIGURE 4.8 – The time $t_{95} - T_t$ normalized by different characteristic times T_{FF} , T_I and T_V defined according to (4.7) as a function of the normalized initial height H_i/d for the *regime* (*FF*) (black), *regime* (*I*) (blue), *regime* (*VI*) (red) and *regime* (*V*) (brown).

4.8(a) and figure 4.8(c)), supporting the expected classification proposed by Courrech du Pont et al. (2003) in these cases. On the other hand, it is more difficult to conclude for *regime* (*I*) and *regime* (*VI*) where the time scale is not clear. For *regime* (*I*), the time T_I seems to be as pertinent as the time T_{FF} , at least at small a , meaning that T_I and T_{FF} are of the same order. For *regime* (*VI*), it is not surprising to obtain that the both T_V and T_I could characterize the collapse time. Indeed, these two time scales are similar in this set of experiments which is close to the transition from viscous to inertial regimes (see figure 4.2). Also, T_{FF} is of the same order than T_I and T_V in this case, in agreement with previous conclusions mentioned for *regime* (*I*). It is worth mentioning that the smallest value of the fluid-grain density ratio obtained here is $r \sim 1.5$ (glass beads in a liquid). More specifically, for *regime* (*VI*) and *regime* (*I*), that means the inertial limit velocity is hardly reached between consecutive grain contacts, according to the definition (4.6) of the fluid-grain density ratio. In fact, *regime* (*I*) is at the limit between the inertial and free-fall regimes, while *regime* (*VI*) is close to the point of coexistence of the three regimes. It can be noted that for heavy grains and at large St , the flow is never expected to belong to a region in which fluid inertia overcomes the weight of the grains, even if it is observed. Usually, the granular media remains quite dense during the whole duration of the collapse and that explains the similarity between *regime* (*I*) and *regime* (*FF*). Finally, as r is larger for *regime* (*FF*), only T_{FF} remains a pertinent time scale supporting that fluid inertia is negligible in the dry case.

The conclusions drawn here do not account for the H_i -dependence observed in figure 4.8(b) and figure 4.8(c). For *regime* (*I*) and at large H_i/d , the collapse time ($t_{95} - T_t$) decreases towards the expected time T_I (see figure 4.8(b)) while its evolution with T_{FF} remains constant (see figure 4.8(a)). In this case, fluid inertia is dominant on the dynamics of the system and this can be explained as follows. At large H_i/d , most of the column falls down in the only vertical direction due to the mass of grains drained away at the bottom during the collapse, as reported by Staron & Hinch (2005). During this stage, the intensity of the contact network can be expected to vanish like particles fall similarly. In this case, the definitions of the Stokes number St (4.5) and the fluid-grain density ratio r (4.6) given in section 4.1 are no longer pertinent. Indeed, the viscous time and the inertial time that a

grain needs to reach its limit velocity has now to be compared to a free-fall time over the total height of the initial column H_i , instead of the grain diameter d . In this case, the zone of influence of the different regime has to be discussed in a $((d/H_i)^{1/2}St, (d/H_i)^{1/2}r)$ plane. In this way, for a serie with a constant (St, r) , $(d/H_i)^{1/2}r$ decreases with the increase of the initial height H_i and the flow could reach easier its inertial regime as long as $(d/H_i)^{1/2}St$ remains large. For *regime (VI)*, same conclusions can be drawn. In this case, $(d/H_i)^{1/2}St$ and $(d/H_i)^{1/2}r$ decrease similarly explaining that it remains at the limit between the viscous and inertial regimes while it separates from the free-fall dynamics at large H_i/d .

In a similar way, the maximum front velocity U_m reached during the collapse can be analysed. In each considered regime, the evolution of the front velocity can be defined as an acceleration followed by a deceleration and no constant-velocity phase is observed, as reported by Staron & Hinch (2007) in the dry case. In the following, we define the velocity scales as the limit velocity $U_{V/I}^\infty$ in the viscous/inertial regime and the characteristic velocity U_{FF} at $t = T_{FF}$ considering the fall of a single grain under gravity and without drag dissipation. We therefore obtain

$$U_{FF} = \left(\frac{2\Delta\rho g H_i}{\rho_p} \right)^{1/2}, \quad U_I^\infty = \left(\frac{4\Delta\rho g d}{3C_D \rho_f} \right)^{1/2}, \quad U_V^\infty = \frac{\Delta\rho g d^2}{18\mu_f}. \quad (4.8)$$

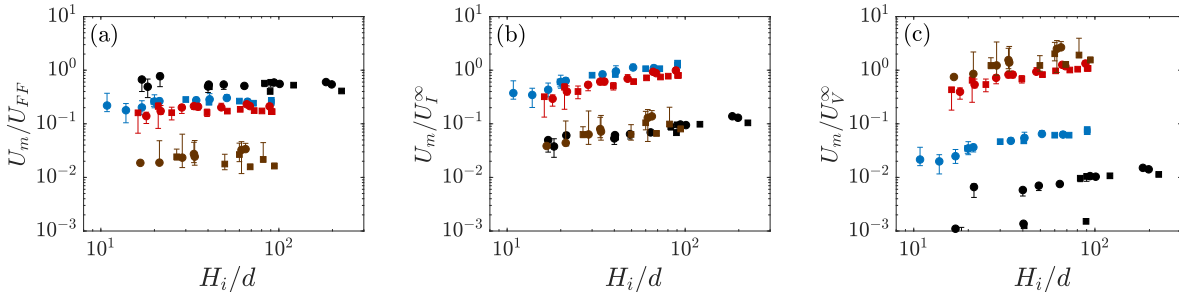


FIGURE 4.9 – The maximum front velocity U_m normalized by different characteristic velocities U_{FF} , U_I^∞ and U_V^∞ defined according to (4.8) as a function of the normalized initial height H_i/d for *regime (FF)* (black), *regime (I)* (blue), *regime (VI)* (red) and *regime (V)* (brown).

The figure 4.9 shows the maximum front velocity U_m normalized by the velocity scales defined according to (4.8) as a function of the normalized initial height H_i/d for *regime (FF)* (black symbols), *regime (I)* (blue symbols), *regime (VI)* (red symbols) and *regime (V)* (brown symbols). The trends are similar to the one observed for the characteristic times. Same conclusions can be drawn which support the physical interpretation given previously on the flow dynamics of the collapse. These observations for the collapse dynamics can be summarized as shown in figure 4.10 in which the zone of validity of the different regimes is represented in the $((d/H_i)^{1/2}St, (d/H_i)^{1/2}r)$ plane.

In order to identify the most pertinent granular flow regime for each experiment perfor-

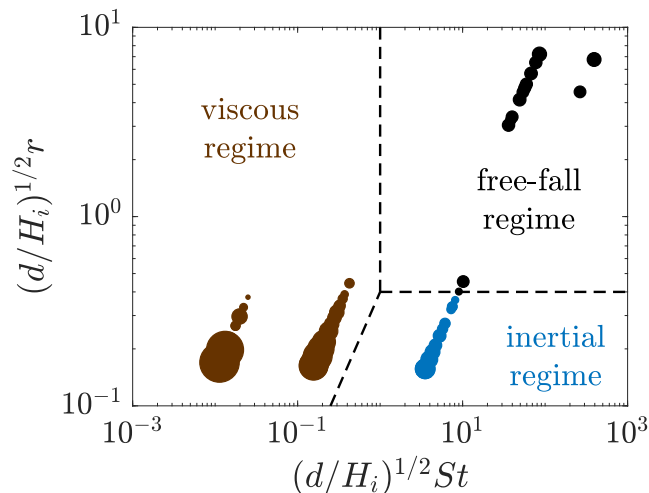


FIGURE 4.10 – Granular flows regimes in the $((d/H_i)^{1/2}St, (d/H_i)^{1/2}r)$ plane with St the Stokes number (4.5) and r the grain-fluid density ratio (4.6). Symbols correspond to the minimum dimensionless collapse time T^- (4.9) determined from figure 4.8 with $T^- = (t_{95} - T_t)/T_{FF}$ (black), $T^- = (t_{95} - T_t)/T_I$ (blue), and $T^- = (t_{95} - T_t)/T_V$ (brown). The size indicates the deviation of T^- from 1.

med in this study, the minimum dimensionless collapse time is defined as

$$T^- = \min \left[\frac{(t_{95} - T_t)}{T_{FF}}, \frac{(t_{95} - T_t)}{T_I}, \frac{(t_{95} - T_t)}{T_V} \right]. \quad (4.9)$$

It is determined from figure 4.8 and defined as an objective identification of the pertinent time scale for a given experiment. The figure 4.10 shows the obtained regimes in the $((d/H_i)^{1/2}St, (d/H_i)^{1/2}r)$ plane. Symbols correspond to each individual experiment in this parameter space. In particular black symbols, blue symbols and brown symbols correspond to $T^- = (t_{95} - T_t)/T_{FF}$, $T^- = (t_{95} - T_t)/T_I$, and $T^- = (t_{95} - T_t)/T_V$, respectively. The size indicates the deviation of T^- from 1, in particular, the size of the symbol increases when $T^- \rightarrow 1$. In such a representation, each set of experiments *regime (FF)*, *regime (FFd)*, *regime (I)*, *regime (VI)* and *regime (V)* are still visible (Symbols align on inclined lines). Moreover, in this parameter space, a change in color indicates a transition from a regime to another while the size of the symbols indicates the distance to this transition. It can be noted that the set of experiments *regime (FF)*, *regime (FFd)* and *regime (V)* indeed belongs to the corresponding expecting regime. The *regime (VI)* belongs to a viscous regime with this definition but with mostly smaller symbols than *regime (V)* as closer to the transition with the inertial regime. One of the most interesting observation with this representation of the granular flow regime is associated with the set of experiments *regime (I)*, which then corresponds to a transition from the inertial to the dry regime as $((d/H_i)^{1/2}St, d/H_i)^{1/2}r$ increases, i.e. increasing d/H_i (smaller initial column) as (St, r) is constant for each given set of experiments. Figure 4.10 then allows to extract a more refined estimation of the transition in this new $((d/H_i)^{1/2}St, (d/H_i)^{1/2}r)$ plane for the collapse configuration, with in particular $(d/H_i)^{1/2}r_c \sim 0.4$ for free-fall/inertial regimes, $(d/H_i)^{1/2}St_c \sim 1$ for free-fall/viscous regimes

and $Re_c = St_c/r_c \sim 2.5$ for inertial/viscous regimes in agreement with the critical Reynolds number suggested by Courrech du Pont et al. (2003).

To finish with, the description of geophysical flows necessitates the use of simple parametrizations modelling the main features of the physical processes involved in the considered configuration. In this sense, the results shown in figure 4.8(a) and in figure 4.9(a) suggests a possible description of the dynamics of granular avalanches in a fluid, at the dominant order, with a dry scaling in the range of parameters considered here, regardless the finer description proposed previously. In figure 4.11(a), U_m is thus plotted as a function of the free-fall velocity $U_{FF} = (2\Delta\rho g H_i/\rho_p)^{1/2}$ for *regime (FF)* (black symbols), *regime (I)* (blue symbols), *regime (VI)* (red symbols) and *regime (V)* (brown symbols). It is indeed shown here that such a dry scaling for the velocity remains roughly acceptable for all the experiments performed here (see dashed lines in figure 4.8(a)). The prefactor of this scaling (*i.e.* the prefactor of the dashed lines) would therefore only be a function of St , *i.e.* $U_m = \zeta(St)U_{FF}$. The evolution of ζ as a function of St is shown in figure 4.11(b). While ζ is order one at large St , it goes to zero with St decreasing. Below $St \sim 0.1$, the velocity of the system is found to be zero. It is actually the limit of the assumptions used here, the system can then be considered as fully viscous. While ζ is clearly a function of St here, it also seems to depend on r (see figure 4.11(b) in which white and grey areas correspond to $r \sim 1.5$ and $r \sim 45$, respectively), but cannot be highlighted with the set of available parameters. Such a rough description accounts for the simplest influence of the surrounding fluid on the dynamics of a granular mass slumping under the influence of the gravity standing for a classical free fall scaling for inertial/dry configurations towards the dissipation induced by viscosity. This parametrization would deserve further investigations, which are beyond the scope of the present paper, to propose a robust correlation for the function $\zeta(St, r)$, and the range of parameters of validity. This could probably be only achieved with numerical simulations.

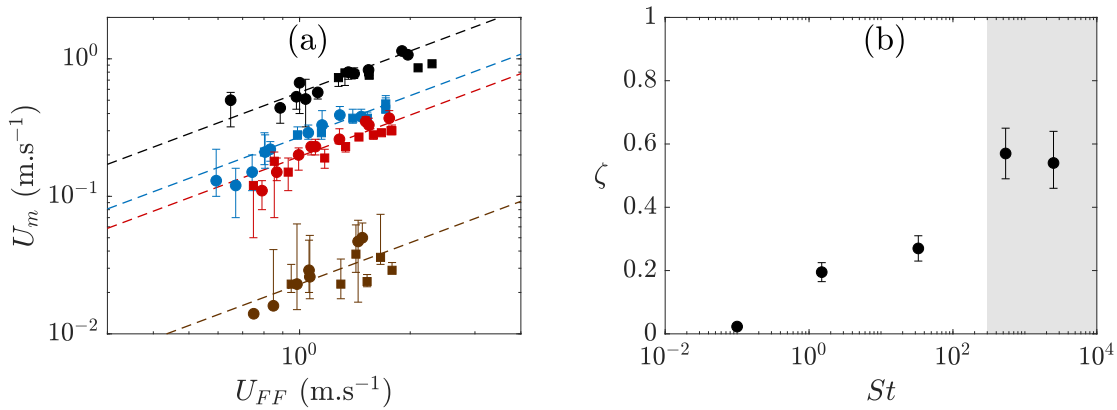


FIGURE 4.11 – (a) Maximum front velocity U_m as a function of the free-fall velocity $U_{FF} = (2\Delta\rho g H_i/\rho_p)^{1/2}$ for *regime (FF)* (black), *regime (I)* (blue), *regime (VI)* (red) and *regime (V)* (brown). (b) Evolution of $\zeta = U_m/U_{FF}$ as a function of the Stokes number St . The parameter ζ represents the slope of dashed lines for each regime from figure 4.11(a). White and grey areas correspond to $r \sim 1.5$ and $r \sim 45$, respectively.

4.5 Morphology of the final deposit

In the previous sections, the influence of the dimensionless numbers (a , St , r) have been shown to play a role on the dynamics of a granular collapse and the shape of the obtained final deposit. In this section, the morphology of the final deposit is described specifically. In figure 4.12, the parameters which characterize the final deposit are recalled for a trapezoidal form, with the final height H_f and the runout length L_f , the angles α_s and α_f at the summit and at the foot, respectively, and x_c representing the longitudinal position at the beginning of the slope ($x_c = 0$ for a triangular deposit shape).

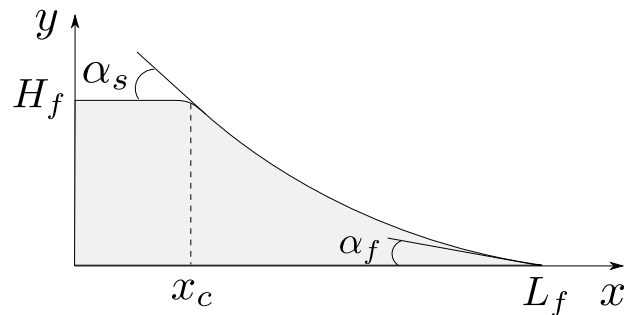


FIGURE 4.12 – Sketch of a final trapezoidal deposit where H_f and L_f are the final height and the runout length, respectively, α_s and α_f are the angles at the summit and at the foot, respectively, and x_c is the position at the beginning of the slope.

4.5.1 Shape of the deposit

The shape of the final deposit can be regarded as a function of the considered regime. Figure 4.13 shows the height profile h/H_f as a function of $(x - x_c)/(L_f - x_c)$ for *regime (FF)* (a), *regime (I)* (b), *regime (VI)* (c) and *regime (V)* (d). All the aspect ratios are reported here except in *regime (I)* and *regime (VI)* for which a is limited to $a \lesssim 1$ and $a \lesssim 4$, respectively. For these two sets of experiments, spatial oscillation of the granular surface appears above these aspect ratios. This specific situation will be discussed in more details in section 4.5.3. In figure 4.13, one can first observe that, in each case, these dimensional height profiles nearly match on a single curve for all a . Moreover, for decreasing St , these self-similar profiles tend towards a straight line (from figure 4.13(a) to 4.13(d)), i.e. a constant angle along the slope of the deposit (dashed lines).

The center of mass (x^G, y^G) can be analysed as a quantification of this similarity in shape deposit and it is defined as

$$x^G = \frac{1}{A} \int_0^{x_f} x h(x, t) dx, \quad y^G = \frac{1}{A} \int_0^{x_f} \frac{h(x, t)^2}{2} dx, \quad (4.10)$$

where x^G and y^G are the longitudinal and vertical positions of the center of mass and $A = \int_0^{x_f} h(x, t) dx$ is the area of the granular material. Initially at the position $(x^G(t = 0), y^G(t = 0)) = (L_i/2, H_i/2)$, the longitudinal position x^G increases while the vertical

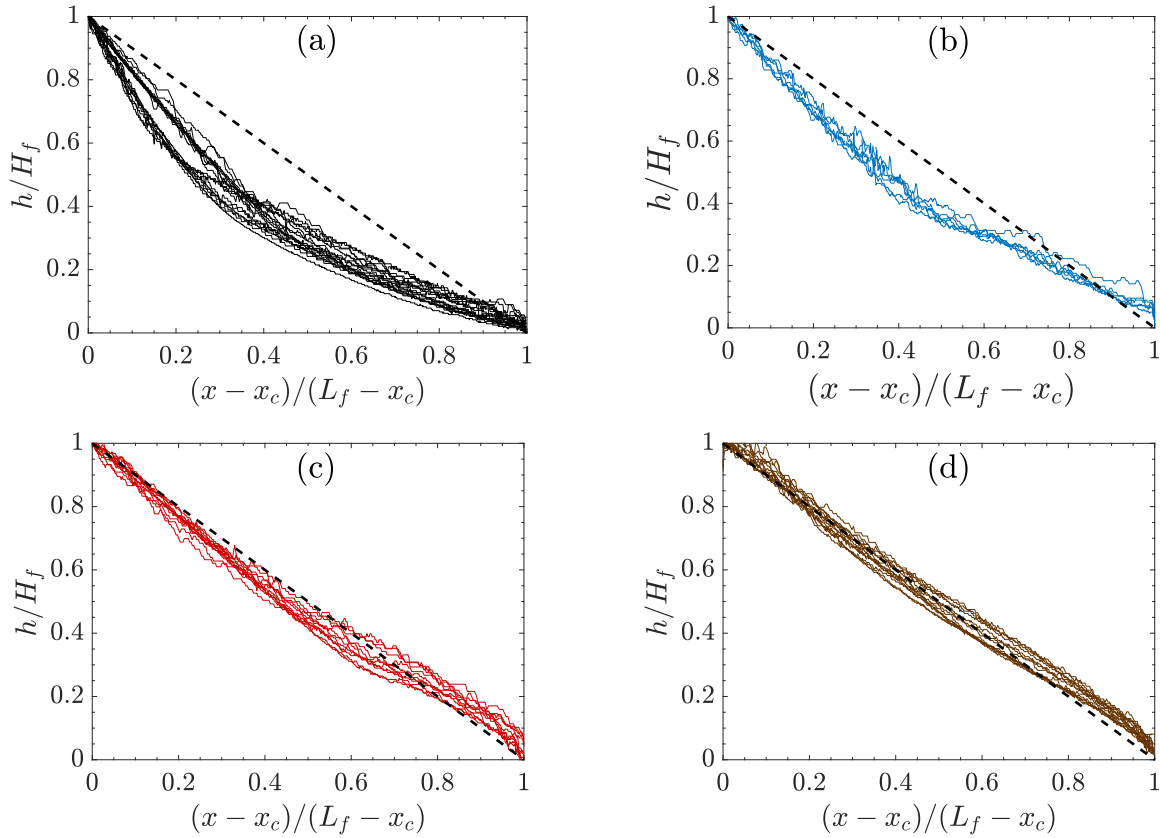


FIGURE 4.13 – Height profile h/H_f as a function of $(x - x_c)/(L_f - x_c)$ for *regime (FF)* (a), *regime (I)* (b), *regime (VI)* (c) and *regime (V)* (d). The dashed lines represent $h/H_f = 1 - (x - x_c)/(L_f - x_c)$.

position y^G decreases during the spreading of the granular mass, until it stops at the position at the final state (x_f^G, y_f^G) .

The figure 4.14 shows the dimensionless vertical position $(2y^G - H_i)/H_i$ of the center of mass as a function of its horizontal position $(2x^G - L_i)/L_i$ for *regime (FF)* (black symbols), *regime (I)* (blue symbols), *regime (VI)* (red symbols) and *regime (V)* (brown symbols). In this figure, symbols correspond to the final state of the mass position $((2x_f^G - L_i)/L_i, (2y_f^G - H_i)/H_i)$. For comparison, the temporal evolution of the center of mass $((2x^G - L_i)/L_i, (2y^G - H_i)/H_i)$ is also shown only for few runs in the different regimes (dashed lines). At this scale of observation, all results match on the same leading curve. This means that, at least at leading order, the center of mass of the granular media follows an universal curve, the only difference between the different aspect ratios and flow regimes being its final position on this curve. This general observations emphasize the geophysical parametrization discussed in the previous section, accounting for a simple process of fluid dissipation on the granular collapse. Once again, depending on the expected accuracy of the model, such an assumption could hold.

The inset of 4.14 shows $2y^G/H_i$ as a function of $2x^G/L_i$ and the dashed line corresponds to $2y_f^G/H_i = (8/9)(L_i/2x_f^G)$, which is the position of the mass center of any triangle having a

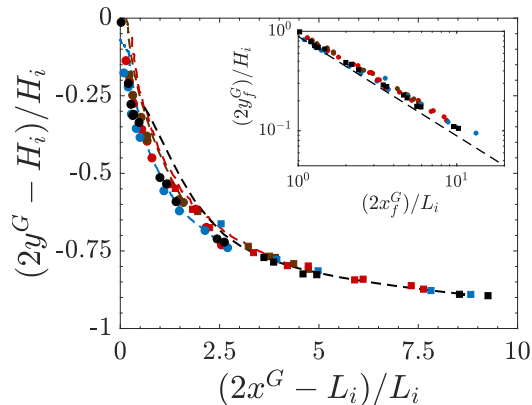


FIGURE 4.14 – Dimensionless vertical position of the mass center $(2y_f^G - H_i)/H_i$ as a function of its horizontal position $(2x_f^G - L_i)/L_i$ for *regime (FF)* (black), *regime (I)* (blue), *regime (VI)* (red) and *regime (V)* (brown). Symbols correspond to the final state $((2x_f^G - L_i)/L_i, (2y_f^G - H_i)/H_i)$ while dashed lines are the temporal trajectory $((2x^G - L_i)/L_i, (2y^G - H_i)/H_i)$ of the center of mass. The inset corresponds to $2y_f^G/H_i$ as a function of $2x_f^G/L_i$ and the dashed line is $2y_f^G/H_i = (8/9)(L_i/2x_f^G)$ which is the position of the mass center of any triangle having a surface $H_i L_i$.

surface $H_i L_i$. As observed here, this simple geometry leads to a good prediction of the final shape of the deposit. One can observe that, at large $2x^G/L_i$, corresponding to increasing a and/or St , the solution deviates from the experimental results. This discrepancy can be associated with the curvature of the deposit, as observed in figure 4.13(a), for instance. We can note that, as the bottom plane is a smooth wall, the curvature of these profiles is slightly intensified at large St . However, whatever the roughness imposed at the bottom, such concavity is always obtained (see Rondon et al., 2011; Lajeunesse et al., 2004, for instance). We therefore assert that the present observation is representative of any collapse in a liquid, even if a modification of the roughness would probably slightly modify the obtained curvature. This curvature could therefore be mostly attributed to inertia on the dynamics of the collapse which tends to disappear when St vanishes. In the latter case, the dynamics can be assumed to be quasi-static. The obtained final constant slope is therefore close to an angle of equilibrium of the granular material. This will be discussed in section 4.5.2. For now, we propose a deeper investigation of the slope angle as a function of St .

As the shape of the final deposit can be more or less curved, we propose here to define two angles to characterize it. In particular, one defines an angle α_s close to the summit, i.e. at $x = x_c$, and an angle α_f at the foot, i.e. at $x = L_f$, of the final deposit (see figure 4.12). These two local angles are shown in figure 4.15 as a function of a , with α_s (full symbols) and α_f (empty symbols), for *regime (FF)* (a), *regime (I)* (b), *regime (VI)* (c) and *regime (V)* (d). As in figure 4.13, only deposits with smooth shape are considered here, the analysis of other inertial cases being postponed to section 4.5.3. As expected, $\alpha_f < \alpha_s$ unless for *regime (V)* in which $\alpha_f = \alpha_s$. Also, the discrepancy $\alpha_s - \alpha_f$ increases with the Stokes number St . One first observes that α_s is almost constant at small a with a value which is comparable to the repose angle of the granular material (solid lines). When the aspect ratio a increases, the angle α_s

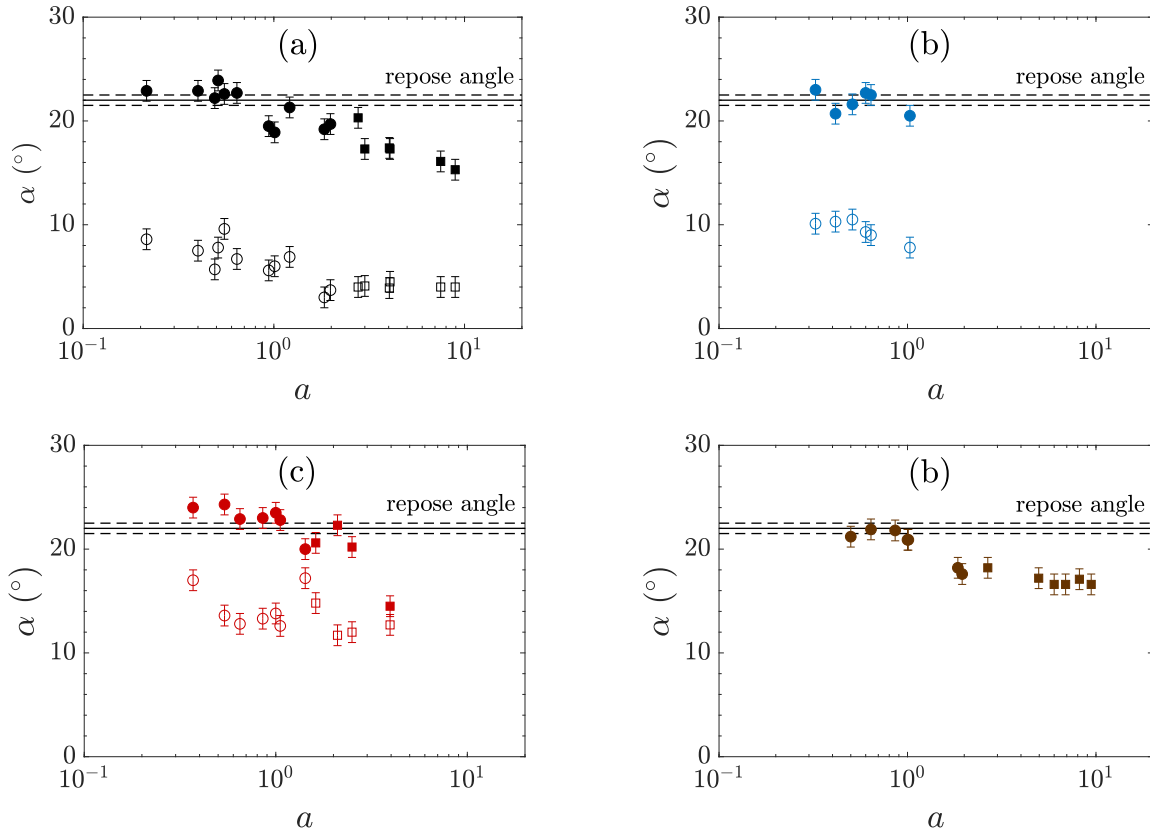


FIGURE 4.15 – Local angles α_s at the summit (full symbols) and α_f at the foot (empty symbols) as a function of the aspect ratio a for *regime (FF)* (black, (a)), *regime (I)* (blue, (b)), *regime (VI)* (red, (c)) and *regime (V)* (brown, (d)).

suddenly decreases above $a \sim 1$ for all the regimes (when available), and eventually saturates to a slightly smaller value. This decrease, even if quite small (only 3° in figure 4.15(d)), is above the measurement accuracy and it is systematically observed. This observation is not explained here, but it seems to be correlated to the transition from trapezoidal to triangular deposit shape, when the point x_c (see figure 4.12) reaches the back wall of the reservoir. Note that, on the other hand, α_f decreases at small a until to reach a constant value with the same transition $a \sim 1$. However, the a -dependence of α_s and α_f remains small compared to the difference between these two angles as well as the evolution of α_f with St .

The average values $\langle \alpha_s \rangle$ and $\langle \alpha_f \rangle$ over a is reported in figure 4.16 as a function of St . One observes, as previously mentioned, that $\langle \alpha_s \rangle$ is roughly constant and equal to the value of the repose angle of the granular material, i.e. $\langle \alpha_s \rangle \sim \alpha_r$ (solid lines in figure 4.16). On the other hand, $\langle \alpha_f \rangle$ decreases with the increase of St quantifying the curvature of the deposit shape profiles mentioned previously. At small St , $\langle \alpha_f \rangle$ tends towards $\langle \alpha_s \rangle$ and then $\langle \alpha_s \rangle \sim \langle \alpha_f \rangle \sim \alpha_r$. This means that inertia becomes negligible and that the system evolves in a quasi-static state towards its final deposit with a constant angle equal to the angle of repose.

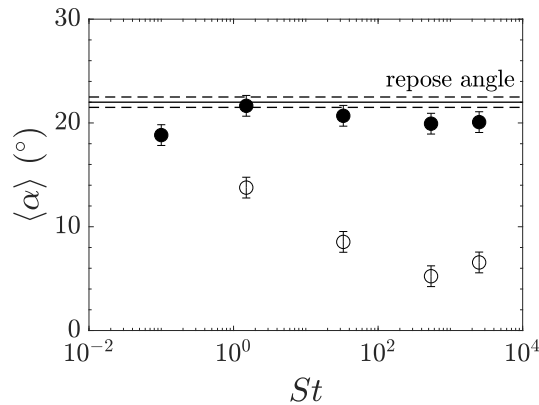


FIGURE 4.16 – Average values $\langle \alpha_f \rangle$ (open symbols) and $\langle \alpha_s \rangle$ (black symbols) as a function of St .

4.5.2 Predictive model for the final deposit

In the previous section, one has shown that the granular material tends towards its final deposit with a quasi-static state for decreasing St . This corresponds to a constant final slope of the deposit close to the angle of repose α_r . Combining this result with a final deposit described with a trapezoidal or a triangular shape as a function of a , one can therefore obtain a simple prediction of the final runout length and final height in the $St \rightarrow 0$ (Rondon et al., 2011). For this purpose, one assume that the angle of repose α_r is associated with a constant coefficient of friction μ_r as $\mu_r = \tan \alpha_r$. Based on the mass conservation between the initial and the final states, one can show that the *trapezoid* and the *triangle* lead to the following scalings, respectively

$$\frac{L_f - L_i}{L_i} = \frac{a}{2\mu_r}, \quad \frac{H_f}{L_i} = a, \quad (4.11)$$

$$\frac{L_f}{L_i} = \sqrt{\frac{2a}{\mu_r}}, \quad \frac{H_f}{L_i} = \sqrt{2a\mu_r}, \quad (4.12)$$

Once inertia is not negligible, for $St \gg 1$, the curvature of the final deposit is more pronounced. If one assumes that the slope of the deposit is not constant anymore but that the height profile $h(x)$ can be defined as a second order polynomial in x for the final deposit, with a fixed angle at $x = 0$ equal to the angle of repose (see $\langle \alpha_s \rangle$ in figure 4.16), then one obtains $h(x) = (\mu_r - H_f/L_f) \frac{x^2}{L_f} - \mu_r x + H_f$. Assuming that the slope at the foot, i.e. at $x = L_f$, is associated with a coefficient of friction $\mu_{St} = \tan \alpha_f$ which decreases with increasing St (see $\langle \alpha_f \rangle$ in figure 4.16), one obtains for the *triangle*, the following scaling

$$\frac{L_f}{L_i} = \sqrt{\frac{6a}{\mu_r + 2\mu_{St}}}, \quad \frac{H_f}{L_i} = \sqrt{\frac{3a(\mu_r + \mu_{St})^2}{2(\mu_r + 2\mu_{St})}}, \quad (4.13)$$

which becomes in the asymptotic limit $\mu_{St} \rightarrow 0$ when $St \rightarrow \infty$,

$$\frac{L_f}{L_i} = \sqrt{\frac{6a}{\mu_r}}, \quad \frac{H_f}{L_i} = \sqrt{\frac{3a\mu_r}{2}}. \quad (4.14)$$

The predictive models (4.13) and (4.14) are compared to experimental results in figure 4.17. In particular, the dimensionless runout length L_f/L_i (a) and the final height H_f/H_i (b) are plotted as a function of the aspect ratio a for *regime (FF)* (black symbols), *regime (I)* (blue symbols), *regime (VI)* (red symbols) and *regime (V)* (brown symbols). Experiments are represented with symbols while the predictive models (4.13) and (4.14) correspond to solid lines and dashed lines, respectively. It can be first noted that the model indeed predicts a longer runout length at large St than otherwise. Also, the predicted discrepancy has the same order of magnitude in comparison to experimental results. However, the predictive model underestimates (resp. overestimates) the runout length L_f/L_i (resp. the final height H_f/L_i) which can be attributed to the simplicity of the description of the height profile with a 2-order polynomial in the *triangle* case.

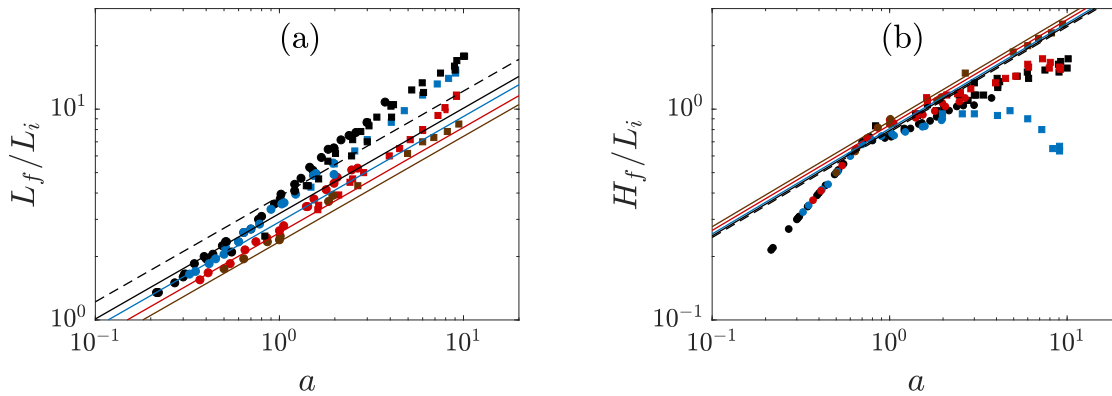


FIGURE 4.17 – Dimensionless runout length L_f/L_i (a) and final height H_f/L_i (b) as a function of the aspect ratio $a = H_i/L_i$ for *regime (FF)* (black), *regime (I)* (blue), *regime (VI)* (red) and *regime (V)* (brown). Symbols are experiments and lines are predictive models (4.13) (solid lines) and (4.14) (dashed lines). In the latter cases, $\mu_r = \tan \alpha_r$ with $\alpha_r = 22^\circ$ the angle of repose and $\mu_{St} = \tan \langle \alpha_f \rangle$ with $\langle \alpha_f \rangle$ the angle at the foot of the deposit determined from figure 4.16.

4.5.3 Final morphology in the fluid inertial regime

In the previous sections, the final deposit for *regime (I)* and *regime (VI)* at large a has been disregarded. The reason for that was the observation of a spatial oscillation, a bump, of the final deposit surface, which appears above $a \sim 1$ and $a \sim 4$, respectively. This specific spatial structure makes the analysis more complex and some of the arguments used previously are not valid. Note that this feature is another signature of the fluid inertia on the granular flow dynamic as it is mostly observed in *regime (I)*. In particular, a decrease of the final height H_f with increasing a is then observed (see figure 4.4(b)). We briefly describe the shape of the surface bump. For this purpose, as the final deposit mostly highlights a local maximum at $x > 0$ in this case, the final deposit is thus characterized, among previous scalings, by the final position h_b of this local maximum at $x_b > 0$.

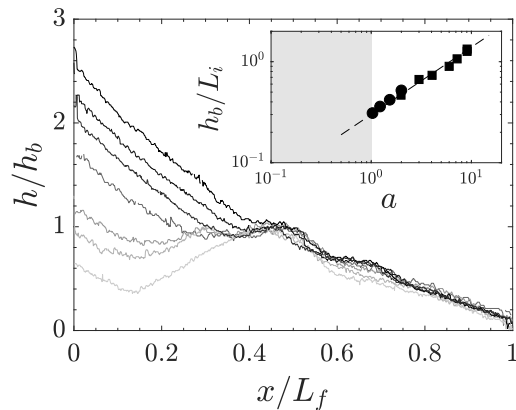


FIGURE 4.18 – Height profile h/h_b as a function of x/L_f for *regime (I)*. The aspect ratio is in the range $a = [1 : 9]$. The inlet shows h_b/L_i as a function of a . No bump is observed in the grey area.

The figure 4.18 shows the dimensionless height profile h/h_b as a function of x/L_f for *regime (I)*. The aspect ratio is in the range $a = [1 : 9]$ (from black to light grey, respectively). For $0 < x/L_f < 0.5$, it can be noted that h/h_b decreases for increasing a . On the other hand, for $0.5 < x/L_f < 1$, the dimensionless height profile is similar whatever the value of a in the range of parameters considered here. This latter observation is similar to the similarity of the height profiles mentioned in the previous section, but now only holds for the region in front of the bump. These observations clearly revealed that for increasing aspect ratio, the mass is transferred from the back wall, at $x = 0$, to the front position, at $x = L_f$. Moreover, the shape similarity property of the final deposit described in previous sections for simpler deposits is shown to hold close to the front for more complex deposits. The inlet of the figure 4.18 shows the evolution of h_b/L_i as a function of a . For $a < 1$, i.e. the grey area, no bump is observed on the final deposit. Above this value, the dimensionless height h_b/L_i increases with a . Note that, in this case, H_f was shown to decrease for increasing a (see figure 4.4(b)). We find here that this evolution of h_b with a follows a simple power law as $h_b/L_i \sim a^{2/3}$.

4.6 Conclusion

The collapse of a dense granular column immersed in a liquid has been investigated using laboratory experiments. In particular, both the dynamics of the granular flow and the final deposit of the granular material have been considered as a function of the Stokes number St , the grain-fluid density ratio r and the aspect ratio a of the initial granular column. The main contributions of the present study were to provide (i) the St -dependency of the final deposit scalings with the initial aspect ratio, (ii) a map of granular flow regimes in the modified $((d/H_i)^{1/2}St, (d/H_i)^{1/2}r)$ plane and (iii) a fine characterization of the shape morphology for these different regimes.

Chapitre 5

Effondrement granulaire : ... au cas saturé en fluide dans l'air

Sommaire

5.1	État de l'art	98
5.2	Rappel du dispositif expérimental	99
5.3	Premières observations : rôle du nombre de Bond	101
5.3.1	Définition des régimes observés	101
5.3.2	Lois d'échelle : longueur d'étalement et hauteur finale	103
5.3.3	Modèles analytiques simplifiés	106
5.4	Étude du régime d'avalanche	111
5.4.1	Dynamique du front et séparation de phases	111
5.4.2	Comparaison avec le cas sec	113
5.4.3	Influence du fluide interstitiel	117
	Annexe	129

Afin d'étendre l'étude précédente portant sur la caractérisation des effondrements granulaires immergés dans un fluide (chapitre 4), ce chapitre aborde la dynamique d'effondrement dans l'air d'une colonne granulaire saturée en fluide (figure 1.14(c)). Cette configuration triphasique est proche de celle étudiée dans le chapitre 3, mais ici le rapport de masse volumique entre les grains et le fluide vaut $r \sim 1.5$ et la fraction volumique est fixe, i.e. $\phi \sim 0.64$ (configuration dense). Une première partie de ce chapitre est consacrée à la caractérisation des différents régimes d'effondrement obtenus dans le cas d'une colonne granulaire saturée en eau, où le diamètre des grains, la hauteur initiale et la longueur initiale de la colonne sont variés. Dans un second temps, nous décrivons plus en détail la dynamique du *régime dit d'avalanche*, pour lequel les effets capillaires sont négligeables. Cette dynamique est comparée à celle des effondrements granulaires secs puis l'effet de la viscosité du fluide interstitiel est abordée. Le rapport de forme, le nombre de Stokes et le nombre de Reynolds sont les paramètres adimensionnels qui varient dans ce chapitre auxquels il faut ajouter le nombre de Bond.

5.1 État de l'art

Dans la continuité des études sur les écoulements granulaires secs qui ont reçu beaucoup d'attention ces dernières décennies (Forterre & Pouliquen, 2008), les systèmes dit granulaires humides (*wet granular systems*, en anglais) commencent à susciter l'intérêt de la communauté scientifique (Mitarai & Nori, 2006). En effet, ces systèmes s'apparentent à de nombreuses applications étudiées mais restent néanmoins plus complexes à modéliser en laboratoire. Les milieux granulaires humides correspondent à une coexistence de trois phases distinctes : la phase granulaire, le liquide interstitiel contenu dans la matrice granulaire et le fluide ambiant présent hors et, éventuellement, dans cette matrice granulaire, généralement représenté par l'air. La caractéristique majeure d'un tel système est l'augmentation de la cohésion entre les grains due aux effets capillaires présents à cette échelle (Richefeu et al., 2006). À l'échelle macroscopique, cela se traduit par une hausse de la stabilité du système comme lors de la construction de châteaux de sable (Barabási et al., 1999; Pakpour et al., 2012). Toutefois, d'autres effets peuvent aussi être induits par la présence de liquide au sein du milieu granulaire comme une lubrification des contacts solides ou l'augmentation des dissipations visqueuses (Davis et al., 1986; Gondret et al., 2002; Joseph & Hunt, 2004).

En fonction du niveau de saturation du milieu granulaire, cinq régimes ont été définis caractérisant l'état triphasique du système (Newitt, 1958; Mitarai & Nori, 2006). On distingue le cas pendulaire où des ponts capillaires sont présents entre les grains, le cas funiculaire où il existe une coexistence de poches d'air et de liquide de plusieurs tailles de grains et le cas capillaire où le liquide remplit totalement la matrice granulaire, elle-même entourée d'un fluide ambiant. Dans ces trois régimes, les effets de cohésion interviennent et peuvent fortement modifier les propriétés mécaniques du matériau granulaire. Les deux derniers des cinq régimes sont le cas sec (*i.e.* absence de liquide) et le cas immergé, où la cohésion n'intervient pas étant donné qu'il n'existe plus d'interface liquide-gaz.

La majeure partie des études s'intéressant à l'effet de la cohésion capillaire sur les milieux granulaires se sont focalisées sur le régime statique ou quasi-statique, essentiellement dans le cas pendulaire, afin d'expliquer la résistance de ces systèmes à d'importantes contraintes (Hornbaker et al., 1997; Scheel et al., 2008; Pacheco-Vázquez et al., 2012; Pakpour et al., 2012). La dynamique d'écoulement des milieux granulaires humides a été, quant à elle, moins étudiée (Tegzes et al., 2002, 2003; Rognon et al., 2008; Artoni et al., 2013; Gabrieli et al., 2013). Pourtant, la cohésion capillaire modifie l'ensemble des propriétés mécaniques de ces systèmes de façon drastique. Par exemple les angles d'avalanche et de repos, ne dépendant que du matériau dans le cas sec, augmentent fortement dès l'ajout d'une faible quantité de liquide jusqu'à atteindre une valeur critique importante (Albert et al., 1997; Bocquet et al., 1998; Fraysse et al., 1999; Bocquet et al., 2002; Nowak et al., 2005). Cette dépendance à la quantité d'eau peut s'interpréter comme la signature d'une contrainte supplémentaire solidifiant le milieu. Cette contrainte résulte de la pression capillaire (Halsey & Levine, 1998).

Dans le cas des effondrements granulaires humides (au moins dans le cas du régime pendulaire), la dynamique et le dépôt final dépendent de la quantité d'eau ajoutée dans le système, de la taille des grains et de la tension de surface (Artoni et al., 2013; Gabrieli et al., 2013). Les échelles de temps et de vitesses de l'effondrement granulaire en sont ainsi modifiées (Artoni et al., 2013). Aussi, à rapport de forme fixé, la longueur d'étalement du dépôt final

semble être contrôlée par deux nombres sans dimension, le nombre de Bond et la saturation du milieu granulaire en liquide traduisant encore l'importance des effets capillaires dans de tels systèmes.

Ce chapitre a pour but d'étudier la dynamique d'effondrement gravitaire et instationnaire d'une colonne granulaire saturée en fluide dans l'air. Dans la section 5.2, nous rappelons brièvement le dispositif expérimental et les caractéristiques des grains et des fluides utilisés dans cette étude. Puis, nous présentons les différents régimes observés dans le cas d'une colonne granulaire saturée en eau auxquelles s'ajoutent une étude approfondie des lois d'échelle du dépôt final à travers les résultats expérimentaux et une approche analytique (section 5.3). Enfin, nous décrivons la dynamique d'effondrement dans l'un des régimes observés, à savoir le *régime d'avalanche*, en comparant sa dynamique au cas sec puis en s'intéressant à l'influence de la viscosité du fluide interstitiel (section 5.4).

5.2 Rappel du dispositif expérimental

Les expériences de ce chapitre ont été réalisées dans le canal horizontal de section rectangulaire et de dimensions $2.08 \times 0.35 \times 0.2 \text{ m}^3$ présenté dans la section 2.1.1. Pour rappel, à l'instant $t = 0$, la colonne granulaire saturée en fluide est définie par la hauteur initiale H_i et la longueur initiale L_i et, à $t = t_f$, son dépôt final est défini par sa hauteur finale H_f et sa longueur d'étalement L_f (figure 5.1). Quatre différentes longueurs initiales ont été utilisées, $L_i = 3 \text{ cm}$, $L_i = 6.5 \text{ cm}$, $L_i = 10 \text{ cm}$ et $L_i = 15 \text{ cm}$ et la hauteur initiale H_i varie de 3 cm à 33 cm.

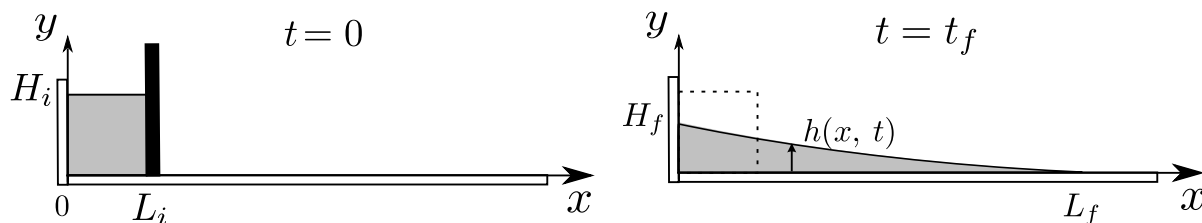


FIGURE 5.1 – Représentation schématique du dispositif expérimental avec les paramètres initiaux et les grandeurs macroscopiques de l'écoulement.

Dans cette étude, les grains utilisés correspondent à l'ensemble des billes de verre présenté dans la section 2.2.2 dont le diamètre est compris entre $120 \mu\text{m}$ et 3 mm^1 et les différents fluides correspondent à un mélange d'eau et d'huile Ucon 75H90000 dont les caractéristiques sont répertoriées dans le tableau 5.1. Nous rappelons que l'utilisation de billes de verre mène à un caractère hydrophile des grains vis-à-vis de la phase liquide et que le caractère hydrophobe n'a pas été considéré ici.

Le protocole de préparation de la colonne initiale consiste à verser les grains dans le réservoir puis à saturer la matrice granulaire avec le fluide interstitiel jusqu'à atteindre la hauteur de la colonne granulaire avec une précision au diamètre de grain près. Cette procédure permet d'obtenir une configuration dense conduisant à une fraction volumique

1. L'ensemble des caractéristiques des billes de verre est fourni dans le tableau 2.2.

c_m (%)	μ_f (cP)	ρ_f (kg.m ⁻³)	σ (N.m ⁻¹)
0	1	1000	0.072
10	9	1015	0.054
18	26	1027	0.052
40	350	1064	0.047

TABLE 5.1 – Caractéristiques des différents fluides interstitiels utilisés (fraction massique d'huile c_m , viscosité dynamique μ_f , masse volumique ρ_f et tension superficielle σ).

$\phi \sim 0.64 \pm 0.02$. Dans le cas où d est grand et μ_f est faible, l'air remonte facilement à la surface sans être piégé au sein de la colonne. Dans le cas contraire, i.e. d petit et μ_f grand, il est plus difficile d'éviter la présence de bulles d'air. Afin de s'assurer que leur présence, en faible quantité, n'influence pas les résultats expérimentaux, le protocole inverse où les grains sédimentent dans la quantité exacte de fluide, permettant de limiter la présence de bulles, a été testé. Cependant, une étape supplémentaire de compaction est nécessaire afin d'assurer une configuration dense au milieu granulaire. Nous n'avons observé aucune différence entre ces deux protocoles de préparation sur la dynamique d'effondrement. Il n'en reste pas moins qu'il est difficile de conclure quant à l'absence d'air dans la colonne pour d petit et μ_f grand.

Dans ce paragraphe, nous discutons des différents nombres adimensionnels rencontrés dans cette étude. L'ordre de grandeur de chacun permet d'anticiper leur influence relative sur la dynamique d'effondrement. À l'échelle de la colonne, le rapport de forme $a = H_i/L_i$ est le paramètre majeur qui contrôle le dépôt final dans le cas des effondrements granulaires secs et immergés (pour plus de détails, voir chapitre 4). Il est donc probable qu'il joue aussi un rôle ici et la gamme couverte dans cette étude est $a = [0.2 : 11]$. Le nombre de Reynolds, basé sur les paramètres de la colonne initiale, est défini comme $Re_H = \rho\sqrt{gH_i}H_i/\mu_f$, où $\rho = \rho_p\phi + \rho_f(1 - \phi)$ est la masse volumique du fluide effectif. Le nombre de Reynolds est défini sur le mélange diphasique nécessitant donc de définir une viscosité effective du mélange fluide-grains. Toutefois, par souci de simplicité, la viscosité effective est supposée proportionnelle à celle du fluide porteur de telle sorte que Re_H est défini avec μ_f . Avec cette définition, le nombre de Reynolds est obtenu dans la gamme $Re_H = [10^2 : 10^5]$. Il est à garder en mémoire que la fraction volumique de grains, ici $\phi \sim 0.64$, peut modifier de façon drastique la viscosité effective du fluide apparent. Ainsi, malgré que Re_H est grand, une transition d'une dynamique inertielle à une dynamique visqueuse est à prévoir à l'échelle macroscopique. Néanmoins, cela n'est valable que si les deux phases, i.e. le milieu granulaire et le fluide interstitiel, peuvent être considérées comme un phase unique. Enfin, le nombre de Bond défini comme $Bo = \rho g H_i d / \sigma$ et comparant l'importance relative de la gravité aux effets capillaires, est dans la gamme $Bo = [1 : 10^2]$. Cela confirme le fait que les forces interfaciales peuvent jouer un rôle dans cette configuration triphasique. À l'échelle du grain, le nombre de Stokes, défini comme $St = (1/18\sqrt{2})\sqrt{\rho_p\Delta\rho g d^3}/\mu_f$, est dans la gamme $St = [0.1 : 33]$. Le rapport de masse volumique entre le fluide et les grains étant fixe, i.e. $r = (\rho_p/\rho_f)^{1/2} \sim 1.5$, cela prédit une transition du régime inertiel au régime visqueux à l'échelle locale (Courrech du Pont et al., 2003).

5.3 Premières observations : rôle du nombre de Bond

Comme mentionné précédemment, les effets capillaires peuvent jouer un rôle non négligeable sur la dynamique des systèmes triphasiques. Pour cela, nous nous intéressons dans cette section à la caractérisation de ces effets lors de l'effondrement gravitaire d'une colonne granulaire saturée en eau dans l'air.

5.3.1 Définition des régimes observés

La figure 5.2 cartographie les différents régimes observés en fonction de la hauteur initiale et du diamètre des grains à la suite de la libération d'une colonne granulaire saturée en eau. La longueur initiale de la colonne est fixée, i.e. $L_i = 10$ cm. Nous définissons ces régimes à partir de la dynamique et de la morphologie du dépôt final obtenues.

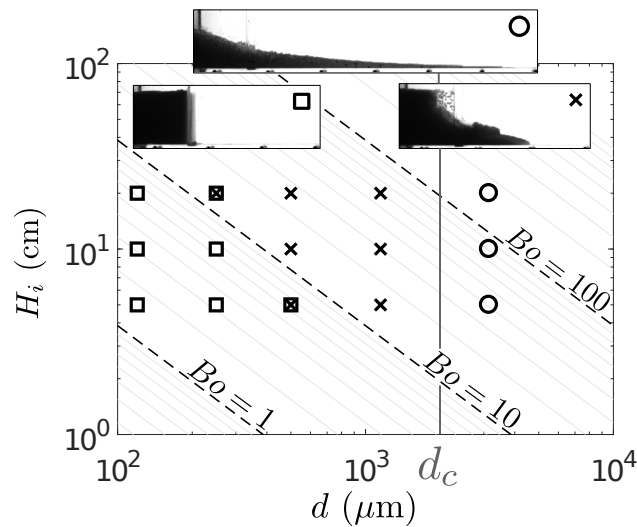


FIGURE 5.2 – Cartographie des différents régimes (i.e. \square régime statique, \times régime de fracture et \circ régime d'avalanche) d'une colonne granulaire saturée en eau en fonction de la hauteur initiale H_i et du diamètre des grains d pour $L_i = 10$ cm. Les lignes (en tirets et en gris clair) représentent les iso-Bond $Bo = \rho g H_i d / \sigma$ et la ligne pleine (en gris foncé) représente le diamètre critique, i.e. $d_c = (\sigma / \rho g)^{1/2} \sim 2$ mm. Au-dessus sont montrés les différents dépôts finaux pour $a = 1$ et $d = 300$ μm (\square), $d = 1.15$ mm (\times) et $d = 3$ mm (\circ).

À faible hauteur initiale H_i et à faible diamètre de grains d , la colonne granulaire saturée en eau reste statique après sa libération s'apparentant à un état solide. Cela conduit à un dépôt final équivalent à la colonne initiale (i.e. $H_f = H_i$ et $L_f = L_i$) ainsi qu'à l'absence d'une dynamique d'effondrement. Ce comportement est défini, par la suite, comme le régime statique et il est représenté par des symboles carrés sur la figure 5.2. Pour de grosses particules ($d = 3$ mm, ici), l'effondrement est initié au coin inférieur droit de la colonne granulaire, se propage dans la direction longitudinale pendant un temps fini puis s'arrête donnant lieu à un dépôt final. En fonction de H_i , la forme du dépôt peut être caractérisée de trapézoïdale ou de triangulaire. On rappelle que la longueur initiale est fixée, i.e. $L_i = 10$ cm, dans

les expériences. La dynamique ainsi que la morphologie du dépôt final rappelle le cas des effondrements granulaires secs et immergés (voir chapitre 4). Dans la suite de cette étude, ce régime est défini comme le *régime d'avalanche* et il est représenté par des cercles sur la figure 5.2. Enfin, entre ces deux régimes, i.e. le *régime statique* et le *régime d'avalanche*, un troisième régime est défini comme le *régime de fracturation* (croix sur la figure 5.2). Il correspond au cas où le coin supérieur droit de la colonne granulaire se désolidarise du reste présentant un mouvement en bloc. Ce comportement s'apparente à une fracturation de la colonne initiale et donne lieu à un dépôt final caractérisé par un profil de hauteur non-monotone dans la direction longitudinale. On observe la présence d'agglomérats de particules dont certains rappellent encore la forme initiale de la colonne granulaire.

Nous voyons que des différences indéniables sont obtenues en comparaison aux effondrements granulaires secs et immergés (voir chapitre 4). Pour ces derniers, la libération d'une colonne granulaire conduit à une déformation du milieu sous l'effet de la gravité. Dans le cas d'une colonne granulaire saturée en eau, une dynamique d'effondrement n'est pas nécessairement observée et les morphologies du dépôt final sont plus variées dépendant fortement du diamètre des grains. Trois régimes, dont les différences sont clairement définies, ont été identifiés : le *régime statique*, le *régime de fracturation* et le *régime d'avalanche*. Les mécanismes physiques à l'origine de ces transitions sont discutés dans la suite.

Afin de quantifier les effets relatifs de capillarité et de gravité, nous pouvons définir le nombre de Bond comme $Bo = \rho g H_i d / \sigma$, où σ/d est la pression capillaire et $\rho g H_i$ est la pression hydrostatique de la colonne. Ainsi, un grand nombre de Bond correspond à des effets gravitaires dominants alors qu'un faible nombre de Bond représente une prépondérance des effets capillaires. Sur la figure 5.2, les iso-Bond sont représentées par des lignes (en tirets et en gris clair). Nous constatons que la transition du *régime statique* au *régime de fracturation*, qui traduit la mise en mouvement de la colonne initiale, est définie par une valeur critique du nombre de Bond, i.e. $Bo_{cr} \sim 10$. Ainsi, pour $Bo > Bo_{cr}$, les effets gravitaires contraignent la colonne à s'effondrer. Pour $Bo < Bo_{cr}$, les effets capillaires rétro-agissent sur le milieu granulaire pour le contraindre à rester dans sa forme initiale et empêcher la mise en mouvement. La pression capillaire compense donc la pression hydrostatique et la colonne reste statique. Dans la section 5.3.3, nous reviendrons sur cette discussion avec une analyse d'échelle.

Dans le cas où les effets capillaires ne sont pas suffisamment importants pour maintenir la colonne granulaire dans sa forme initiale, le système s'effondre soit partiellement, i.e. le *régime de fracturation*, soit totalement, i.e. le *régime d'avalanche*. Une particularité du *régime de fracturation* est que le profil de hauteur du dépôt final est non-monotone dû à la présence d'agglomérats, non observés dans le *régime d'avalanche*. Ces structures suggèrent un équilibre entre la pression capillaire, définie comme σ/d , et la pression hydrostatique à l'échelle de ces structures. Cette seconde contribution peut être estimée comme $\rho g \mathcal{L}$ où \mathcal{L} est la taille caractéristique de la structure. Ainsi, la taille maximale est contrôlée par cet équilibre et mène à $\mathcal{L}^{max} \sim \sigma / \rho g d$. L'absence de ces agglomérats dans le *régime d'avalanche* signifie que \mathcal{L}^{max} est inférieure à la plus petite structure possible, à savoir $\mathcal{L} = d$. On définit donc un diamètre critique $d_c \sim (\sigma / \rho g)^{1/2}$ au-delà duquel aucun agglomérat ne pourra être formé. Dans le cas de l'eau ($\sigma = 72 \text{ mN.m}^{-1}$ et $\rho_f = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$) et de billes de verre (i.e. $\rho_p = 2500 \text{ kg.m}^{-3}$), le diamètre critique vaut $d_c \sim 2 \text{ mm}$ en accord avec la transition

du régime de fracturation au régime d'avalanche obtenue expérimentalement qui ne dépend que du diamètre des grains. La valeur du diamètre critique d_c est représentée par une ligne pleine (en gris foncé) sur la figure 5.2. Une autre différence entre ces deux régimes peut être observée sur la mise en mouvement initiale de la colonne. Dans le régime de fracturation, le mouvement est initié au sommet de la colonne alors qu'il apparaît à la base dans le régime d'avalanche. Dans le cas d'un effondrement granulaire immergé (chapitre 4), nous avons vu que le nombre de Stokes a une influence sur l'évolution initiale de l'effondrement et il en est de même de la fraction volumique initiale (Rondon et al., 2011) fixe dans notre cas. Toutefois, il est difficile de conclure sur l'influence du nombre de Stokes ici et des travaux supplémentaires seraient nécessaires.

5.3.2 Lois d'échelle : longueur d'étalement et hauteur finale

Du régime statique au régime d'avalanche, un dépôt final est obtenu malgré l'absence de dynamique dans le premier cas. Ce dépôt final peut être caractérisé à partir de la longueur d'étalement L_f et de la hauteur finale H_f . Dans les effondrements granulaires secs, le rapport de forme $a = H_i/L_i$ est le paramètre majeur qui contrôle le dépôt final. Il semble donc naturel, dans un premier temps, de caractériser l'évolution de la longueur d'étalement normalisée L_f/L_i et de la hauteur finale normalisée H_f/H_i en fonction de a .

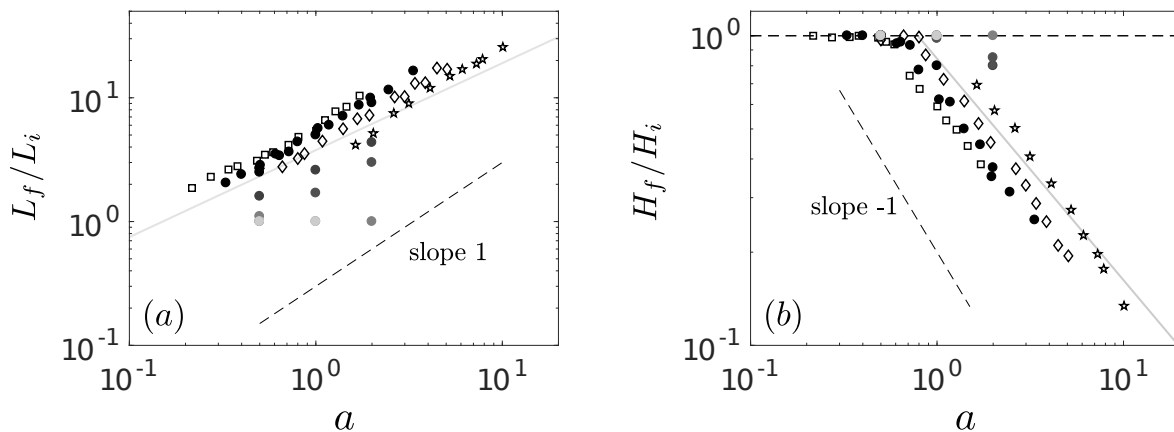


FIGURE 5.3 – Longueur d'étalement normalisée L_f/L_i (a) et hauteur finale normalisée H_f/H_i (b) en fonction du rapport de forme $a = H_i/L_i$ pour $L_i = 15$ cm (carrés), $L_i = 10$ cm (cercles), $L_i = 6.5$ cm (losanges) et $L_i = 3$ cm (étoiles) et différents diamètres de particules, de $d = 3$ mm (symboles noirs) à $d = 120$ μ m (symboles gris clairs). La ligne grise représente la tendance dans le cas des effondrements granulaires secs.

La figure 5.3 montre ces évolutions en fonction du rapport de forme $a = H_i/L_i$ pour différentes longueurs initiales L_i et différents diamètres de particules d . Dans un premier temps, on peut noter une dispersion relativement importante des données qui indique que, malgré son influence indéniable, le rapport de forme n'est pas l'unique paramètre contrôlant la forme du dépôt final. En effet, L_i et d semblent également jouer un rôle sur les paramètres caractérisant le dépôt final indépendamment de a . Aussi, deux tendances distinctes peuvent

être observées sur chaque figure. Sur la figure 5.3(a), la longueur d'étalement normalisée L_f/L_i évolue linéairement avec a , i.e. $L_f/L_i \sim a$, dans le cas où d grand. Aussi, le préfacteur croît avec l'augmentation de la longueur initiale L_i . Pour d faible, L_f/L_i est constant avec a et plus spécifiquement, $L_f/L_i = 1$, en accord avec le *régime statique*. Sur la figure 5.3(b), on peut aussi observer deux tendances pour la hauteur finale normalisée H_f/H_i . Pour de grosses particules, H_f/H_i décroît lorsque a augmente, i.e. $H_f/H_i \sim a^{-1}$, avec un préfacteur qui augmente lorsque L_i diminue. Pour de petites particules et pour de faibles rapports de forme, on observe que $H_f = H_i$ en accord avec un dépôt final de forme trapézoïdale ou avec le *régime statique*.

La figure 5.3 montre ainsi clairement que le rapport de forme n'est pas l'unique paramètre sans dimension qui contrôle le dépôt final de l'effondrement d'une colonne granulaire saturée en eau. Aussi, le diamètre des grains d , par exemple, joue un rôle sur le dépôt final conduisant à un dépôt plus ou moins allongé par rapport au cas sec (lignes grises sur la figure 5.3). Ayant montré que le nombre de Bond intervenait sur la nature du régime d'effondrement d'une colonne granulaire saturée en eau (section 5.3.1), son influence sur le dépôt final peut également être discuté.

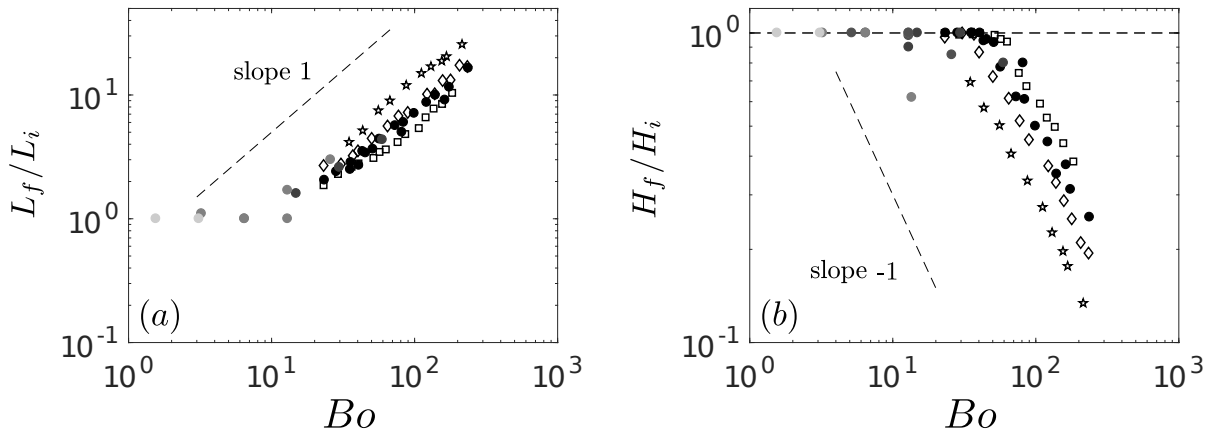


FIGURE 5.4 – Longueur d'étalement normalisée L_f/L_i (a) et hauteur finale normalisée H_f/H_i (b) en fonction du nombre de Bond $Bo = \rho g H_i d / \sigma$ pour $L_i = 15$ cm (carrés), $L_i = 10$ cm (cercles), $L_i = 6.5$ cm (losanges) et $L_i = 3$ cm (étoiles) et différents diamètres de particules, de $d = 3$ mm (symboles noirs) à $d = 120 \mu\text{m}$ (symboles gris clairs).

La figure 5.4 montre la longueur d'étalement L_f/L_i (a) et la hauteur finale H_f/H_i (b) en fonction du nombre de Bond, défini comme $Bo = \rho g H_i d / \sigma$, pour différentes longueurs initiales L_i et différents diamètres de particules d . On distingue encore clairement deux tendances sur la figure 5.4. Sur la figure 5.4(a), pour $Bo > 10$, la longueur d'étalement évolue linéairement avec Bo , i.e. $L_f/L_i \sim Bo$, alors que, pour $Bo < 10$, on a $L_f/L_i = 1$, la colonne initiale reste statique. Ainsi, on observe bien la transition du *régime statique* au *régime de fracturation* à $Bo_{cr} \sim 10$ discutée dans la section 5.3.1. Sur la figure 5.4(b), on obtient aussi deux tendances avec $H_f/H_i \sim Bo^{-1}$, pour Bo grand et $H_f = H_i$, dans le cas contraire.

Les figures 5.3 et 5.4 montrent l'influence indéniable de a et Bo sur la caractérisation

du dépôt final. Afin de déterminer une loi d'échelle en fonction du rapport de forme et du nombre de Bond, i.e. $f(a, Bo)$, la longueur d'étalement L_f a été regardée en fonction de la longueur initiale L_i , de la hauteur initiale H_i et du diamètre des grains d , à paramètres fixés. Suite à cela, nous obtenons la loi d'échelle $L_f/L_i \sim (aBo)^{1/2}$ (voir annexe A pour plus de détails).

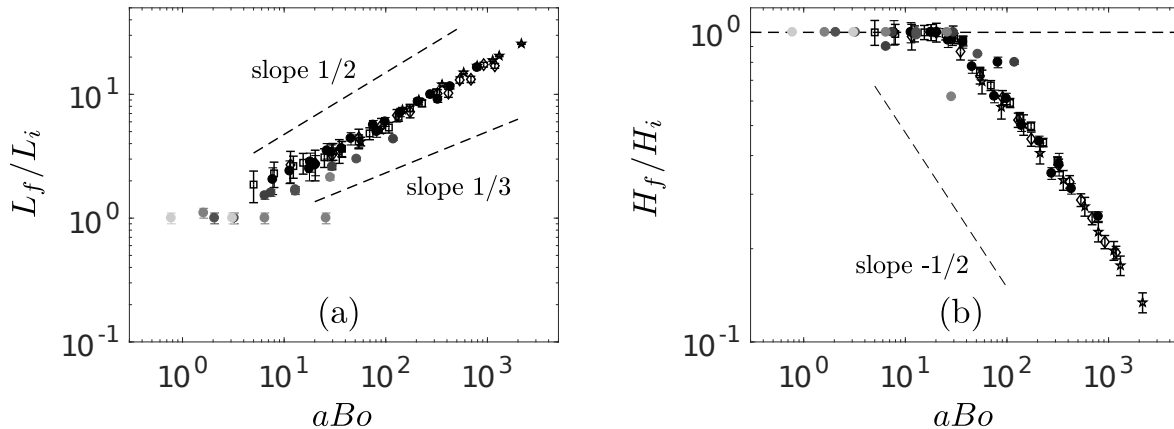


FIGURE 5.5 – Longueur d'étalement normalisée L_f/L_i (a) et hauteur finale normalisée H_f/H_i (b) en fonction de aBo où $a = H_i/L_i$ est le rapport de forme et $Bo = \rho g H_i d / \sigma$ est le nombre de Bond. Les barres d'erreurs correspondent à l'incertitude de mesure associée à l'apparition d'une instabilité transverse de la forme du front (détaillé dans la section 5.4.1).

La figure 5.5 montre la longueur d'étalement L_f/L_i (a) et la hauteur finale H_f/H_i (b) en fonction de aBo . Sur la figure 5.5(a), l'ensemble des résultats coïncident de façon satisfaisante sur une droite correspondant à $L_f/L_i \sim (aBo)^{1/2}$ (voir annexe A). On peut noter que la transition du *régime statique* au régime de mise en mouvement de la colonne initiale, n'est pas bien définie par cet adimensionnement. Cela s'explique par le fait que cette transition ne dépend que du nombre de Bond comme montré sur la figure 5.2 et la figure 5.4(a) et qu'elle est indépendante du rapport de forme. Cette loi d'échelle n'est donc valable qu'au-delà d'une valeur $Bo > Bo_{cr}$ où $Bo_{cr} \sim 10$ est le nombre de Bond critique de la transition du *régime statique* au *régime de fracturation*. La figure 5.5(b) montre aussi un très bon accord de cette loi d'échelle pour la hauteur finale normalisée H_f/H_i . La hauteur finale évolue comme $H_f/H_i \sim (aBo)^{-1/2}$ pour $aBo > 30$ et $H_f/H_i = 1$ sinon. Il est toutefois à garder en tête que cette loi d'échelle ne peut fonctionner tant que Bo est suffisamment faible afin que la tension de surface ait un rôle non négligeable sur les paramètres caractéristiques du dépôt final. Par exemple, cette loi d'échelle n'est pas valable dans le cas sec, i.e. $Bo = \infty$.

En résumé, nous avons montré qu'au-delà de $Bo_{cr} \sim 10$ où l'effondrement de la colonne granulaire est possible, les lois d'échelle du dépôt final étaient principalement contrôlées par deux nombres adimensionnels : le rapport de forme $a = H_i/L_i$ et le nombre de Bond $Bo = \rho g H_i d / \sigma$, dans la gamme des paramètres considérés ici. Et plus précisément, les lois d'échelle obtenues sont les suivantes, à savoir $L_f/L_i \sim (aBo)^{1/2}$ pour la longueur d'étalement et $H_f/H_i \sim (aBo)^{-1/2}$ pour $aBo > 30$ et $H_f/H_i = 1$, sinon, pour la hauteur finale.

5.3.3 Modèles analytiques simplifiés

Cette section a pour objectif de discuter des résultats présentés précédemment, et plus particulièrement, la dépendance au nombre de Bond de la transition du *régime statique* au *régime de fracturation* ainsi que celle de la loi d'échelle de la longueur d'étalement, i.e. $L_f/L_i \sim (aBo)^{1/2}$. Pour cela, deux modèles analytiques simplifiés basés sur une analyse d'échelle sont proposés s'inspirant de l'approche de Lajeunesse et al. (2005) dans le cas d'un effondrement granulaire sec.

Considérons une colonne initiale de hauteur H_i et de longueur L_i composée d'une matrice granulaire saturée d'une phase liquide de masse volumique ρ_f et de tension superficielle σ avec l'air. Les grains sont de diamètre d et de masse volumique ρ_p et nous supposons une configuration compacte, i.e. $\phi > 0.6$ avec ϕ la fraction volumique de particules, de sorte que le milieu granulaire doit se dilater pour s'effondrer. On définit la masse volumique effective de la colonne comme $\rho = \rho_p\phi + \rho_f(1 - \phi)$. Nous considérons les situations où la colonne a été libérée et qu'elle est soumise à la gravité à l'instant initial $t = 0$ (figure 5.6(a)) et lors de sa propagation (figure 5.6(b)). Lorsque la colonne s'effondre, le profil de hauteur $h(x, t)$ est simplifié par un profil triangulaire, i.e. $h(x, t) = h(0, t)(1 - x/x_f(t))$ où $h(0, t)$ est la hauteur en $x = 0$ et $x_f(t)$ représente la position du front (figure 5.6(b)).

Dans la suite, nous effectuons un bilan des forces sur chaque surface du fluide effectif (mélange fluide-grains) dans ces deux cas particuliers, i.e. à l'instant initial juste après la libération de la colonne et lors de sa propagation sous une forme triangulaire.

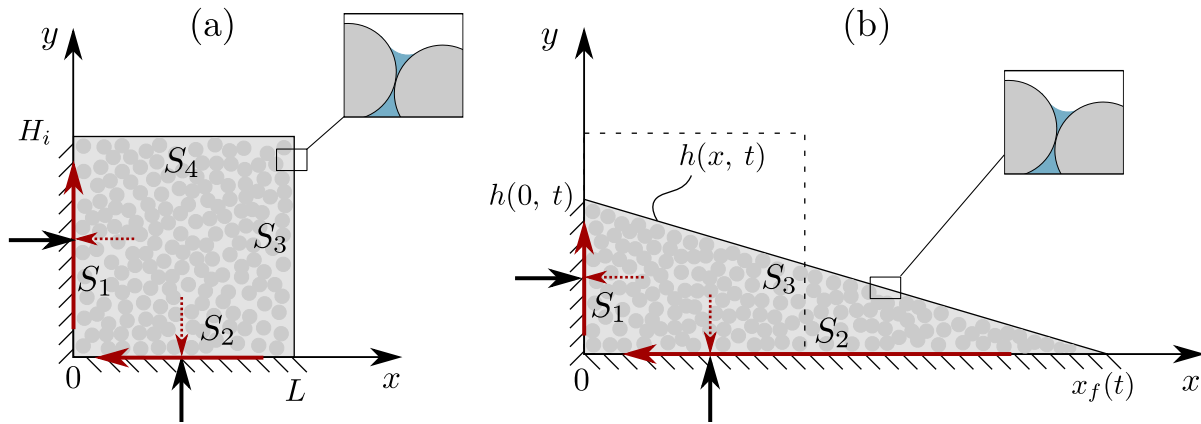


FIGURE 5.6 – Schémas représentant les forces agissant sur chaque surface de la colonne initiale (a) et du profil de hauteur triangulaire (b), à savoir les réactions normales au support (en noir) et les forces frictionnelles (en rouge). Le système considéré correspond au fluide effectif (mélange fluide-grains). Le schéma, dans l'encart, représente un pont liquide entre deux grains successifs.

Régime statique vs. Régime de fracturation

Dans cette section, nous considérons l'instant initial juste après la libération de la colonne (figure 5.6(a)). Précédemment, nous avons montré que, dans ce cas, la colonne peut soit rester immobile (*régime statique*), soit s'effondrer (*régime de fracturation*). Cette équilibre

peut être défini à travers un bilan des forces sur chaque surface de la colonne dans la direction longitudinale x . Le fluide effectif est soumis à une force normale appliquée à la surface S_1 (flèche pleine noire) et à une force tangentielle appliquée à la surface S_2 (flèche pleine rouge). Quant aux surfaces S_3 et S_4 , elles ne sont soumises à aucune force. La force F_x^{S1} est due à la réaction de la paroi latérale à la pression hydrostatique induite par le fluide effectif et elle se définit comme

$$F_x^{S1} = \int_0^{H_i} \rho g (H_i - y) dy = \frac{\rho g H_i^2}{2}. \quad (5.1)$$

La force F_x^{S2} est une force tangentielle due à la friction solide du milieu granulaire sur la paroi du fond. Afin de simplifier le problème, nous faisons l'hypothèse que la colonne est à la limite de la rupture. Ainsi, la friction est pleinement mobilisée et peut être définie à partir du critère de Coulomb². La contrainte normale, correspondant à la pression granulaire en $y = 0$, est décomposée en deux contributions. La première correspond à la pression granulostatique que nous considérons linéaire avec la hauteur de la colonne, i.e. $\Delta \rho g H_i$ avec $\Delta \rho = \rho_p - \rho_f$. Cette pression peut s'avérer plus faible du fait de la création de chaînes de force au sein du milieu granulaire (Vanel et al., 1999; Ovarlez et al., 2003) non considérée dans ce modèle. La seconde provient du fait que le milieu granulaire est suffisamment dense pour devoir se dilater afin de se mettre en mouvement. Du fait que le volume du fluide interstitiel est fixe, cette expansion du milieu engendre une succion du fluide dans la matrice granulaire menant à la création de ponts liquides, entre les grains successifs, aux surfaces S_3 et S_4 . La courbure locale de l'interface induit une dépression au sein du fluide interstitiel³ impliquant une surpression sur le milieu granulaire. Cette contrainte additionnelle est de l'ordre de $10\sigma/d$ (Rondon et al., 2009). Supposant que cette contrainte est totalement transmise au système granulaire, la contrainte frictionnelle est définie comme

$$F_x^{S2} = - \int_0^{L_i} \mu_p \left(\phi \Delta \rho g H_i + 10 \frac{\sigma}{d} \right) dx = - \mu_p L_i \left(\phi \Delta \rho g H_i + 10 \frac{\sigma}{d} \right). \quad (5.2)$$

En considérant l'instant initial après la libération de la colonne, l'accélération du fluide est nulle et nous pouvons écrire l'équilibre des forces, sous forme adimensionnelle, comme

$$1 - 2 \frac{\mu_p}{a} \left[\phi \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{10}{Bo} \right] = 0. \quad (5.3)$$

À partir de cette relation, on peut estimer une valeur critique du nombre de Bond afin que l'équilibre des forces soit respecté et nous obtenons

$$Bo_{cr} = 10 \left(\frac{a}{2\mu_p} - \phi \frac{\Delta \rho}{\rho} \right)^{-1}. \quad (5.4)$$

La dépendance du nombre de Bond critique aux différents paramètres traduit le fait que Bo_{cr} sera d'autant plus grand que la friction sur la surface S_2 est importante. Aussi, on trouve

2. D'après le critère de Coulomb, la force tangentielle est définie comme $T = \mu_p N$, avec N la force normale au support et μ_p le coefficient de friction avec la paroi, lorsqu'il y a glissement du solide. Dans le cas contraire, c'est-à-dire en l'absence de glissement, $T < \mu_p N$ et la contrainte tangentielle est indéterminée.

3. La loi de Laplace exprime la différence de pression entre deux milieux séparés par une interface courbée comme $\Delta P \sim \sigma/r_c$ où r_c est le rayon de courbure de l'interface.

que $Bo_{cr} = \infty$ dans le cas où le dénominateur s'annule. Ce cas, analogue au cas sec, conduit au fait qu'une colonne granulaire est maintenue immobile pour $a = 0.2$ et $\mu_p = 0.2$, par exemple. Cela est en désaccord avec les observations, mais qualitativement, cela traduit le fait $\phi\Delta\rho/\rho \gg a/2\mu_p$ menant à $a \rightarrow 0$ ou $\mu_p \rightarrow \infty$. Cela correspond à une colonne granulaire de hauteur caractéristique d avec une friction infinie entre les grains et la paroi du fond.

La figure 5.7 montre la solution analytique (5.4) pour différentes valeurs de μ_p (lignes pleines noires) qui prédit la transition du *régime statique* (en-dessous) au *régime de fracturation* (au-dessus). Il est à noter que le modèle proposé, sans paramètres ajustables, prévoit la décroissance avec des valeurs du même ordre de grandeur que celles obtenues expérimentalement. Toutefois, quantitativement, on obtient une pente plus faible que celle obtenue à partir des expériences. Ainsi, ce modèle fournit un accord qualitatif avec nos résultats expérimentaux confirmant la prise en compte de certains mécanismes physiques. Néanmoins, la simplicité du modèle ne permet pas de prédire de façon quantitative la transition du *régime statique* au *régime de fracturation* nécessitant un approfondissement du modèle. Nous notons, en particulier, qu'une amélioration de ce modèle doit probablement passer par la prise en compte de non-homogénéités dans le milieu granulaire comme la localisation des zones de fracturation.

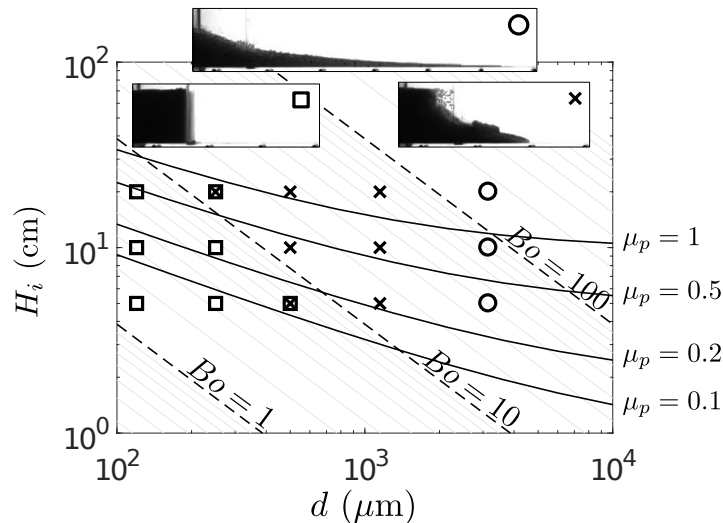


FIGURE 5.7 – Cartographie des différents régimes (*i.e.* □ *régime statique*, × *régime de fracturation* et ○ *régime d'avalanche*) obtenue expérimentalement (pour plus de détails, voir figure 5.2). Les lignes pleines noires représentent la solution analytique (5.4) sous la forme $Hi_{cr} = f(d)$ pour différentes valeurs de μ_p . Les paramètres numériques sont $\phi = 0.6$, $L_i = 10$ cm, $\rho_p = 2500$ kg.m⁻³, $\rho_f = 1000$ kg.m⁻³ et $\sigma = 0.072$ N.m⁻¹.

Loi d'échelle de la longueur d'étalement

Considérons maintenant le cas où la colonne granulaire s'effondre, *i.e.* $Bo > Bo_{cr}$, avec un profil de hauteur $h(x, t)$ de forme triangulaire (figure 5.6(b)). Sur le même principe que précédemment, nous pouvons effectuer un bilan des forces sur chaque surface du fluide effectif

dans la direction longitudinale x . La force normale $F_x^{S_1}$ appliquée à la surface S_1 présente la même interprétation physique que dans le cas précédent hormis qu'elle varie au cours du temps du fait de l'évolution de la hauteur en $x = 0$, i.e. $h(0, t)$ varie. Nous obtenons donc

$$F_x^{S_1} = \int_0^{h(0, t)} \rho g (h(0, t) - y) dy = \frac{\rho g h(0, t)^2}{2}. \quad (5.5)$$

De même, la force tangentielle $F_x^{S_2}$ est équivalente au cas précédent en considérant qu'elle est directement reliée à la pression granulaire en $y = 0$. Ici, la pression granulaire dépend de x et de t à travers le profil de hauteur $h(x, t)$ menant à une variation de la pression granulostatique alors que la pression capillaire, intervenant sur la surface S_3 , reste équivalente. En supposant le profil de hauteur de forme triangulaire, i.e. $h(x, t) = h(0, t)(1 - x/x_f(t))$, nous obtenons

$$F_x^{S_2} = - \int_0^{x_f(t)} \mu_p \left(\phi \Delta \rho g h(x, t) + 10 \frac{\sigma}{d} \right) dx = -\mu_p \left[\frac{\phi \Delta \rho g h(0, t)}{2} + 10 \frac{\sigma}{d} \right] x_f(t). \quad (5.6)$$

Nous rappelons que, considérant uniquement le fluide effectif, la surface S_3 n'est soumise à aucune force. Lors de la propagation du système, la somme des forces compensent l'inertie du système et nous obtenons

$$\rho H_i L_i \frac{d^2 x_f(t)}{dt^2} = \frac{\rho g h(0, t)^2}{2} - \mu_p \left[\phi \frac{\Delta \rho g h(0, t)}{2} + 10 \frac{\sigma}{d} \right] x_f(t). \quad (5.7)$$

Afin de continuer cette approche, nous avons besoin d'exprimer $h(0, t)$ en fonction de $x_f(t)$. En considérant un profil triangulaire, la conservation de la masse nous fournit la relation $2H_i L_i = h(0, t)x_f(t)$. En substituant cette relation dans l'équation précédente, nous obtenons

$$\frac{d^2 x_f(t)}{dt^2} = \frac{2g H_i L_i}{x_f(t)^2} - \mu_p \phi \frac{\Delta \rho}{\rho} g - 10 \mu_p \frac{\sigma}{\rho H_i L_i d} x_f(t). \quad (5.8)$$

Nous pouvons maintenant adimensionner cette équation en considérant que $d^2 x_f(t)/dt^2 \sim (L_f - L_i)/\tau_c^2$ avec $\tau_c \sim (H_i/g)^{1/2}$ le temps caractéristique de l'effondrement. L'analogie du temps d'effondrement avec un temps de chute libre sera discutée plus en détails dans la section 5.4. Aussi, nous nous intéressons uniquement à l'état final, i.e. $x_f(t) \sim L_f$, et nous définissons la longueur d'étalement normalisée comme $L_f^* = L_f/L_i$. À partir de cela, nous obtenons l'équation (5.8) sous forme adimensionnelle

$$(Bo + 10\mu_p a)L_f^{*3} + Bo(\mu_p \phi \frac{\Delta \rho}{\rho} a - 1)L_f^{*2} - 2a^2 Bo = 0, \quad (5.9)$$

où $Bo = \rho g H_i d / \sigma$ et $a = H_i / L_i$ représentent respectivement le nombre de Bond et le rapport de forme. Cette équation correspond à un polynôme du troisième degré et peut être résolu, i.e. $L_f^* = f(a, Bo, \mu_p, \phi, \Delta \rho, \rho)$. Dans un souci de simplicité, nous résolvons numériquement cette équation.

La figure 5.8(a) montre L_f^* , après résolution de l'équation (5.9), en fonction de a pour différentes valeurs de $Bo = [0.1, 1, 10, 100]$ (lignes en tirets). Ici, le coefficient de friction est fixé, i.e. $\mu_p = 0.2$, en accord avec le cas d'un milieu granulaire sec sur une paroi lisse

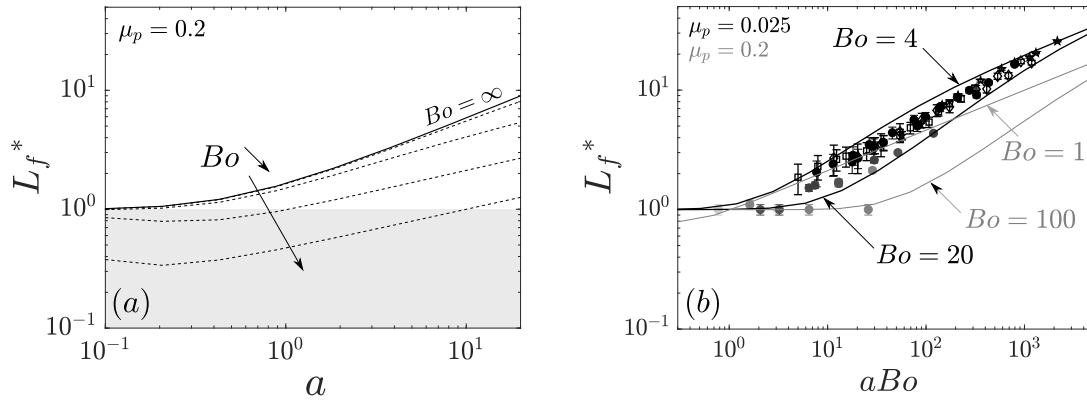


FIGURE 5.8 – (a) Longueur d'étalement normalisée L_f^* en fonction du rapport de forme a pour $Bo = [0.1, 1, 10, 100]$ (lignes en tirets) après résolution de l'équation (5.9). La ligne pleine représente la solution asymptotique $Bo = \infty$ alors que la zone grisée correspond à $L_f^* \leq 1$ (*i.e.* régime statique). (b) Longueur d'étalement normalisée L_f^* en fonction de aBo obtenue expérimentalement (symboles de la figure 5.5(a)) et numériquement (lignes pleines, après résolution de (5.9)). Les paramètres numériques sont $\rho_p = 2500 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_f = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$ et $\phi = 0.6$.

(Lajeunesse et al., 2005). À faible a , le modèle prédit $L_f^* \leq 1$ (zone grisée). Cela traduit le fait que la colonne ne peut s'effondrer en accord avec le régime statique. La transition de ce régime à la phase d'effondrement dépend de Bo , *i.e.* $a_{cr} = f(Bo)$, également obtenu pour le modèle précédent (5.4), *i.e.* $Bo_{cr} = f(a)$, mais une différence quantitative est attendue du fait de la géométrie considérée (*i.e.* colonne initiale vs. profil triangulaire). Au-delà de cette limite, L_f^* croît avec a et Bo . Au-delà de $Bo \sim 10^2 - 10^3$, la solution asymptotique est atteinte, *i.e.* $Bo = \infty$ (ligne pleine noire), et L_f^* devient uniquement dépendant de a en accord avec les effondrements granulaires secs.

La figure 5.8(b) montre la longueur d'étalement normalisée L_f^* en fonction de aBo , où a et Bo sont respectivement le rapport de forme et le nombre de Bond. Nous rappelons que la loi d'échelle avec aBo obtenue à partir des expériences ne sont valables que dans la gamme des paramètres considérée ici. Les symboles correspondent aux résultats expérimentaux (pour plus de détails, voir la figure 5.5(a)) alors que les lignes pleines représentent la solution numérique de l'équation (5.9) pour différentes valeurs de Bo et μ_p . Les lignes grises correspondent au cas où les paramètres sont ajustés sur ceux des données expérimentales. On remarque que la tendance générale du modèle est en accord avec celle des résultats expérimentaux. Afin d'encadrer l'ensemble des expériences réalisées, nous considérons que les valeurs de Bo et μ_p peuvent être ajustées (lignes pleines noires). De ce fait, nous obtenons un meilleur accord que précédemment avec des valeurs de Bo qui diffèrent mais restent toujours du même ordre de grandeur. Par contre, la valeur du coefficient de friction, *i.e.* $\mu_p = 0.025$, est dix fois plus faible que l'estimation précédente. Cela pourrait être attribué à plusieurs mécanismes comme le glissement à la paroi, le roulement des grains ou encore un effet de lubrification lié au fluide interstitiel mais des expériences supplémentaires seraient nécessaires

afin d'estimer, avec précision, son ordre de grandeur. Ce modèle fournit un bon accord qualitatif en comparaison aux résultats expérimentaux mais souffre d'imprécisions quantitatives pouvant être attribuées à la simplicité du modèle.

5.4 Étude du régime d'avalanche

Dans cette section, nous nous focalisons sur la dynamique d'effondrement d'une colonne granulaire saturée en fluide dans le *régime d'avalanche*. Dans un premier temps, nous comparons cette dynamique (dans le cas de l'eau) à celle obtenue dans le cas sec puis nous abordons l'influence du fluide interstitiel sur ces effondrements. Le *régime statique* et le *régime de fracture* n'ayant pas ou peu de dynamique, nous décidons de ne pas les regarder.

5.4.1 Dynamique du front et séparation de phases

Quatre instantanés de la dynamique d'effondrement d'une colonne granulaire saturée en eau sont montrés sur la figure 5.9(a). À $t = 0$, la trappe qui maintient la colonne est retirée et le mélange fluide-grains peut s'effondrer. Le mouvement initial débute au coin inférieur droit de la colonne comme dans le cas des effondrements secs. Il s'ensuit un temps de propagation dans la direction longitudinale jusqu'à ce que le matériau granulaire s'arrête donnant lieu à un dépôt final, à $t = t_f$. Alors que le matériau granulaire entame sa phase d'arrêt, le fluide interstitiel continue de s'écouler au travers du milieu granulaire poreux entraînant l'apparition de deux fronts distincts (encart de la figure 5.9(b)).

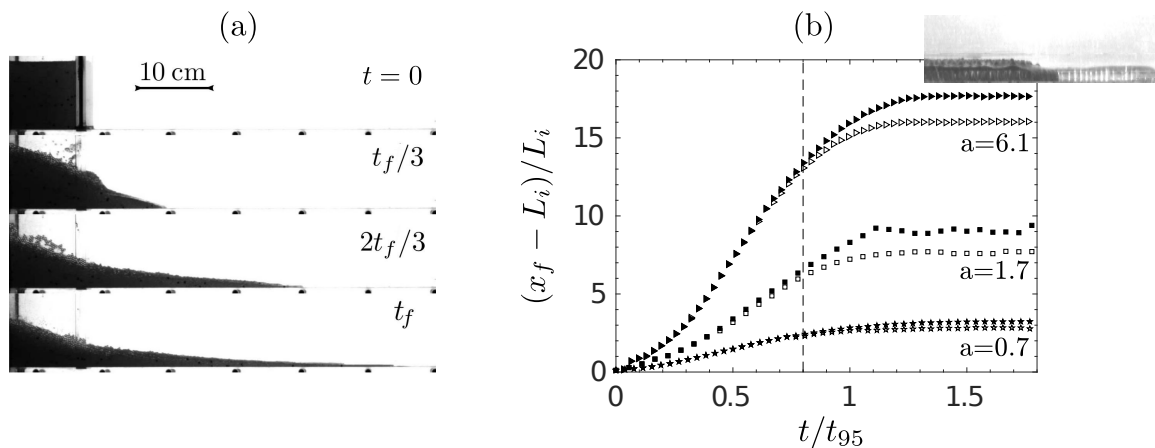


FIGURE 5.9 – (a) Instantanés de la dynamique d'effondrement d'une colonne de grains ($d = 3$ mm) saturée en eau avec $(a, Bo) = (1, 71)$ où t_f est le temps total d'effondrement. (b) Évolution temporelle de la position du front du matériau granulaire (symboles vides) et du fluide interstitiel (symboles pleins) pour trois rapports de forme $a = H_i/L_i$. L'image en encart est un instantané du cas $(a, Bo) = (6.1, 130)$ à $t/t_{95} \sim 1.8$. Le trait vertical délimite le temps à partir duquel les phases liquide et granulaire se séparent.

La figure 5.9(b) montre l'évolution temporelle normalisée de la position du front $(x_f - L_i)/L_i$ du matériau granulaire (symboles vides) et du fluide interstitiel (symboles pleins)

en fonction du temps adimensionnel t/t_{95} pour trois rapports de forme différents, $a = 0.7$ (étoiles), $a = 1.7$ (carrés) et $a = 6.1$ (triangles). Le temps t_{95} correspond au temps pour que le front parcourt 95 % de la longueur d’étalement L_f , cette grandeur étant plus précise que le temps final t_f . Le temps t_{95} considéré dans le cas du front de fluide correspond à celui estimé sur la phase granulaire. La différence de t_{95} entre les deux phases étant inférieure à 15 %, nous considérons qu’ils sont équivalents. Dans un premier temps, on peut noter que la phase liquide se sépare de la phase granulaire sur les temps longs. Aussi, sur la figure 5.9(b), on observe que la dynamique des fronts du fluide interstitiel et du milieu granulaire sont similaires pour $t/t_{95} < 0.8$ indépendamment de a . Ces premiers instants de la dynamique correspondent à la phase d’accélération suivie de la phase de propagation où la vitesse est quasi-constante. Pour $t/t_{95} > 0.8$, la dissipation dans le système domine entraînant le ralentissement du front et les fronts associés à chacune des deux phases se séparent en deux évolutions distinctes (encart de la figure 5.9(b)). On peut remarquer que cette séparation intervient lorsque le milieu granulaire entame sa phase d’arrêt correspondant à une forte décélération.

Suite à la séparation des deux phases proche du front, une instabilité prononcée de la ligne du front apparaît dans la direction transverse (selon z , perpendiculaire au plan de visualisation des images de la figure 5.9(a)). Elle se traduit par une alternance de doigts et de creux (*fingering instability*, en anglais). Il est à noter que l’incertitude sur la mesure de L_f associée à l’apparition de cette instabilité de front est représentée par les barres d’erreur sur la figure 5.5(a). La longueur d’onde de cette instabilité est constante dans la gamme des paramètres considérés dans nos expériences et vaut $W/3$ où $W = 20$ cm représente la largeur du canal. Ce phénomène rappelle celui observé lorsqu’un film visqueux s’écoule sur un plan incliné (Huppert, 1982b). Dans ce cas, une instabilité transverse du front est aussi observée avec l’apparition de digitations. Cette instabilité a été montrée pour être principalement contrôlée par la tension de surface alors que seul le cas d’un plan incliné est obtenu instable (Huppert, 1982b). Dans notre cas, le mécanisme contrôlant cette instabilité est donc différent, le plan étant horizontal. Ce phénomène d’instabilité transverse lors d’une dynamique inertielle sur un plan horizontal a déjà été observé dans une configuration de rupture de barrage classique (Jánosi et al., 2004). Dans ce cas, il est montré que la variation de la tension de surface du fluide ne modifie pas les caractéristiques de cette instabilité. Ainsi, le processus physique est bien différent de celui décrit précédemment, dépendant des effets capillaires. Contrairement à la tension de surface, Jánosi et al. (2004) semble observer une dépendance de l’instabilité au frottement entre le fluide et la paroi du fond. En effet, dans nos expériences, l’ajout d’une très fine couche d’huile sur le fond du canal annihile cet effet confirmant un rôle possible de la friction sur ce phénomène. Des travaux supplémentaires sont néanmoins nécessaires afin d’approfondir les mécanismes d’une telle instabilité.

Finalement, le front du fluide s’arrête rapidement après la séparation avec le milieu granulaire (figure 5.9(b)). Cet arrêt ne peut être dû qu’à un effet dominant de la tension superficielle lorsque l’épaisseur du front devient du même ordre de grandeur que la longueur capillaire $l_c = \sqrt{\sigma/\rho_f g}$. Sur l’instantané de la figure 5.9(b), montrant le front du fluide interstitiel et le front du milieu granulaire à l’arrêt, on remarque que la hauteur du fluide est équivalente au diamètre des grains, i.e. $d = 3.00$ mm, en accord avec la longueur capillaire égale à $l_c \sim 2.7$ mm dans le cas de l’eau. La position finale de la phase liquide par rapport à la longueur d’étalement L_f du milieu granulaire est entre 5 % et 30 % plus grande. Il est

à noter que dans le cas où le volume initial de fluide interstitiel est très faible au sein de la matrice granulaire, i.e. $V_f \lesssim 355 \text{ cm}^3$, aucune séparation du fluide interstitiel et du milieu granulaire n'est observée.

5.4.2 Comparaison avec le cas sec

Afin d'étudier l'influence du fluide interstitiel, représenté par de l'eau ici, sur la dynamique d'effondrement d'une colonne granulaire, nous comparons cette configuration au cas sec étudié dans le chapitre 4.

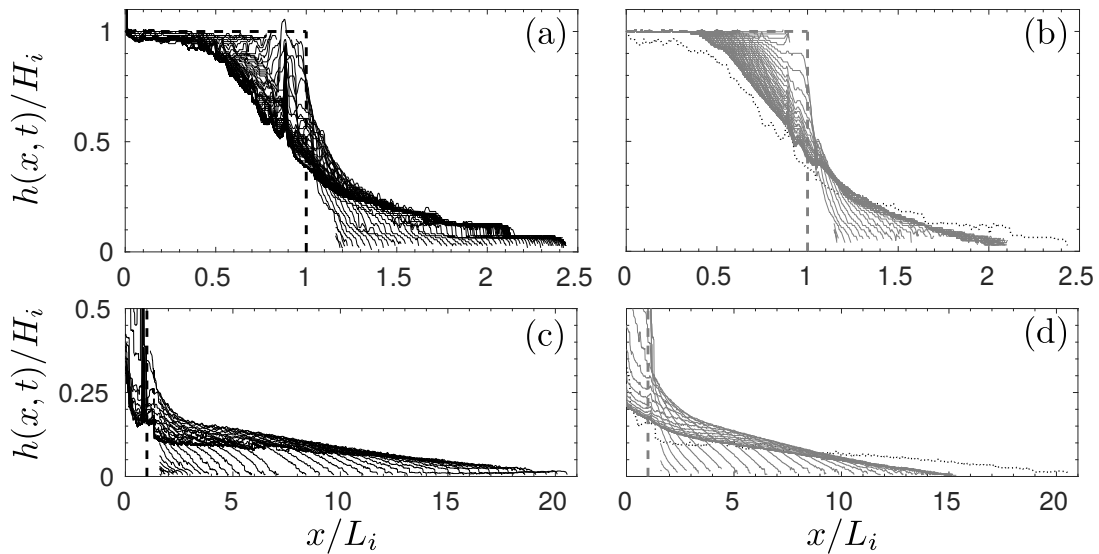


FIGURE 5.10 – Évolution temporelle du profil de hauteur normalisé $h(x, t)/H_i$ en fonction de la position normalisée x/L_i lors d'un effondrement granulaire saturé en eau (a)-(c) et sec (b)-(d) pour $a = 0.4$ (a)-(b) et $a = 8$ (c)-(d). Les lignes en pointillés (voir figures 5.10(b)-(d)) représentent le dépôt final dans le cas saturé en eau. Le temps entre les profils est 0.01 s (a)-(b), 0.02 s (c) et 0.025 s (d).

La figure 5.10 montre l'évolution temporelle du profil de hauteur normalisé $h(x, t)/H_i$ lors d'un effondrement granulaire saturé en eau (a)-(c) et sec (b)-(d) pour deux rapports de forme différents, i.e. $a = 0.4$ (a)-(b) et $a = 8$ (c)-(d). Dans un premier temps, on remarque que la dynamique d'effondrement semble similaire entre les deux configurations, à rapport de forme donné, avec une mise en mouvement initiale à la base de la colonne suivie d'une dynamique de propagation longitudinale. La différence intervient sur le dépôt final où la longueur d'étalement L_f est plus importante dans le cas en présence d'eau que dans le cas sec (déjà observé sur la figure 5.3(a)). À faible rapport de forme (figure 5.10(a)-(b)), le dépôt final obtenu peut être caractérisé de trapézoïdale indépendamment du cas considéré. À grand rapport de forme (figure 5.10(c)-(d)), le dépôt est triangulaire et on obtient une différence indéniable sur l'allongement du dépôt final avec une longueur d'étalement 25 % plus grande dans le cas d'un effondrement granulaire saturé en eau que dans le cas sec. Aussi, pour $0 < x/L_i < 1$, on peut noter que la pente du profil en présence d'eau est beaucoup plus

importante que dans le cas sec en opposition à la pente moyenne du dépôt final pouvant traduire des effets de parois plus importants dans le premier cas. À travers l'évolution de ces profils de hauteur, on observe que les deux configurations présentent une dynamique d'effondrement assez similaire. L'influence du fluide interstitiel intervient sur la morphologie du dépôt final où la présence d'eau mène à un dépôt plus allongé par rapport au cas sec. Cela peut être interprété comme un rôle moteur de la part de la phase liquide sur le matériau granulaire lors de l'effondrement du système. Nous détaillerons cela plus en détails dans la suite (section 5.4.3).

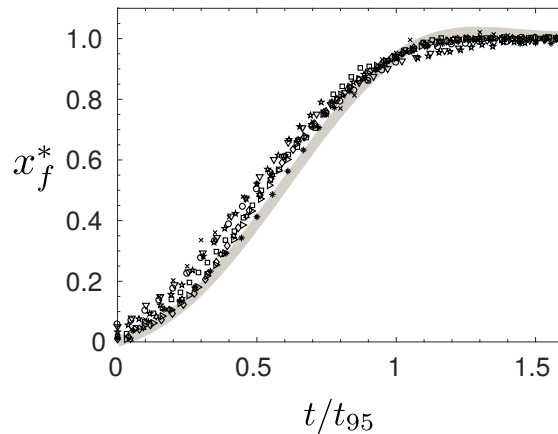


FIGURE 5.11 – Position du front normalisée $x_f^* = (x_f - L_i)/(L_f - L_i)$ en fonction du temps normalisé t/t_{95} pour $a = [0.4 : 6]$ dans le cas saturé en eau (symboles). La ligne grise représente la tendance moyenne du cas sec (d'après les expériences du chapitre 4).

Afin d'étudier plus précisément la dynamique d'effondrement, l'évolution de la position du front normalisée $x_f^* = (x_f - L_i)/(L_f - L_i)$ en fonction du temps t/t_{95} peut être regardée pour l'ensemble des rapports de forme (figure 5.11). La ligne grise correspond à la tendance moyenne de la dynamique d'effondrement obtenue dans le cas sec. Avec cette adimensionnement, on observe une tendance équivalente entre les deux configurations. Pour $t/t_{95} < 0.2$, le front est dans une phase d'accélération. Puis, entre $0.2 < t/t_{95} < 0.8$, la position du front évolue quasi-linéairement avec le temps. On peut noter qu'en considérant l'évolution de la vitesse du front au cours du temps, on observe un comportement de type "cloche" représentant une phase d'accélération suivie d'une phase de décélération. Aucune phase à vitesse constante n'est réellement observée comme cela avait déjà été observé dans le cas sec (Staron & Hinch, 2007). Cette dynamique de propagation correspond à 60 % du temps de la dynamique globale. Enfin, la dernière phase correspond à une phase d'arrêt où les dissipations sont prédominantes. Le milieu granulaire décélère fortement et s'arrête donnant lieu au dépôt final. On peut encore voir que la dynamique d'effondrement d'une colonne granulaire saturée en eau présente la même dynamique que dans le cas sec caractérisée par trois phases distinctes.

À travers l'observation des profils de hauteur (figure 5.10), nous avons vu que l'effondrement d'une colonne granulaire saturée en eau menait à un dépôt final plus allongé, i.e. une longueur d'étalement plus grande, que dans le cas sec. La figure 5.12 montre l'évolution

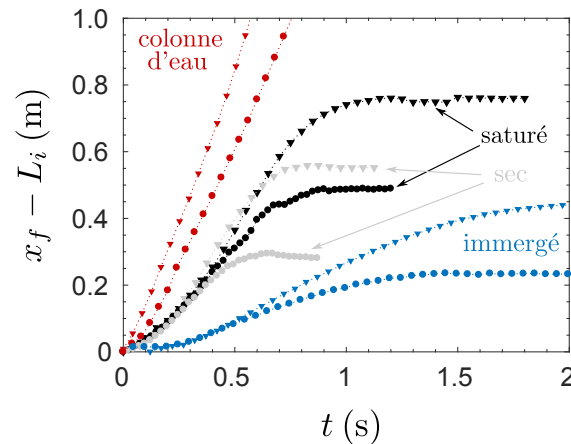


FIGURE 5.12 – Évolution temporelle de la position du front ($x_f - L_i$) lors de l’effondrement d’une colonne d’eau (symboles rouges) et d’une colonne granulaire dans le cas saturé en eau (symboles noirs), sec (symboles gris) et immergé dans l’eau (symboles bleus) pour $a = 1$ (ronds) et $a = 2$ (triangles).

temporelle du front ($x_f - L_i$) pour des effondrements granulaires saturés en eau (symboles noirs) et secs (symboles gris) pour deux rapports de forme différents, i.e. $a = 1$ (cercles) et $a = 2$ (triangles). Aussi, les dynamiques d’effondrement d’une colonne d’eau (symboles rouges) et d’une colonne granulaire immergée dans l’eau (symboles bleus) pour les mêmes rapports de forme sont représentées sur la figure 5.12.

Dans un premier temps, on peut noter que la dynamique d’effondrement dans l’air d’une colonne granulaire, en présence ou non d’eau, présente une dynamique comprise entre celle d’une rupture de barrage classique et celle d’une colonne granulaire immergée. Dans ce dernier cas, la différence de masse volumique entre la colonne et le fluide environnant étant plus faible que les autres configurations, cela conduit à une dynamique naturellement plus lente. En comparant le cas saturé en eau et le cas sec, on remarque que la dynamique est équivalente sur les premiers instants et que la différence intervient aux temps longs. Alors que le cas sec entre dans sa phase d’arrêt, le cas saturé en eau continue de s’écouler. Le fluide joue donc un rôle moteur et non dissipatif sur le système. En effet, la phase fluide seule (symboles rouges) a tendance à s’écouler plus vite et plus loin que la phase granulaire (symboles gris). Plusieurs raisons à cette tendance peuvent être évoquées ici. La première est un entraînement des grains par le fluide. En effet, la rupture de barrage du fluide seul engendre une propagation du front plus rapide et bien entendu sur une longueur quasi-infinie devant la longueur d’arrêt de la phase granulaire. Ainsi, la force de traînée, à l’échelle de la particule, devient un terme moteur pour la phase granulaire (contrairement au cas du milieu granulaire totalement immergé). Un deuxième effet possible du fluide sur le milieu granulaire est de diminuer la dissipation dans le milieu, induite par la friction solide lors des contacts (*i.e.* contacts tangentiels), par un mécanisme de lubrification (Joseph & Hunt, 2004).

La présence d’un dépôt final dans les effondrements granulaires définit un temps caractéristique d’effondrement fini. La figure 5.13(a) montre le temps normalisé t_{95}/T_{FF} , avec

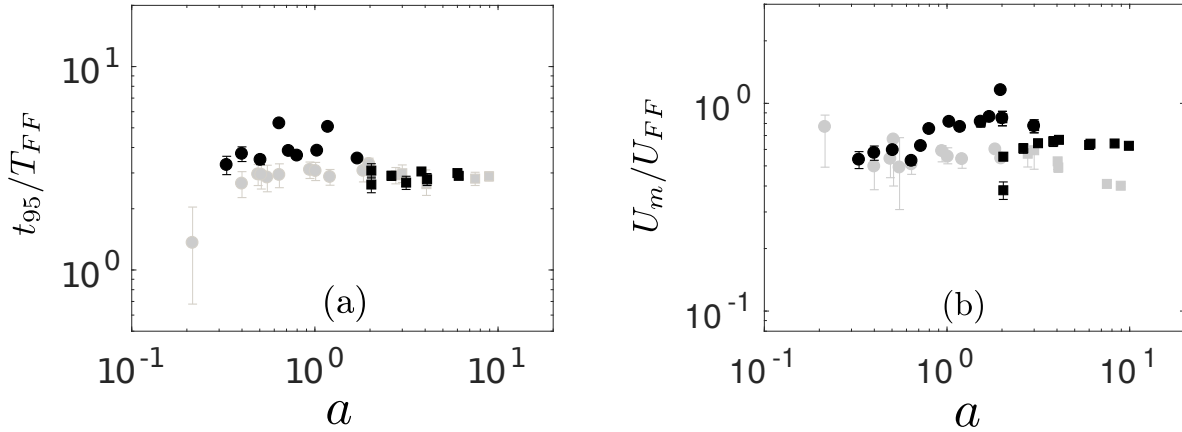


FIGURE 5.13 – Temps normalisée t_{95}/T_{FF} avec $T_{FF} = \sqrt{2\rho_p H_i/\Delta\rho g}$ (a) et vitesse maximale du front normalisée U_m/U_{FF} avec $U_{FF} = \sqrt{2\Delta\rho g H_i/\rho_p}$ (b) en fonction de $a = H_i/L_i$ pour le cas saturé en eau (symboles noirs) et le cas sec (symboles gris). Les symboles correspondent à des expériences réalisées avec une longueur initiale $L_i = 10$ cm (cercles) et $L_i = 3$ cm (carrés).

$T_{FF} = \sqrt{2\rho_p H_i/\Delta\rho g}$ correspondant au temps mis par un grain soumis à son propre poids apparent⁴ pour parcourir une hauteur H_i en chute libre. On remarque que les temps d'effondrement dans le cas saturé en eau (symboles noirs) et dans le cas sec (symboles gris) sont en assez bon accord avec un temps caractéristique de chute libre, i.e. $t_{95} \sim 3T_{FF}$, malgré une certaine dispersion des résultats. Le temps normalisé t_{95}/T_{FF} est plus important dans le cas saturé en eau que dans le cas sec, principalement pour $L_i = 10$ cm, associé au fait que la longueur d'étalement du dépôt final est plus grande en présence d'eau (voir figure 5.3(a)). Ayant montré précédemment que la dynamique de propagation est similaire dans les deux cas (figure 5.12), cela mène naturellement à une augmentation du temps d'effondrement pour parcourir une distance plus grande à la même vitesse.

Dans le cas sec, le comportement de chute libre est pertinent étant donné que le fluide ne joue aucun rôle sur la dynamique de la particule. Dans le cas d'une colonne saturée en eau, le fait est que le fluide interstitiel seul présente déjà une dynamique de chute libre lors d'une rupture de barrage classique. Ainsi, le milieu granulaire n'a pas à entraîner le fluide contrairement au cas immergé. Cela peut être interprété comme une vitesse de glissement $\Delta u = u_p - u_f$, où u_i est la vitesse de la particule (p) et du fluide (f), plus faible dans ce cas-ci que dans le cas d'un fluide statique, voir négative quand le fluide joue un rôle moteur dans l'écoulement. Ainsi, la force de traînée pourrait devenir négligeable ou contribuer à la chute de la particule.

La figure 5.13(b) montre la vitesse maximale du front normalisée U_m/U_{FF} , où $U_{FF} = \sqrt{2\Delta\rho g H_i/\rho_p}$ est la vitesse à l'instant $t = T_{FF}$. Les deux configurations semblent être encore

4. La différence de masse volumique $\Delta\rho = \rho_p - \rho_f$ est estimée à l'échelle du grain donc ρ_f représente la masse volumique du fluide interstitiel, à ne pas confondre avec celle du fluide ambiant.

en accord malgré une certaine dispersion des résultats. Plus précisément, nous obtenons que la vitesse maximale du front vaut $U_m/U_{FF} \sim 0.6 \pm 0.3$. Cela confirme à nouveau qu'à l'échelle du grain, la dynamique s'apparente à une dynamique de chute libre comme dans le cas sec.

5.4.3 Influence du fluide interstitiel

Dans la section précédente, nous avons comparé la dynamique d'effondrement d'une colonne saturée en eau au cas sec. Nous avons vu que la présence du fluide interstitiel ne modifiait pas la dynamique d'effondrement inertiel dans les premiers instants. Son influence intervient aux temps longs, lorsque le milieu granulaire entame sa phase d'arrêt. Alors que le matériau granulaire sec s'arrête donnant lieu à un dépôt final, le cas saturé en eau continue de s'écouler menant à une longueur d'étalement plus importante. Le fluide semble donc avoir un rôle moteur vis-à-vis du matériau granulaire dans ce cas-ci.

Cette comparaison ayant été faite sur la base d'une colonne saturée en eau, nous proposons dans la suite d'étudier l'influence de la viscosité dynamique du fluide porteur. Dans cette étude, la viscosité du fluide est comprise dans la gamme $\mu_f = [0.001 : 0.350]$ Pa.s. On peut noter qu'une variation de la viscosité dynamique (au travers du mélange eau-huile Ucon 75H90000) induit une variation de la tension superficielle du fluide porteur dans la gamme $\sigma = [0.047 : 0.072]$ N.m⁻¹. Ainsi, ces deux paramètres varient dépendamment l'un de l'autre. Toutefois, un mélange eau-huile présente une faible variation de la tension superficielle avec la concentration massique d'huile (voir section 2.2.1) et elle peut être considérée comme quasi-constante ici, i.e. $\sigma \sim 0.050$ N.m⁻¹, en comparaison à celle de l'eau seule, i.e. $\sigma_w = 0.072$ N.m⁻¹. D'autre part, les effets respectifs de σ et μ_f peuvent facilement être dissociés du fait qu'une diminution de la tension superficielle (respectivement, une augmentation de la viscosité dynamique) mène, intuitivement, à une augmentation (respectivement, une diminution) de la longueur d'étalement L_f , par exemple. Nous rappelons que la viscosité dynamique du fluide interstitiel μ_f est l'un des paramètres contrôlant la dynamique à l'échelle du grain et à l'échelle macroscopique. Son influence peut être estimée au travers du nombre de Reynolds Re_H et du nombre de Stokes St définis dans la section 5.2 et variant respectivement dans la gamme $Re_H = [10^2 : 10^5]$ et $St = [0.1 : 33]$.

Premières observations

Pour un rapport de forme fixé, la dynamique d'effondrement d'une colonne granulaire saturée en fluide diffère en fonction de la viscosité de ce dernier. La figure 5.14 montre cette dynamique à différents instants et pour trois viscosités du fluide interstitiel différentes, à savoir $\mu_f = 0.001$ Pa.s, $\mu_f = 0.026$ Pa.s et $\mu_f = 0.350$ Pa.s.

À $t = 0$, la colonne de grains est libérée et elle peut entamer sa dynamique d'effondrement. En fonction de la viscosité dynamique du fluide interstitiel, le mouvement initial du milieu granulaire débute à la base (figure 5.14, pour $\mu_f = 0.001$ Pa.s, à $t = 0.2$ s) ou au coin supérieur droit de la colonne (figure 5.14, pour $\mu_f = 0.350$ Pa.s, à $t = 1$ s). Pour $\mu_f = 0.026$ Pa.s, la mise en mouvement est observée aussi bien à la base qu'au coin supérieur droit pouvant être interprétée comme une signature des deux dynamiques précédentes (figure 5.14, pour $\mu_f = 0.026$ Pa.s, à $t = 0.2$ s). Dans le cas fortement visqueux, un temps de déclenchement

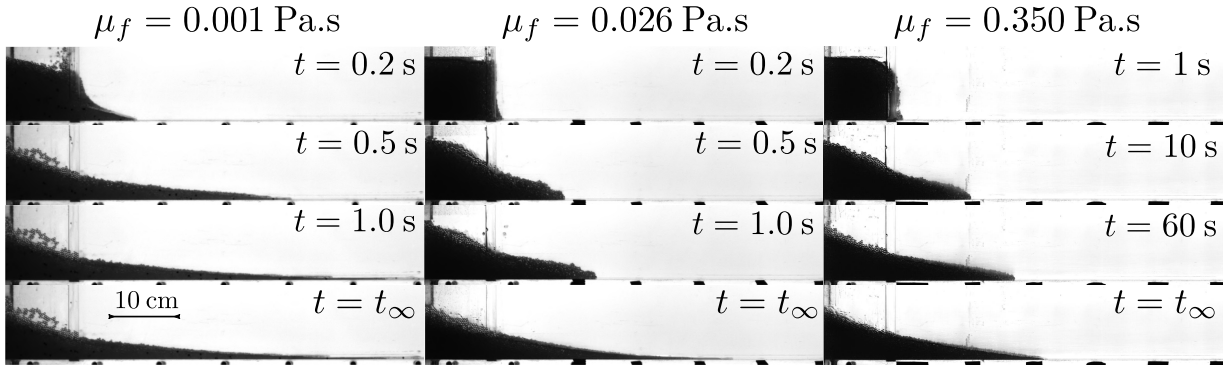


FIGURE 5.14 – Dynamique d’effondrement d’une colonne granulaire saturée en fluide à différents instants et pour trois viscosités dynamiques du fluide interstitiel, i.e. $\mu_f = 0.001$ Pa.s, $\mu_f = 0.026$ Pa.s et $\mu_f = 0.350$ Pa.s. Le rapport de forme est $a = 1$.

est nécessaire avant que la dynamique de propagation longitudinale ne commence. Pendant ce temps, des avalanches de quelques grains se produisent sur la partie supérieure de la colonne (figure 5.14, pour $\mu_f = 0.350$ Pa.s, à $t = 1$ s). De façon équivalente au cas totalement immergé (chapitre 4), ce phénomène peut être vu comme un effet de décompaction du milieu granulaire dans les premiers instants de l’effondrement (Rondon et al., 2011).

Après cette première phase de mise en mouvement, le mélange fluide-particules se propage dans la direction longitudinale avec un comportement fortement (pour $\mu_f = 0.001$ Pa.s) ou faiblement (pour $\mu_f = 0.350$ Pa.s) inertiel. Dans cette phase, la forme du front est clairement différenciée en fonction de la dynamique. À faible viscosité, le fluide se présente comme une lame de plus en plus fine à mesure que l’on se rapproche du front (figure 5.14, pour $\mu_f = 0.001$ Pa.s, à $t = 0.5$ s et $t = 1.0$ s) alors que, dans le cas visqueux, le front présente une épaisseur significative (figure 5.14, pour $\mu_f = 0.350$ Pa.s, à $t = 10$ s et $t = 60$ s). Pour une viscosité intermédiaire (i.e. $\mu_f = 0.026$ Pa.s), la dynamique observée s’apparente à celle du cas moins visqueux, avec un temps caractéristique de l’ordre de ~ 1 s (contre 50 – 100 s dans le cas visqueux), alors que le profil du front rappelle celui du cas fortement visqueux (figure 5.14, pour $\mu_f = 0.026$ Pa.s, à $t = 0.5$ s et $t = 1.0$ s).

Enfin, la troisième phase correspond à la phase d’arrêt du milieu granulaire où le fluide interstitiel s’écoule à travers la matrice granulaire menant à une séparation des phases (figure 5.9(b)). Dans le cas faiblement et fortement visqueux, cette distinction des deux fronts intervient sur un temps caractéristique équivalent à celui de la dynamique d’effondrement du milieu granulaire. Pour $\mu_f = 0.026$ Pa.s, les temps caractéristiques de ces deux dynamiques sont clairement décorrélés, au moins dans le cas des colonnes ayant une grande hauteur initiale H_i . Ainsi, cela mène à une dynamique d’effondrement inertielle suivie d’un premier dépôt final (figure 5.14, pour $\mu_f = 0.026$ Pa.s, à $t = 1.0$ s), puis, aux temps longs, le fluide se sépare du milieu granulaire et érode le front pour laisser place à une nouvelle forme du dépôt final avec une plus faible épaisseur de front (figure 5.14, pour $\mu_f = 0.026$ Pa.s, à $t = t_\infty$). Il est à noter que cette différenciation est beaucoup plus compliquée pour les colonnes à faible H_i . Cette dernière phase peut fortement modifier la longueur d’étalement L_f (contrairement à la hauteur finale H_f) et l’érosion du front dépend essentiellement de la dynamique et de

la viscosité du fluide interstitiel.

Ces différentes dynamiques rappellent celles obtenues dans le cas des effondrements granulaires immergés (chapitre 4) avec une forte dépendance au nombre de Stokes St à fraction volumique initiale ϕ fixée (où à St fixé et ϕ variable comme Rondon et al. (2011)).

Évolution du front : lien avec les cas homogènes et immergés

Afin de s'intéresser au rôle du fluide interstitiel sur la dynamique d'effondrement d'une colonne granulaire, nous pouvons regarder la dynamique de chacune des phases de façon indépendante. Aussi, le cas totalement immergée (voir chapitre 4) fournit une première estimation de l'influence du fluide sur la dynamique de la phase granulaire.

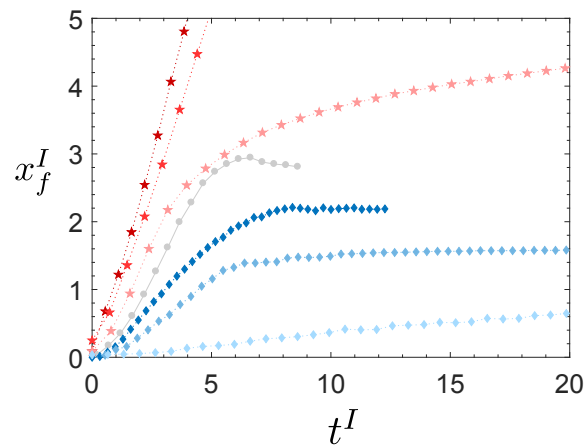


FIGURE 5.15 – Position du front $x_f^I = (x_f - L_i)/H_i$ en fonction du temps $t^I = t(g^*/H_i)^{1/2}$, où $g^* = (\rho - \rho_f)g/\rho$ est la gravité réduite avec $\rho = \phi\rho_p + (1 - \phi)\rho_f$ la masse volumique effectif et ρ_f la masse volumique du fluide ambiant (équivalent au fluide interstitiel de la colonne granulaire sur cette figure). Les symboles correspondent à l'effondrement d'une colonne de fluide Newtonien (étoiles rouges) avec $\mu_f = [10^{-3}, 10^{-1}, 1]$ Pa.s, d'une colonne granulaire immergée (losanges bleus) avec $\mu_f = [0.001, 0.026, 0.375]$ Pa.s et d'une colonne granulaire sèche (cercles gris). Le rapport de forme est $a = 1$. Pour les cas immergés, le temps de déclenchement T_t à été retranché.

La figure 5.15 montre l'évolution temporelle $x_f^I = (x_f - L_i)/H_i$ de la propagation du front lors de l'effondrement d'une colonne de fluide Newtonien (étoiles rouges) avec $\mu_f = [10^{-3}, 10^{-1}, 1]$ Pa.s, d'une colonne granulaire immergée (losanges bleus) avec $\mu_f = [0.001, 0.026, 0.375]$ Pa.s et d'une colonne granulaire sèche (cercles gris). Sous forme adimensionnelle, le temps est défini comme $t^I = t(g^*/H_i)^{1/2}$, où $g^* = (\rho - \rho_f)g/\rho$ est la gravité réduite avec $\rho = \phi\rho_p + (1 - \phi)\rho_f$ la masse volumique du fluide effectif et ρ_f la masse volumique du fluide ambiant (ici, équivalent au fluide interstitiel de la colonne granulaire). Dans un premier temps, on peut noter que la dynamique du cas sec est comprise entre celles des phases liquides seules, au moins jusqu'à $\mu_f = 1$ Pa.s, et celles des effondrements granulaires immergés. La dynamique du fluide Newtonien de viscosité $\mu_f = 1$ Pa.s (symboles rouges

clairs) est très proche de celle du cas sec. Ainsi, le milieu granulaire sec s'apparente donc, vis-à-vis de la dynamique, à un fluide fortement visqueux de viscosité proche de $\mu_f \sim 1$ Pa.s. Aussi, la dissipation du système granulaire augmente avec la viscosité du fluide ambiant. En effet, lorsque μ_f augmente dans le cas des effondrements granulaires immergés, la dynamique devient plus lente et la longueur d'étalement diminue (Pour plus de détails, voir chapitre 4).

À partir de la figure 5.15, on observe que la dynamique d'un fluide Newtonien unique est plus rapide par rapport aux effondrements granulaires secs et immergés. Lors de l'effondrement d'une colonne fluide-grains, on peut donc s'attendre à ce que le fluide joue un rôle moteur favorisant l'écoulement comme précédemment observé dans la section 5.4.2. Toutefois, en présence d'un fluide statique, la dynamique d'effondrement granulaire est ralentie et le front se propage moins loin. Dans cette configuration, le fluide joue donc un rôle dissipatif vis-à-vis du système. On peut donc se demander si la présence d'un fluide interstitiel au sein d'une matrice granulaire va jouer un rôle moteur ou dissipatif sur la dynamique d'effondrement gravitaire d'une colonne granulaire.

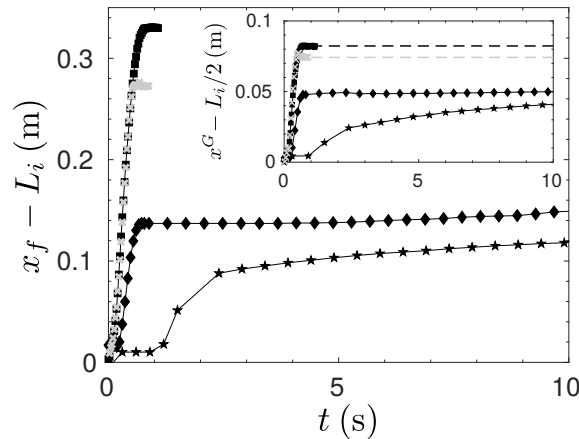


FIGURE 5.16 – Évolution temporelle de la propagation du front ($x_f - L_i$) (la position horizontale du centre de masse ($x^G - L_i/2$), en encart) lors de l'effondrement d'une colonne granulaire saturée en fluide de viscosité $\mu_f = 0.001$ Pa.s (carrés), $\mu_f = 0.026$ Pa.s (losanges) et $\mu_f = 0.350$ Pa.s (étoiles). Les croix grises représentent le cas sec. Ici, le rapport de forme est $a = 4$.

La figure 5.16 montre l'évolution de la position du front ($x_f - L_i$) pour un effondrement granulaire saturé en fluide de viscosité $\mu_f = 0.001$ Pa.s (carrés), $\mu_f = 0.026$ Pa.s (losanges) et $\mu_f = 0.350$ Pa.s (étoiles). En comparaison, le cas sec est aussi représenté par des croix grises. Comme nous l'avons discuté dans la section 5.4.2, l'effondrement d'une colonne granulaire saturée en eau présente la même dynamique que le cas sec dans les premiers instants. La différence intervient principalement sur la longueur d'étalement du dépôt final, plus importante en présence d'eau. Lorsque l'on augmente μ_f , cette longueur d'étalement décroît jusqu'à devenir plus faible que celle obtenue dans le cas sec. Cela traduit un comportement principalement dissipatif du fluide porteur sur le milieu granulaire en opposition au cas saturé en eau. Aussi, la viscosité du fluide interstitiel modifie la dynamique d'effondrement

du système. Pour $\mu_f = 0.026$ Pa.s, la dynamique de propagation est assez similaire à celle des cas saturé en eau et sec alors que, pour $\mu_f = 0.350$ Pa.s, il en est autrement. À grand μ_f , on observe un temps de déclenchement (ici, $T_t \sim 1$ s pour $\mu_f = 0.350$ Pa.s) pour que le milieu granulaire se mette en mouvement comme cela a déjà été discuté lors de la description des différentes dynamiques. De plus, le front tend lentement vers sa position finale, i.e. $L_f = x_f(t_\infty)$ (étoiles). La dynamique rappelle celle obtenue dans le cas d'une colonne granulaire totalement immergée dans un fluide visqueux (voir chapitre 4) indiquant que, dans le cas où le fluide est fortement visqueux, les dissipations sont principalement internes au système. L'encart de la figure 5.16 montre l'évolution temporelle de la position horizontale du centre de masse ($x^G - L_i/2$) pour les mêmes expériences. La dynamique est similaire à celle de la position du front $x_f(t)$. Améliorant la précision des résultats, certaines grandeurs seront, par la suite, déterminées à partir du centre de masse et seront spécifiées avec un indice $\langle \cdot \rangle^G$. Dans chaque cas, les tendances des grandeurs sont respectées (non montrées ici).

On voit clairement que la viscosité du fluide interstitiel joue un rôle majeur sur la dynamique du milieu granulaire. À faible viscosité, le milieu granulaire possède une dynamique similaire au cas sec, dans les premiers instants, et le fluide joue un rôle moteur sur la longueur d'étalement, aux temps longs. Lorsque μ_f augmente, la longueur d'étalement diminue et devient plus faible que celle du cas sec. Cela traduit un rôle dissipatif du fluide vis-à-vis du milieu granulaire. La dynamique d'effondrement est aussi fortement modifiée avec un temps de décompaction nécessaire à la mise en mouvement de la colonne initiale et une lente dynamique de propagation du front.

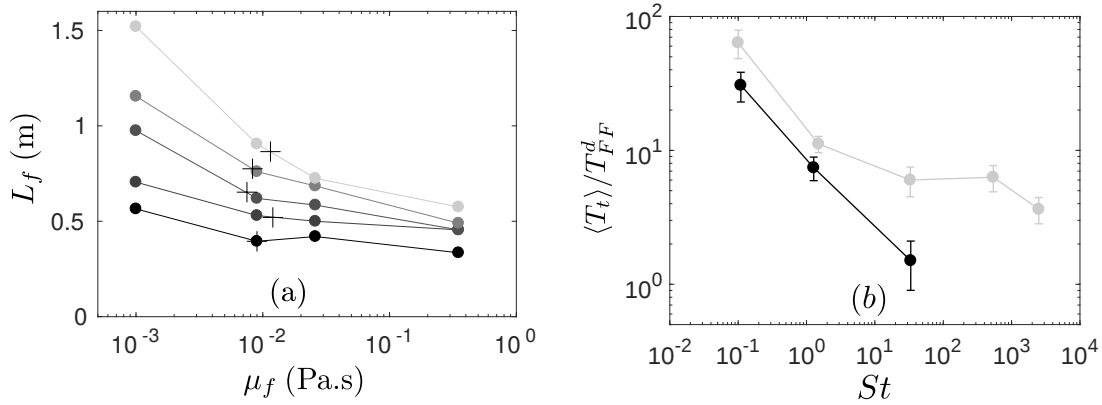


FIGURE 5.17 – (a) Longueur d'étalement L_f en fonction de la viscosité dynamique μ_f pour différentes hauteurs initiales $H_i \sim [10, 15, 20, 25, 30]$ cm (du gris foncé au gris clair) avec $L_i = 10$ cm. La longueur d'étalement L_f du cas sec est aussi représentée (croix noires). (b) Temps de déclenchement normalisé $\langle T_t \rangle / T_{FF}^d$ avec $T_{FF}^d \equiv \tau_{ff} = (2\rho_p d / \Delta\rho g)^{1/2}$ dans le cas saturée en fluide (symboles noirs) et le cas immergée (symboles gris) (d'après les expériences du chapitre 4) en fonction du nombre de Stokes St .

Comme nous l'avons spécifié précédemment, la longueur d'étalement L_f dépend de la viscosité du fluide interstitiel μ_f . La figure 5.17(a) montre son évolution, i.e. $L_f = f(\mu_f)$, pour différentes hauteurs initiales fixées, i.e. $H_i \sim [10, 15, 20, 25, 30]$ cm (du gris foncé

au gris clair). La longueur d'étalement du cas sec est aussi représentée sur la courbe H_i correspondante. On peut noter que la décroissance de L_f avec μ_f ne suit pas de loi de puissance. D'ailleurs, les lois d'échelle de la longueur d'étalement L_f et la hauteur finale H_f obtenues dans le cas saturé en eau et dépendantes de deux nombres adimensionnels, à savoir le rapport de forme a et le nombre de Bond Bo (voir section 5.3.2), ne sont plus retrouvées à grande viscosité et une dépendance unique avec le rapport de forme est observée (voir annexe B). À partir de la longueur d'étalement du cas sec et de l'évolution de L_f , on peut définir une viscosité dynamique modélisant les dissipations liées à la friction solide dans le cas sec. Ainsi, la longueur d'étalement dans le cas sec est équivalente à celle obtenue dans le cas d'une colonne granulaire saturée d'un fluide de viscosité $\mu_f = 0.010 \pm 0.002 \text{ Pa.s}$. Sachant qu'à faible viscosité, les dynamiques de propagation sont comparables dans les premiers instants (voir figure 5.12), la dynamique d'effondrement d'une colonne granulaire saturée d'un tel fluide, i.e. $\mu_f = 0.010 \pm 0.002 \text{ Pa.s}$, serait donc équivalente à celle du cas sec.

Nous avons aussi montré un effet indéniable de la viscosité dynamique sur les premiers instants de la dynamique d'une colonne granulaire saturée en fluide. En fonction de μ_f , un temps de déclenchement est nécessaire à la mise en mouvement de la colonne initiale. Ce phénomène avait déjà été observé dans le cas des effondrements granulaires totalement immergés (chapitre 4) et discuté en terme de nombre de Stokes. Le mécanisme de décompaction étant certainement lié à un mouvement relatif entre les grains et le fluide interstitiel, il semble cohérent de considérer ce nombre adimensionnel qui compare l'inertie de la particule aux dissipations visqueuses du fluide.

La figure 5.17(b) montre le temps de déclenchement normalisé $\langle T_t \rangle / T_{FF}^d$ avec $T_{FF}^d \equiv \tau_{ff} = (2\rho_p d / \Delta\rho g)^{1/2}$ (plus de détails sur τ_{ff} dans le chapitre 4) en fonction du nombre de Stokes St pour une colonne granulaire saturée en fluide (symboles noirs) et immergée dans un fluide (symboles gris). On rappelle que le temps de déclenchement est défini comme $x_f(t = T_t) - L_i = 2 \text{ cm}$ et qu'il est considéré pour ne dépendre que du régime considéré, plus spécifiquement, du nombre de Stokes. Dans les deux configurations, le temps $\langle T_t \rangle / T_{FF}^d$ diminue avec l'augmentation de St jusqu'à atteindre une valeur quasi-constante, à grand St , dans le cas immergé. Dans ce dernier cas, le temps de déclenchement est plus important que dans le cas saturé en fluide. Cela semble cohérent avec le fait que le poids du fluide effectif qui s'effondre et qui favorise la décompaction du milieu granulaire est, $P^S = \rho g V$ dans le cas saturé en fluide, où ρ est la masse volumique effective et V le volume de la colonne, et $P^I = (\rho - \rho_f) g V$ dans le cas immergé, tel que $P^S > P^I$. On peut aussi noter que le temps de déclenchement d'une colonne granulaire saturée en eau (symbole noir pour $St \sim 33$ sur la figure 5.17(b)) est légèrement inférieur à celui du cas sec (symboles gris pour $St \sim 540 - 2500$). La colonne se décompacte donc plus aisément en présence d'eau que dans le cas sec. Cela peut encore être vu comme une signature du rôle moteur de l'eau sur le milieu granulaire. Une autre interprétation pourrait être que le milieu granulaire se décompacte plus facilement du fait de contacts solides lubrifiés. Cela sous-entendrait que le temps de déclenchement dépend des dissipations internes du système (*e.g.* friction solide, dissipations visqueuses). Aussi, ce temps de décompaction pourrait être observé dans le cas d'un effondrement granulaire sec où la friction statique du milieu granulaire μ_s est très grande et, tendrait vers zéro, i.e. $\langle T_t \rangle / T_{FF}^d \rightarrow 0$, dans le cas inverse, i.e. $\mu_s = 0$. Il est à noter que la fraction volumique initiale, contrôlant le comportement dilatant-contractant du

milieu granulaire et fixe ici, joue aussi un rôle non négligeable sur les premiers instants de la dynamique d'effondrement d'une colonne granulaire (Rondon et al., 2011). Dans le cas sec, son effet a été peu abordé dans la littérature (Daerr & Douady, 1999). Ainsi, cette interprétation sur le temps de décompaction mériterait des travaux supplémentaires avec une mesure précise de cette grandeur. En effet, le fait que le temps de déclenchement dans le cas saturé en eau soit plus faible que dans le cas sec pourrait aussi être dû à une fraction volumique initiale plus faible dans la première configuration par rapport à la seconde.

Dynamique : Temps et vitesses caractéristiques de l'effondrement

Afin de s'intéresser au rôle de la viscosité du fluide interstitiel sur la dynamique, les temps et vitesses caractéristiques de l'effondrement peuvent être regardés. Ici, l'approche choisie consiste à considérer que le mélange fluide-grains s'apparente à un fluide effectif. Effectivement, les deux phases sont confondues sur la majeure partie de l'effondrement, hormis à la fin de la dynamique où la séparation des phases intervient. Ici, le fluide apparent est défini par sa viscosité effective proportionnelle à la viscosité du fluide interstitiel μ_f et par sa masse volumique $\rho = \phi\rho_p + (1 - \phi)\rho_f$ avec $\phi \sim 0.64$.

Pour définir plus aisément le temps d'effondrement, on définit le temps t_{95}^G correspondant au temps pour que le centre de masse parcourt 95 % de sa position horizontale finale x_f^G . Il permet de s'affranchir de la dérive aux temps longs de la position du front observée pour $\mu_f = 0.026$ Pa.s, à faible hauteur initiale H_i , et $\mu_f = 0.350$ Pa.s (non montrée ici). Effectivement, lors de la séparation des phases, le front du milieu granulaire continue sa lente propagation causée par le fluide interstitiel alors que le centre de masse a déjà atteint sa position finale. Cela sous-entend donc qu'une trop faible quantité de grains est transportée au niveau du front modifiant L_f mais pas x_f^G . Dans le cas d'un effondrement granulaire saturé en eau, les deux définitions du temps caractéristique d'effondrement, à savoir t_{95}^G et t_{95} , ont été comparées. On obtient des tendances similaires et un écart relatif de 20 % (voir annexe C).

La figure 5.18(a) montre l'évolution du temps $(t_{95}^G)^I = (g/H_i)^{1/2}t_{95}^G$ en fonction du rapport de forme $a = H_i/L_i$ pour trois viscosités du fluide interstitiel différentes, i.e. $\mu_f = 0.001$ Pa.s (symboles noirs), $\mu_f = 0.026$ Pa.s (symboles gris foncés) et $\mu_f = 0.350$ Pa.s (symboles gris clairs). Le temps $(g/H_i)^{1/2}$ correspond au temps caractéristique de chute libre utilisé dans l'étude des ruptures de barrage classiques (voir chapitre 3). Dans un premier temps, on remarque deux tendances claires. Comme cela avait été précédemment montré (voir section 5.4.2), le temps d'effondrement d'une colonne granulaire saturée en eau, i.e. $\mu_f = 0.001$ Pa.s (symboles noirs), est en très bon accord avec un temps caractéristique de chute libre, autant à l'échelle du fluide effectif (figure 5.18(a)) qu'à celle du grain (figure 5.13(a)). Il en est de même pour les effondrements granulaires de viscosité intermédiaire, i.e. $\mu_f = 0.026$ Pa.s (symboles gris foncés), à grand rapport de forme, i.e. $a > 2$ (ou à grande hauteur initiale H_i). À faible rapport de forme ainsi que pour $\mu_f = 0.350$ Pa.s (symboles gris clairs), le temps caractéristique d'effondrement n'est pas bien défini par un temps de chute libre conduisant à une décroissance de $(t_{95}^G)^I$ avec le rapport de forme. Aussi, l'ordre de grandeur est largement supérieur à l'unité. En effet, pour cette gamme d'expériences, on observe une dynamique d'effondrement beaucoup plus lente rappelant le comportement visqueux des fluides Newto-

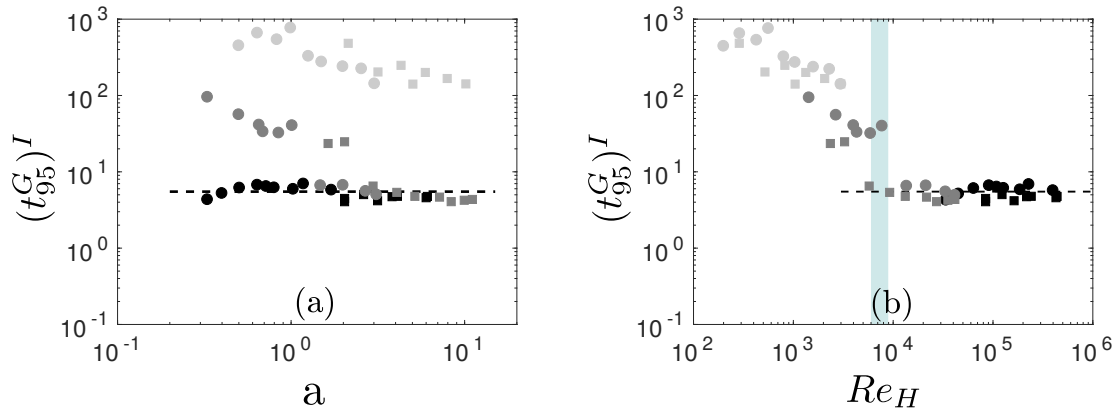


FIGURE 5.18 – Temps d’effondrement normalisé $(t_{95}^G)^I = (g/H_i)^{1/2}t_{95}^G$ en fonction du rapport de forme a (a) et du nombre de Reynolds Re_H (b) pour $\mu_f = 0.001\text{Pa}\cdot\text{s}$ (symboles noirs), $\mu_f = 0.026\text{ Pa}\cdot\text{s}$ (symboles gris foncés) et $\mu_f = 0.350\text{ Pa}\cdot\text{s}$ (symboles gris clairs), avec $L_i = 10\text{ cm}$ (cercles) et $L_i = 3\text{ cm}$ (carrés). La ligne bleue représente la transition du régime visqueux (gauche) au régime inertiel (droite) à l’échelle du fluide apparent, i.e. $Re_H^{\text{cr}} \sim 6000 - 9000$.

niens et des suspensions isodenses (voir chapitre 3). Dans ces derniers cas, nous avons vu que la transition du régime inertiel au régime visqueux, à l’échelle du fluide apparent, ne dépendait que d’un unique nombre adimensionnel, i.e. le nombre de Reynolds.

Afin de différencier ces deux régimes (visqueux et inertiel), nous reportons sur la figure 5.18(b), l’évolution du temps normalisé $(t_{95}^G)^I$ en fonction du nombre de Reynolds défini comme $Re_H = \rho\sqrt{gH_i}H_i/\mu_f$. On remarque que les deux tendances, précédemment observées, sont définies de part et d’autre d’une valeur critique du nombre de Reynolds, i.e. $Re_H^{\text{cr}} \sim 6000 - 9000$ (ligne bleue). Comparant l’inertie aux dissipations visqueuses du fluide apparent, la valeur critique Re_H^{cr} différencie le régime inertiel caractérisé par un temps de chute libre (i.e. $t_{95}^G \sim 5.5(H_i/g)^{1/2}$) et une dynamique rapide, du régime visqueux où le mélange fluide-grains se propage lentement vers sa position d’arrêt.

Après avoir abordé le temps caractéristique d’effondrement, la vitesse maximale du front U_m peut aussi être regardée en fonction du rapport de forme et du nombre de Reynolds. La figure 5.19(a) montre l’évolution de la vitesse maximale normalisée $U_m^I = U_m/(gH_i)^{1/2}$ en fonction du rapport de forme a , pour différentes viscosités du fluide interstitiel, i.e. $\mu_f = 0.001\text{ Pa}\cdot\text{s}$ (symboles noirs), $\mu_f = 0.026\text{ Pa}\cdot\text{s}$ (symboles gris foncés) et $\mu_f = 0.350\text{ Pa}\cdot\text{s}$ (symboles gris clairs). De même que précédemment, l’échelle de vitesse $(gH_i)^{1/2}$ correspond à celle d’une rupture de barrage classique (voir chapitre 3). On remarque que U_m^I semble indépendante de a et que sa valeur décroît avec l’augmentation de μ_f dans la gamme $U_m^I = [0.2 : 0.65]$. Toutefois, une certaine dispersion des résultats est observée. La figure 5.19(b) montre cette même vitesse adimensionnée U_m^I en fonction du nombre de Reynolds Re_H . À grand Re_H , la loi d’échelle est constante (i.e. $U_m^I \sim 0.7$) et indépendante de Re_H confirmant la pertinence d’une échelle de vitesse caractéristique de chute libre dans le régime inertiel ($Re_H \gg 1$). Pour $Re_H < Re_H^{\text{cr}}$, avec $Re_H^{\text{cr}} \sim 8000 - 11000$ d’après la figure 5.18(b), on constate que U_m^I n’est plus indépendante avec Re_H . Dans ce cas, l’échelle de vitesse associée à une

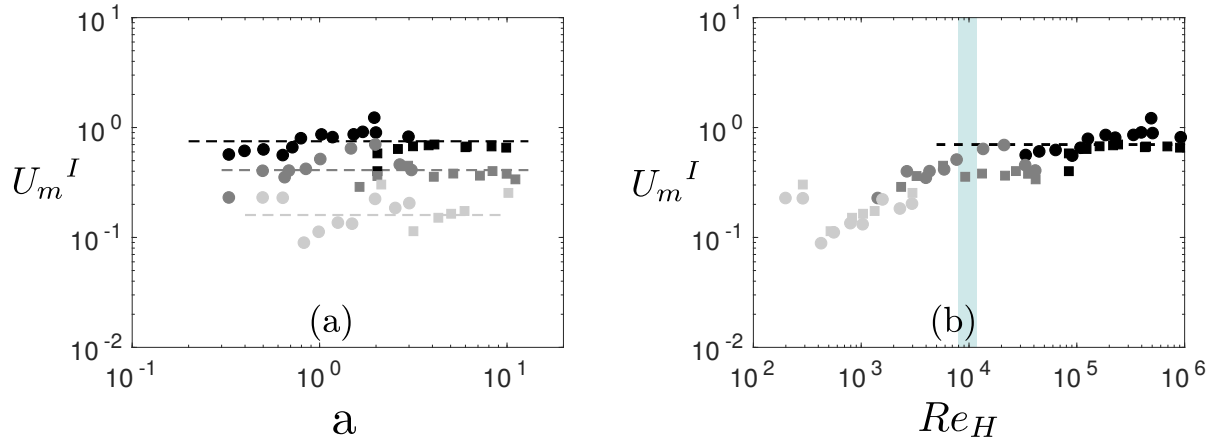


FIGURE 5.19 – Vitesse maximale du front normalisée $U_m^I = U_m/(gH_i)^{1/2}$ en fonction du rapport de forme a (a) et du nombre de Reynolds Re_H (b) pour $\mu_f = 0.001$ Pa.s (symboles noirs), $\mu_f = 0.026$ Pa.s (symboles gris foncés) et $\mu_f = 0.350$ Pa.s (symboles gris clairs), avec $L_i = 10$ cm (cercles) et $L_i = 3$ cm (carrés). La ligne bleue représente la transition du régime inertiel (droite) au régime visqueux (gauche) à l'échelle du fluide apparent, i.e. $Re_H^{cr} \sim 8000 - 11000$.

dynamique de chute libre n'est plus pertinente pour décrire la dynamique d'effondrement. On peut noter que les valeurs critiques du nombre de Reynolds obtenues avec les échelles de temps et de vitesses sont cohérentes entre elles avec un nombre de Reynolds critique égal à $Re_H^{cr} \sim 8000 - 9000$.

À travers les temps et les vitesses caractéristiques, il a été observé que $t_{95}^G \sim (H_i/g)^{1/2}$ et $U_m \sim (gH_i)^{1/2}$ dans le cas où le nombre de Reynolds, défini comme $Re_H = \rho\sqrt{gH_i}H_i/\mu_f$, est supérieur à une valeur critique, i.e. $Re_H > Re_H^{cr}$ avec $Re_H^{cr} \sim 8000 - 9000$. Cette limite définit la transition d'un régime inertiel à un régime visqueux à l'échelle du fluide apparent. Lorsque la dynamique est inertielle, cela signifie que les dissipations sont faibles pouvant sous-entendre que le fluide et les grains ne se freinent pas mutuellement. Ainsi, les deux phases ont une vitesse similaire conduisant à un comportement de chute libre pour le grain. Dans le cas inverse, i.e. dans le régime visqueux, les dissipations sont importantes traduisant le fait que les deux phases rétro-agissent l'une sur l'autre. La dynamique d'effondrement est donc plus lente.

Il est à noter que cette valeur élevée du nombre de Reynolds critique, i.e. $Re_H^{cr} \sim 8000 - 9000$, est due à la définition de la viscosité effective du fluide apparent. En effet, dans un souci de simplicité, le nombre de Reynolds est défini à partir de la viscosité du fluide interstitiel, en considérant que μ_{eff} est simplement proportionnelle à μ_f . Dans le chapitre 3, il a été montré, qu'à fraction volumique élevée comme dans cette configuration, la viscosité effective est plusieurs fois l'ordre de grandeur de la viscosité du fluide interstitiel.

Rôle du fluide interstitiel : moteur vs. dissipatif

Dans la section précédente, nous avons montré que la dynamique d'écoulement du milieu granulaire était principalement contrôlée par le nombre de Reynolds Re_H basé sur la colonne initiale du fluide effectif. Nous pouvons maintenant regarder s'il en est de même pour la longueur d'étalement du dépôt final. Pour cela, nous nous intéressons à la différence de la longueur d'étalement obtenue dans le cas saturé en fluide, notée L_f^F , et dans le cas sec, notée L_f^S . Le signe de cette différence renseigne sur le caractère moteur, i.e. $L_f^F - L_f^S > 0$, ou dissipatif, i.e. $L_f^F - L_f^S < 0$, du fluide interstitiel sur le système.

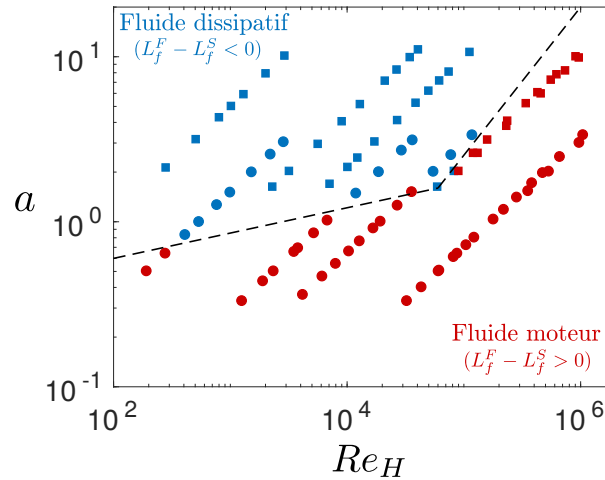


FIGURE 5.20 – Représentation du signe de la différence $L_f^F - L_f^S$, positif (symboles rouges) et négatif (symboles bleus), où L_f^F et L_f^S sont respectivement la longueur d'étalement dans le cas saturé en fluide (F) et dans le cas sec (S), en fonction du nombre de Reynolds $Re_H = \rho\sqrt{gH_i}H_i/\mu_f$ et du rapport de forme $a = H_i/L_i$. Les symboles correspondent à une longueur initiale $L_i = 10$ cm (cercles) et $L_i = 3$ cm (carrés).

La figure 5.20 montre le signe de la différence $L_f^F - L_f^S$ en fonction du nombre de Reynolds $Re_H = \rho\sqrt{gH_i}H_i/\mu_f$ et du rapport de forme $a = H_i/L_i$. Les symboles rouges correspondent à une différence positive, i.e. $L_f^F - L_f^S > 0$, interprétée comme un rôle moteur du fluide interstitiel, alors que les symboles bleus représentent une différence négative, i.e. $L_f^F - L_f^S < 0$, interprétée comme un rôle dissipatif du fluide vis-à-vis du système. Dans un premier temps, on distingue clairement une séparation entre les deux configurations en fonction de a et de Re_H . À faible a et grand Re_H , le fluide interstitiel joue un rôle moteur sur le milieu granulaire menant à une longueur d'étalement plus importante par rapport au cas sec (i.e. $L_f^F - L_f^S > 0$) alors qu'à l'inverse, à grand a et faible Re_H , le fluide joue un rôle dissipatif sur le matériau granulaire menant à une longueur d'étalement plus faible (i.e. $L_f^F - L_f^S < 0$).

Pour Re_H élevé, on observe que le fluide joue uniquement un rôle moteur sur le matériau granulaire, indépendamment de a . Dans ce cas, les dissipations au sein du fluide effectif sont faibles. Cela explique une longueur d'étalement importante de la part du milieu granulaire mais, en aucun cas, un excès vis-à-vis du cas sec. Pour cela, le fluide doit contribuer positivement au mouvement du système granulaire. Comme déjà discuté précédemment, une

première explication pourrait être que le fluide souhaite s'écouler alors que le milieu granulaire est en phase d'arrêt engendrant une force de traînée dans le sens de l'écoulement contribuant à la propagation du matériau granulaire. Ainsi, le fluide entraîne les grains sur une plus grande distance. Une seconde explication pourrait être que les dissipations frictionnelles du milieu granulaire, engendrant l'arrêt du système dans le cas sec, soient diminuées en présence de fluide. Le milieu granulaire est donc amené à se propager plus loin dans la configuration en présence d'eau.

Lorsque Re_H diminue, les dissipations au sein du système augmentent pouvant engendrer un rôle dissipatif du fluide vis-à-vis du milieu granulaire. Cela est observé uniquement à grand a alors qu'à faible a , la contribution du fluide reste motrice. Cela sous-entend que la géométrie de la colonne initiale contribue aussi au comportement moteur/dissipatif. Cette différence pourrait provenir de la dynamique verticale qui est d'autant plus importante que a est grand, pouvant mener à davantage de dissipations dans le système, mais cette dépendance reste encore inexpliquée. Enfin, il peut être noté que la transition avec le nombre de Reynolds ne correspond pas à celle obtenue dans la section précédente, définie à partir des échelles de temps et de vitesses.

Évolution du centre de masse

Afin de considérer la dynamique de propagation ainsi que l'étalement de la masse granulaire dans son ensemble, nous finissons cette étude en nous intéressant à la position du centre de masse. Dans cette section, l'évolution temporelle de la trajectoire du centre de masse ainsi que les positions finales (x_f^G, y_f^G) sont regardées.

La figure 5.21 montre la position finale verticale normalisée $2y_f^G/H_i$ en fonction de la position finale horizontale normalisée $2x_f^G/L_i$ du centre de masse pour différentes viscosités du fluide interstitiel, à savoir $\mu_f = 0.001$ Pa.s (symboles noirs), $\mu_f = 0.026$ Pa.s (symboles gris foncés) et $\mu_f = 0.350$ Pa.s (symboles gris clairs). Comme déjà observé dans le chapitre 4 dans le cas des effondrements granulaires immergés, l'ensemble des résultats coïncident sur une courbe unique, et plus particulièrement, $2y^G/H_i = (2x^G/L_i)^{-0.9}$ (ligne pleine). Il en est de même pour l'évolution temporelle de la position du centre de masse lors l'effondrement (encart de la figure 5.21). Ainsi, indépendamment de la configuration initiale, le centre de masse suit une trajectoire universelle avec une diminution de y^G et une augmentation de x^G . Le rapport de forme a et la viscosité du fluide interstitiel μ_f définissent uniquement la position d'arrêt sur cette trajectoire. La ligne en tirets représente la trajectoire du centre de masse d'une succession de triangles rectangles de même aire⁵, i.e. $2y^G/H_i = (8/9)(L_i/2x^G)$. On remarque que la tendance est respectée mais un écart entre les résultats expérimentaux et le modèle théorique est obtenu. Cet écart peut être attribué à la simplicité du modèle d'un triangle évoluant au cours du temps pour représenter le milieu granulaire à chaque instant.

Étant donné que a et μ_f n'influencent pas la trajectoire du centre de masse mais uniquement sa position finale (x_f^G, y_f^G) . Nous pouvons, maintenant, nous intéresser à l'évolution de ces deux grandeurs en fonction de a et μ_f .

5. On peut noter que la trajectoire du centre de masse d'une succession de quarts d'ellipse ou de rectangles de même aire présente une équation de la même forme, i.e. $2y^G/H_i = C(2x^G/L_i)^{-1}$ avec $C = 256/9\pi^3$ (quarts d'ellipse) ou $C = 1$ (rectangles).

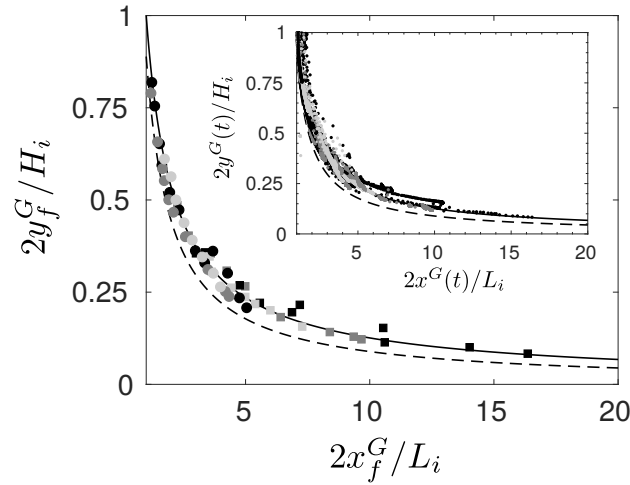


FIGURE 5.21 – Position finale verticale normalisée $2y_f^G/H_i$ en fonction de la position finale horizontale normalisée $2x_f^G/L_i$ du centre de masse pour $\mu_f = 0.001$ Pa.s (symboles noirs), $\mu_f = 0.026$ Pa.s (symboles gris foncés) et $\mu_f = 0.350$ Pa.s (symboles gris clairs). L’encart représente l’évolution temporelle de la position du centre de masse, i.e. $2y^G(t)/H_i = f(2x^G(t)/L_i)$. Les symboles correspondent à des expériences réalisées avec une longueur initiale $L_i = 10$ cm (cercles) et $L_i = 3$ cm (carrés). La ligne en tirets représente la trajectoire du centre de masse d’une succession de triangles rectangles de même aire, i.e. $2y^G/H_i = (8/9)(2x^G/L_i)^{-1}$ et la ligne pleine représente $2y^G/H_i = (2x^G/L_i)^{-0.9}$.

La figure 5.22 montre la position finale horizontale normalisée $(2x_f^G - L_i)/L_i$ (a) et la position finale verticale normalisée $(H_i - 2y_f^G)/L_i$ (b) du centre de masse en fonction du rapport de forme a pour trois différentes viscosités, à savoir $\mu_f = 0.001$ Pa.s (symboles noirs), $\mu_f = 0.026$ Pa.s (symboles gris foncés) et $\mu_f = 0.350$ Pa.s (symboles gris clairs). En premier lieu, on peut noter que la position du centre de masse semble dépendre uniquement de a contrairement à la longueur d’étalement L_f qui a été montrée dépendante de aBo , avec Bo le nombre de Bond, dans le cas où $\mu_f = 0.001$ Pa.s (voir section 5.3.2 pour plus de détails). Néanmoins, il faut garder à l’esprit que ces paramètres pourraient avoir un effet au second ordre et ne pas être observé avec cette adimensionnement.

De part et d’autre d’une valeur critique du rapport de forme, i.e. $a_c \sim 0.7 \pm 0.1$, on distingue deux tendances claires des positions finales longitudinale (figure 5.22(a)) et verticale (figure 5.22(b)) du centre de masse. Cette valeur critique, légèrement dépendante de μ_f , est en accord avec la transition d’un dépôt de forme trapézoïdale à triangulaire. À faible a , la position du centre de masse suit les évolutions caractéristiques du centre de masse d’un dépôt de forme trapézoïdale, i.e. $(2x_f^G - L_i)/L_i \sim a^2$ et $(H_i - 2y_f^G)/L_i \sim a^2$. À grand a , la position finale horizontale du centre de masse suit deux tendances distinctes entre $\mu_f = 0.001$ Pa.s et $\mu_f = [0.026, 0.350]$ Pa.s qui sont respectivement $(2x_f^G - L_i)/L_i \sim a$ et $(2x_f^G - L_i)/L_i \sim a^{4/5}$ (figure 5.22(a)). La position horizontale du centre de masse, traduisant la propagation suivant la direction longitudinale, est plus importante dans le cas d’une faible viscosité que dans le cas contraire.

Pour la position finale verticale du centre de masse, l’adimensionnement effectué permet

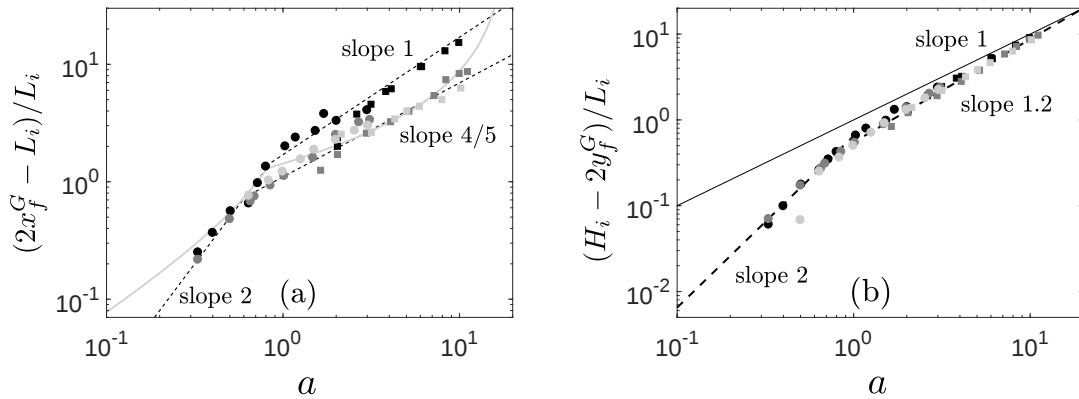


FIGURE 5.22 – Positions finales horizontale $(2x_f^G - L_i)/L_i$ (a) et verticale $(H_i - 2y_f^G)/L_i$ (b) du centre de masse en fonction du rapport de forme a pour $\mu_f = 0.001$ Pa.s (symboles noirs), $\mu_f = 0.026$ Pa.s (symboles gris foncés) et $\mu_f = 0.350$ Pa.s (symboles gris clairs). La ligne pleine grise représente l'expression obtenue, i.e. $(2x_f^G - L_i)/L_i \sim (1 - \lambda a^{\alpha-1})^{-10/9} - 1$, en considérant les lois d'échelle présentées sur la figure 5.21, i.e. $2y_f^G/H_i = (2x_f^G/L_i)^{-0.9}$, et sur la figure 5.22(b), i.e. $(H_i - 2y_f^G)/L_i \sim \lambda a^\alpha$ avec $(\lambda, \alpha) = (0.65, 2)$, pour $a < a_c$, et $(\lambda, \alpha) = (0.55, 1.2)$, sinon. Les symboles correspondent à des expériences réalisées avec une longueur initiale $L_i = 10$ cm (cercles) et $L_i = 3$ cm (carrés).

de faire coïncider l'ensemble des résultats sur une courbe unique. À grand rapport de forme, la position finale verticale tend vers $(H_i - 2y_f^G)/L_i = a$ (i.e. pente 1) traduisant le fait que $y_f^G \rightarrow 0$. La position finale verticale y_f^G tend asymptotiquement vers cette pente en suivant une évolution de type $(H_i - 2y_f^G)/L_i \sim a^{1.2}$.

Il est à noter que la figure 5.21 et la figure 5.22(b) conduisent à deux relations sur x_f^G et y_f^G , i.e. $2y_f^G/H_i = (2x_f^G/L_i)^{-0.9}$ et $(H_i - 2y_f^G)/L_i \sim \lambda a^\alpha$, indépendantes de μ_f alors que la figure 5.22(a) en montre une de la part de x_f^G . En définissant la position finale horizontale normalisée à partir des deux relations précédentes, on obtient $(2x_f^G - L_i)/L_i \sim (1 - \lambda a^{\alpha-1})^{-10/9} - 1$ avec $(\lambda, \alpha) = (0.65, 2)$, pour $a < a_c$, et $(\lambda, \alpha) = (0.55, 1.2)$ sinon. Cette expression est représentée par une ligne pleine grise sur la figure 5.22(a). On remarque un accord satisfaisant sur une faible gamme de a pour $\mu_f = 0.026$ Pa.s (symboles gris foncés) et $\mu_f = 0.350$ Pa.s (symboles gris clairs). L'accord est beaucoup moins satisfaisant pour $\mu_f = 0.001$ Pa.s (symboles noirs). Ainsi, les lois d'échelle montrées sur la figure 5.21 et la figure 5.22(b) doivent être considérées avec attention car elles ne sont valables qu'au premier ordre.

Annexe

A - Longueur d'étalement : dépendance aux différents paramètres

L'évolution de la longueur d'étalement L_f du dépôt final obtenu à la suite de l'effondrement d'une colonne granulaire saturée en eau est regardée en fonction de la longueur initiale L_i , de la hauteur initiale H_i et du diamètre des grains d sous forme dimensionnelle (figure

5.23). Le diamètre des grains est égal à $d = 3$ mm pour la figure 5.23(a)-(b) alors que la longueur initiale est égale à $L_i = 10$ cm pour la figure 5.23(c). Pour chaque paramètre, une évolution en loi de puissance peut être déterminée indépendamment des autres grandeurs. Au final, nous obtenons que la longueur d'étalement évolue comme $L_f \sim \zeta L_i^{1/2} d^{1/2} H_i$. Il est à noter que cette relation n'est pas valable à faible diamètre où $L_f = L_i$ en accord avec le régime statique. Le paramètre ζ représente une fonction des autres grandeurs non variées ici, à savoir l'accélération de la pesanteur g , la masse volumique effective de la colonne ρ et la tension superficielle σ . À partir d'une analyse dimensionnelle et des grandeurs précédemment mentionnées, il est possible d'exprimer le paramètre ζ . De dimension $[\zeta] = m^{-1}$, nous définissons une nouvelle échelle de longueur comme $\zeta \sim (\rho g / \sigma)^{1/2}$. En remplaçant cette expression dans la loi d'échelle de la longueur d'étalement précédente, nous obtenons la relation $L_f \sim (\rho g / \sigma)^{1/2} (L_i d)^{1/2} H_i$ qui peut être réécrite sous forme adimensionnelle comme $L_f / L_i \sim (aBo)^{1/2}$ avec $a = H_i / L_i$ le rapport de forme et $Bo = \rho g H_i / \sigma$ le nombre de Bond.

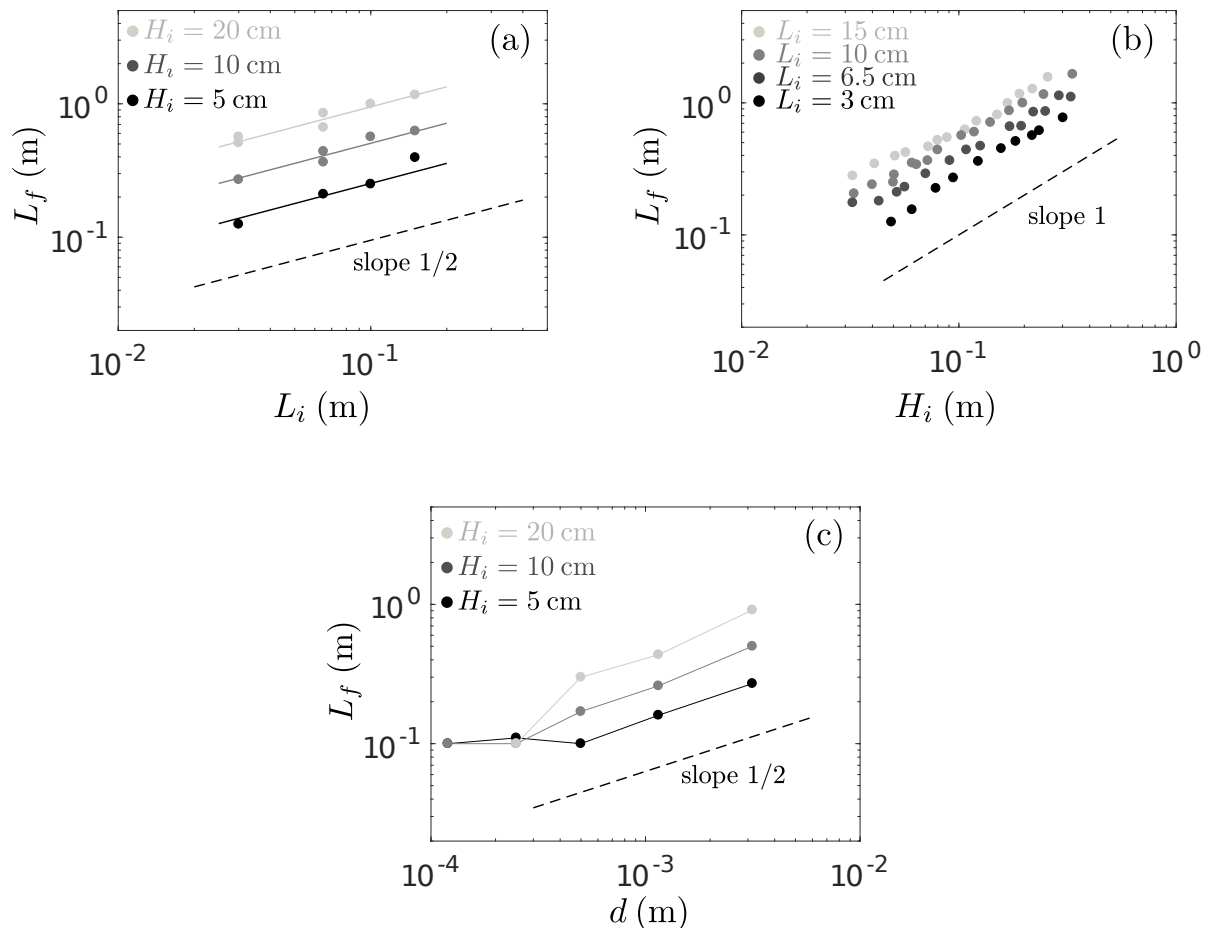


FIGURE 5.23 – Longueur d'étalement L_f en fonction de la longueur initiale L_i (a), de la hauteur initiale H_i (b) et du diamètre des grains d (c). Le diamètre des grains est $d = 3$ mm sur la figure 5.23(a)-(b) et la longueur initiale est $L_i = 10$ cm sur la figure 5.23(c).

B - Lois d'échelle du dépôt final : influence du fluide interstitiel

La figure 5.24 montre la longueur d'étalement normalisée L_f/L_i (a)-(c) et la hauteur finale normalisée H_f/H_i (b)-(d) en fonction du rapport de forme a (a)-(b) et de aBo (c)-(d). Les symboles correspondent à une viscosité du fluide interstitiel égal à $\mu_f = 0.001$ Pa.s (noir) et $\mu_f = 0.350$ Pa.s (gris) pour $L_i = 10$ cm (cercles) et $L_i = 3$ cm (carrés). Dans le cas de l'effondrement d'une colonne granulaire saturée en eau, le dépôt final dépend au moins de deux nombres adimensionnels correspondant au rapport de forme $a = H_i/L_i$ et au nombre de Bond $Bo = \rho g H_i d / \sigma$ avec $\rho = \rho_p \phi + \rho_f (1 - \phi)$. La longueur d'étalement et la hauteur finale suivent respectivement les évolutions $L_f/L_i \sim (aBo)^{1/2}$ et $H_f/H_i \sim (aBo)^{-1/2}$. Dans le cas d'une colonne granulaire saturée d'un fluide de viscosité $\mu_f = 0.350$ Pa.s, on retrouve les lois d'échelle des effondrements granulaires secs et immergés avec une dépendance unique avec le rapport de forme a . La longueur d'étalement et la hauteur finale évoluent comme $L_f/L_i \sim a^{1/2}$ et $H_f/H_i \sim a^{-2/3}$.

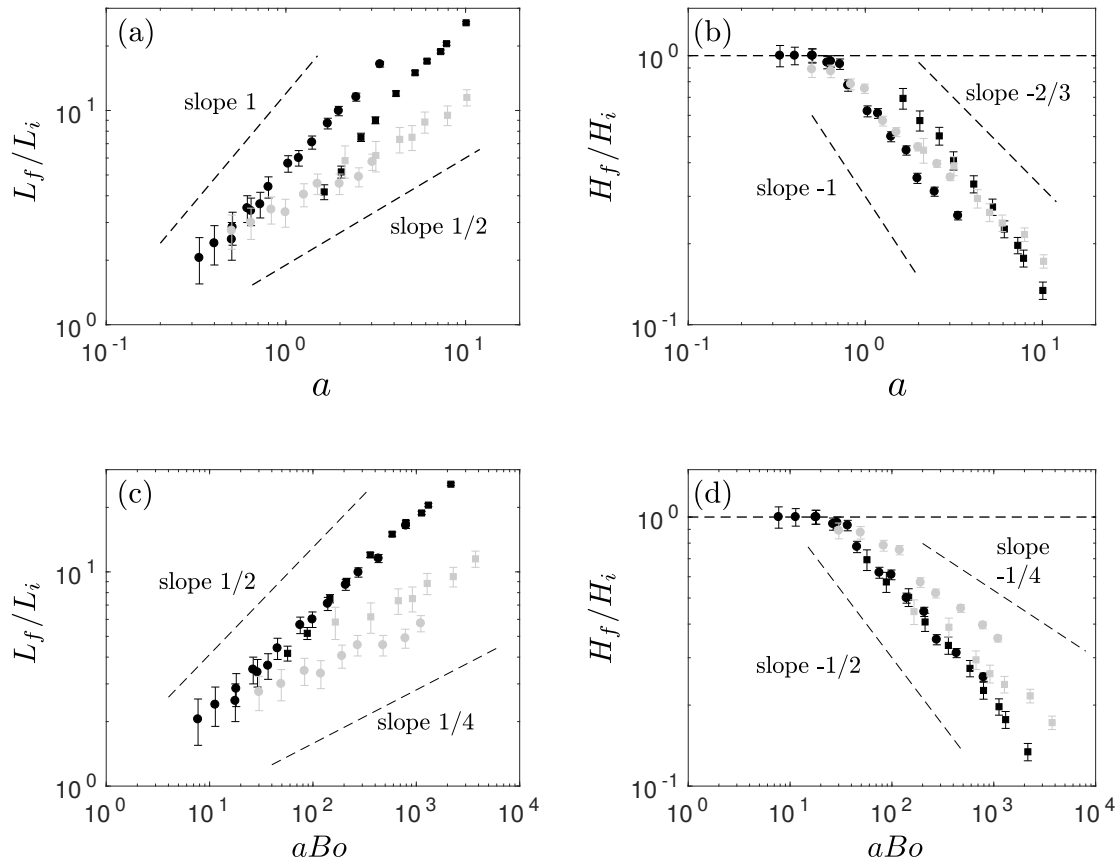


FIGURE 5.24 – Longueur d'étalement normalisée L_f/L_i (a)-(c) et hauteur finale normalisée H_f/H_i (b)-(d) en fonction de a (a)-(b) et de aBo (c)-(d), où $a = H_i/L_i$ est le rapport de forme et $Bo = \rho g H_i d / \sigma$ est le nombre de Bond, pour $\mu_f = 0.001$ Pa.s (symboles noirs) et $\mu_f = 0.350$ Pa.s (symboles gris). Les symboles correspondent à des expériences réalisées avec une longueur initiale $L_i = 10$ cm (cercles) et $L_i = 3$ cm (carrés).

C - Définitions du temps caractéristique d'effondrement

La figure 5.25 compare les deux définitions du temps caractéristique d'effondrement, à savoir t_{95} (symboles pleins) et t_{95}^G (symboles vides), d'une colonne granulaire saturée en eau en fonction de la hauteur initiale H_i pour $L_i = 10\text{cm}$ (cercles) et $L_i = 3\text{cm}$ (carrés). Le temps t_{95} (resp. t_{95}^G) correspond au temps pour que le front $x_f(t)$ (resp. le centre de masse $x^G(t)$) parcourt 95% de la longueur d'étalement L_f (resp. de la position finale horizontale x_f^G). Nous pouvons noter que les tendances entre les deux définitions sont similaires, indépendamment de la longueur initiale L_i . Aussi, on obtient un écart relatif de 20 % entre le temps t_{95} et le temps t_{95}^G s'expliquant du fait que le front se propage plus loin que le centre de masse. Enfin, on peut remarquer une distinction des résultats en fonction de la longueur initiale L_i . Cela est obtenue aussi bien pour t_{95} que pour t_{95}^G . Considérant que ce temps correspond à un temps de chute libre défini par $(H_i/g)^{1/2}$, aucune dépendance avec L_i ne devrait être observée. Des travaux supplémentaires seraient nécessaires afin d'approfondir cette dépendance.

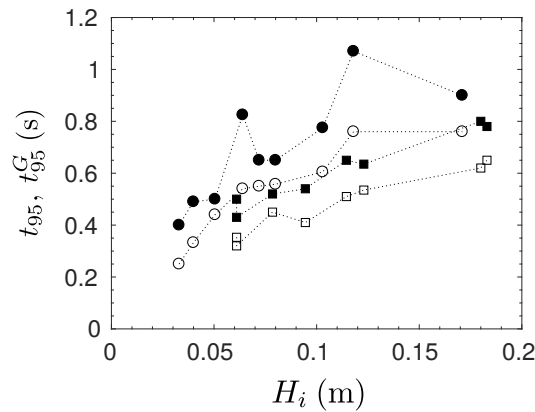


FIGURE 5.25 – Temps d'effondrement t_{95} (symboles pleins) et t_{95}^G (symboles creux) d'une colonne granulaire saturée en eau en fonction de la hauteur initiale H_i , pour $L_i = 10\text{ cm}$ (cercles) et $L_i = 3\text{ cm}$ (carrés).

Chapitre 6

Suspension non-isodense : rôle de la sédimentation

Sommaire

6.1	État de l'art	134
6.2	Dispositif, matériels et métrologies	135
6.3	Résultats expérimentaux préliminaires	137
6.3.1	Dynamique macroscopique apparente	137
6.3.2	Échelle mésoscopique : dynamique de sédimentation	142

Dans ce dernier chapitre, nous abordons la dynamique gravitaire et instationnaire d'une suspension non-isodense dans l'air, et plus particulièrement, d'un fluide visqueux chargé en particules lourdes (figure 1.14(d)). Cette étude vient en complément du chapitre 3 où le cas d'une suspension isodense avait été examinée. Ici, nous nous focalisons sur le rôle de la dynamique de sédimentation des grains au sein de la suspension lorsque la fraction volumique initiale ϕ est variée. Une première approche a consisté à regarder la dynamique macroscopique du fluide apparent à travers le profil de hauteur et la propagation du front. Aussi, les caractéristiques du dépôt final sont abordées en fonction de ϕ . Dans un second temps, nous présentons des résultats préliminaires portant sur la dynamique des grains et du fluide interstitiel à l'échelle mésoscopique, i.e. plusieurs dizaines de grains typiquement, à travers les profils verticaux de la fraction volumique moyennée dans la direction longitudinale et l'évolution temporelle de la hauteur du lit granulaire.

6.1 État de l'art

Les écoulements gravitaires chargés en particules lourdes ont reçu beaucoup d'attention depuis plusieurs décennies à travers les courants de turbidité (Meiburg & Kneller, 2010). Ces courants représentent l'écoulement d'une suspension de particules au sein d'un fluide ambiant, ce dernier étant généralement de même composition que le fluide interstitiel. Les particules étant réparties initialement de façon homogène dans le fluide, leur mouvement est initié par la différence de masse volumique entre le mélange fluide-particules et le fluide ambiant. La masse volumique du fluide effectif est définie comme $\rho = \phi\rho_p + (1 - \phi)\rho_f$, où ρ_p et ρ_f sont respectivement les masses volumiques des grains et du fluide et ϕ représente la fraction volumique initiale en grains. Dans le cas des courants de turbidité, la fraction volumique est généralement faible, typiquement $\phi < 10\%$, et les interactions particules-particules sont supposées négligeables.

Lorsque l'inertie du système est suffisante pour maintenir les particules en suspension, la dynamique des courants de turbidité est analogue à celle des courants de gravité. Ainsi, à grand nombre de Reynolds, la vitesse du front évolue comme $u_f = Fr(g^*h_f)^{1/2}$ où g^* est la gravité réduite, Fr est le nombre de Froude et h_f est la hauteur du front. Le nombre de Froude dépend essentiellement du rapport entre la hauteur du front h_f et la hauteur du fluide ambiant H_o (Benjamin, 1968). Dans le cas où $H_o \gg h_f$ modélisant un milieu infini, le nombre de Froude est trouvé constant, i.e. $Fr = \sqrt{2}$ déterminé analytiquement (Benjamin, 1968) et $Fr \sim 1.19$ déterminé expérimentalement (Huppert & Simpson, 1980). Si les particules sont suspendues dans un fluide visqueux, le fluide effectif se comporte aussi comme un courant de gravité et sa dynamique d'écoulement est principalement contrôlée par la viscosité effective μ_{eff} du mélange fluide-particules (Saha et al., 2013). Dans le cas d'une suspension isodense, μ_{eff} dépend uniquement de la fraction volumique ϕ et de la viscosité du fluide interstitiel μ_f (plus de détails dans le chapitre 3).

Dans les configurations mentionnées auparavant, les particules nécessitent d'être plus lourdes que le fluide afin de permettre une dynamique d'effondrement gravitaire à l'ensemble. Au cours de l'évolution du système, l'inertie ou la viscosité du fluide interstitiel peut devenir insuffisante pour compenser la dynamique de sédimentation des grains. Cela mène à une évolution temporelle des propriétés du fluide apparent (masse volumique, fraction volumique) qui modifie la dynamique de propagation en comparaison aux courants de gravité (Bonnetcaze et al., 1993, 1995; Saha et al., 2013). Le courant de turbidité décélère fortement jusqu'à s'arrêter à une distance finie donnant lieu à un dépôt final. Cette dynamique ainsi que le dépôt obtenu dépendent clairement de la vitesse de sédimentation des grains mais aussi de la fraction volumique initiale ϕ . Pour $\phi < 30\%$, la longueur d'étalement L_f croît avec ϕ du fait de l'augmentation de la flottabilité. Dans le cas contraire, L_f diminue avec l'augmentation de ϕ (Hallworth & Huppert, 1998; Saha et al., 2013) et la dynamique s'apparente davantage aux effondrements granulaires immergés (Rondon et al., 2011).

Dans cette étude préliminaire, la configuration triphasique de l'écoulement gravitaire et instationnaire d'une suspension non-isodense est regardée. La différence de masses volumiques entre le fluide ambiant (*i.e.* l'air) et le fluide interstitiel conduit à une dynamique de propagation dans la direction longitudinale alors que celle à l'échelle du grain mène à une dynamique de sédimentation dans la direction verticale. Ici, nous abordons le rôle de la

sédimentation des grains lorsque la fraction volumique initiale ϕ est variée. Nous considérons uniquement le régime visqueux à l'échelle macroscopique ainsi qu'à l'échelle du grain (les nombres adimensionnels correspondants sont présentés dans la section suivante). Dans la section 6.2, nous rappelons brièvement le dispositif expérimental ainsi que les caractéristiques des grains et du fluide de cette étude. Nous décrivons aussi la nouvelle métrologie utilisée permettant la détermination de la fraction volumique locale. Dans la section 6.3, nous présentons les premiers résultats obtenus sur la dynamique macroscopique du fluide apparent (section 6.3.1) ainsi que sur la dynamique du milieu granulaire et du fluide interstitiel à l'échelle mésoscopique (section 6.3.2).

6.2 Dispositif, matériels et métrologies

Les expériences effectuées au cours de cette étude ont été réalisées dans le canal horizontal de section rectangulaire et de dimensions $2.08 \times 0.35 \times 0.2 \text{ m}^3$ présenté dans la section 2.1.1.

Initialement, la colonne de la suspension est définie par la hauteur $H_i = 10 \text{ cm}$ et la longueur $L_i = 10 \text{ cm}$ menant à un rapport de forme constant, i.e. $a = H_i/L_i = 1$ (figure 6.1). À $t = 0$, la trappe est retirée manuellement et la colonne de fluide est libérée. La dynamique d'écoulement est suivie par deux caméras sCMOS Lavision 2560×2160 pixels à une fréquence d'acquisition de 25 Hz . La première caméra permet de suivre la dynamique macroscopique de la suspension et le champ d'observation est donc choisi suffisamment grand, i.e. $70 \times 15 \text{ cm}^2$ dans les directions longitudinale et verticale, respectivement. Cela mène à une précision de mesure de $280 \mu\text{m}/\text{pixel}$ sur la détermination du profil de hauteur $h(x, t)$ et de la position du front $x_f(t)$. La deuxième caméra possède un champ d'observation plus restreint, i.e. $14 \times 5 \text{ cm}^2$, menant à une meilleure précision de l'ordre de $55 \mu\text{m}/\text{pixel}$. Positionnée en $x = 16 \text{ cm}$, elle a pour but de suivre la dynamique de sédimentation des grains au travers des profils verticaux de fractions volumiques $\phi(y, t)$ moyennée dans la direction longitudinale et déterminés avec une méthode type spectrophotométrie expliquée en détails par la suite. Le lit granulaire est défini par son profil de hauteur $h_g(x, t)$ et le dépôt final est caractérisé par la hauteur finale H_f , en $x = 0$, et la longueur d'étalement L_f .

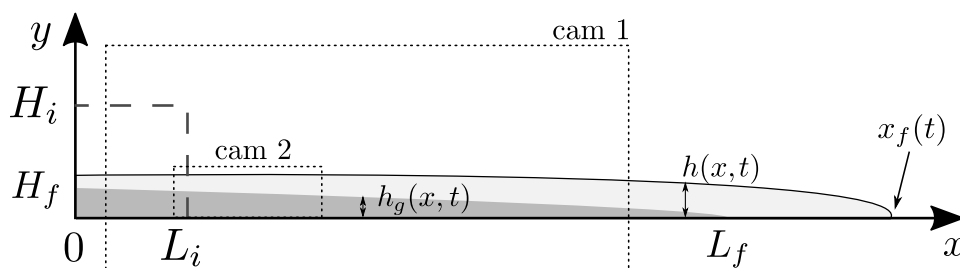


FIGURE 6.1 – Représentation schématique du dispositif expérimental avec les paramètres initiaux, les grandeurs macroscopiques de l'écoulement et les caractéristiques du dépôt final. Les cadres en pointillés représentent les champs d'observation des deux caméras.

Dans cette étude, la suspension est composée de billes de verre de diamètre $d = 500 \pm 100 \mu\text{m}$ et de masse volumique $\rho_p = 2500 \pm 50 \text{ kg.m}^{-3}$. Le fluide interstitiel correspond à un

mélange d'eau et d'huile Ucon 75H90000 de concentration massique $c_m = 40\%$ conduisant à une viscosité dynamique $\mu_f = 0.350$ Pa.s et une masse volumique $\rho_f = 1064$ kg.m⁻³. La préparation de la suspension est réalisée directement dans le réservoir du canal. Pour cela, les masses de grains $m_p = \phi\rho_p V_t$ et de fluide $m_f = (1 - \phi)\rho_f V_t$, où $V_t = H_i L_i W = 2$ dm³ avec $W = 20$ cm la largeur du canal, sont définis au préalable en fonction de la fraction volumique initiale ϕ souhaitée. Dans cette étude, ϕ varie dans une gamme comprise entre 1 % et 40 %.

En terme de nombres adimensionnels, les nombres de Stokes et de Reynolds peuvent être définis. Le nombre de Stokes, défini comme $St = (1/18\sqrt{2})(\rho_p \Delta\rho g d^3)^{1/2} / \mu_f$ avec $\Delta\rho = \rho_p - \rho_f$, est trouvée faible, i.e. $St \sim 7 \times 10^{-3}$, conduisant à un régime visqueux à l'échelle du grain. Il est à noter que le rapport de masse volumique entre le fluide et les grains est fixe, i.e. $r = (\rho_p / \rho_f)^{1/2} \sim 1.5$. À l'échelle du fluide apparent, le nombre de Reynolds est défini comme $Re = \rho \sqrt{g h} h / \mu_{eff}$, où $\rho = \phi\rho_p + (1 - \phi)\rho_f$ et $\mu_{eff} = \mu_f (1 - \phi/0.58)^{-2.5\phi_m}$ sont respectivement la masse volumique et la viscosité du fluide effectif¹. Le nombre de Reynolds est trouvé dans la gamme $Re \sim [3 : 9]$ indiquant que la dynamique d'écoulement est principalement contrôlée par les effets visqueux.

Métrologie de type spectrophotométrie

Dans cette étude, une méthode analogue à la spectrophotométrie a été utilisée afin de déterminer la fraction volumique locale $\phi(x, y, t)$ au sein de la suspension. Le principe est de relier l'atténuation lumineuse I/I_o , où I_o et I sont respectivement l'intensité émise et l'intensité transmise par le milieu fluide-grains à la fraction volumique locale $\phi(x, y, t)$ du mélange. La relation entre ces deux grandeurs suit une évolution du même type que la loi de Beer-Lambert, i.e. $I/I_o = \exp(-k\phi(x, y, t))$ où k est une constante intrinsèque aux propriétés du fluide et des grains.

Cette méthode nécessitant un étalonnage afin de déterminer la constante k , des mesures de l'atténuation lumineuse I/I_o , d'une colonne statique de fluide et de grains répartis de manière homogène (i.e. $\phi(x, y, t) = \phi$), ont été réalisées en fonction de la fraction volumique. L'intensité lumineuse transmise par le fluide interstitiel pour $\phi = 0$ est considérée comme l'intensité de référence I_o alors que l'intensité I correspond à celle transmise par le fluide contenant des grains. Cette grandeur est moyennée sur l'ensemble de la colonne après avoir vérifié que les variations dans les directions longitudinale x et verticale y étaient négligeables devant celles liées à la fraction volumique ϕ . Il est à noter qu'une variation forte de l'intensité transmise I est observée proche du fond. Cela peut être attribué à la diffusion lumineuse causée par la paroi du fond conçu en PMMA transparent. L'épaisseur de cette zone de diffusion dépend de la fraction volumique mais elle est de l'ordre de $\sim 1 - 2$ mm. Ainsi, nous ne considérons pas la zone $0 < y < 2$ mm dans les mesures pour l'étalonnage et aucune estimation de la fraction volumique $\phi(x, y, t)$ ne pourra être faite dans le cas des mesures en dynamique.

La figure 6.2 montre l'intensité lumineuse transmise normalisée I/I_o en fonction de la fraction volumique ϕ pour une colonne statique de fluide et de grains. Trois différents temps d'exposition ont été considérés, i.e. 5 ms (cercles noirs), 3 ms (carrés gris foncés) et 1 ms

1. La viscosité effective est définie d'après les résultats obtenus dans le chapitre 3. Il est à noter que le choix de ϕ_m (de même que choisir $2.5\phi_m = 2$) ne modifie pas l'ordre de grandeur du nombre de Reynolds.

(losanges gris clairs). On observe que I/I_o décroît avec l'augmentation de ϕ et suit une tendance indépendante du temps d'exposition. Plus particulièrement, la relation entre ces deux grandeurs est correctement définie par une loi de type Beer-Lambert, i.e. $I/I_o = \exp(-k\phi)$ avec $k = 37$ la constante d'étalonnage (ligne en tirets). Cette relation est valable jusqu'à $\phi \sim 0.08$ au-delà de laquelle l'intensité lumineuse n'est plus suffisante pour voir des variations en fonction de ϕ (voir l'encart de la figure 6.2).

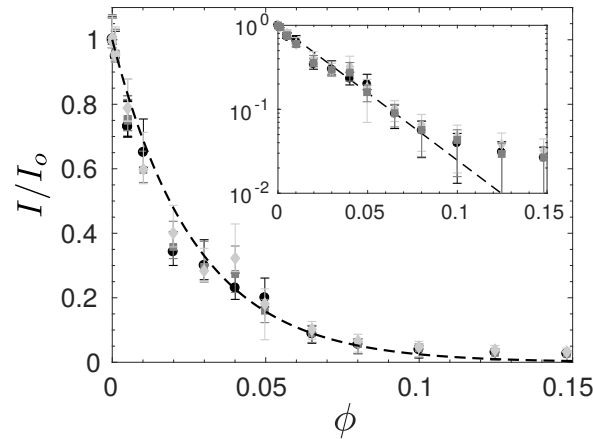


FIGURE 6.2 – Intensité lumineuse transmise normalisée I/I_o en fonction de la fraction volumique en particules ϕ pour trois différents temps d'exposition, i.e. 5 ms (ronds noirs), 3 ms (carrés gris foncés), 1 ms (losanges gris clairs). La ligne en tirets correspond à $I/I_o = \exp(-37\phi)$.

6.3 Résultats expérimentaux préliminaires

Dans cette section, nous présentons les premiers résultats obtenus sur la dynamique d'écoulement gravitaire et instationnaire d'une suspension non-isodense dans le régime visqueux. Une première partie est consacrée à la description de la dynamique macroscopique apparente de la suspension. Défini comme un fluide effectif, la propagation du front $x_f(t)$ ainsi que le profil de hauteur $h(x,t)$ sont décrits. Une seconde partie a pour objectif d'aborder la dynamique de sédimentation des grains au sein du fluide porteur, à l'échelle mésoscopique (*i.e* plusieurs dizaines de grains typiquement). Pour cela, des mesures locales de la fraction volumique $\phi(y,t)$ moyennée dans la direction longitudinale et de la hauteur du lit granulaire $h_g(x,t)$ sont réalisées.

6.3.1 Dynamique macroscopique apparente

Suite à la libération de la suspension, à $t = 0$, les premiers instants de la dynamique s'apparente à une suspension isodense où les grains sont répartis de manière homogène au sein du fluide porteur. La dynamique des deux phases est assimilable à celle d'un fluide effectif. Puis, sur un second temps, la dynamique de sédimentation prend place avec une

différenciation du profil de hauteur de la suspension $h(x, t)$ et du profil de hauteur du lit granulaire $h_g(x, t)$. En fin d'expérience, le fluide interstitiel continue de s'écouler sur le plan horizontal alors que l'ensemble des grains ont sédimentés donnant lieu à un dépôt final. Dans la suite, nous décrivons uniquement les premiers instants de la dynamique d'écoulement de la suspension où le mélange est homogène, au moins au premier ordre, et peut s'apparenter à un fluide effectif.

Au cours de cette première phase, la dynamique d'effondrement rappelle celle des courants Newtoniens et des suspensions isodenses (voir chapitre 3) avec une phase d'accélération suivie d'une phase inertielle et d'une phase visqueuse. Le temps de propagation pour parcourir 75 cm correspondant au champ d'observation dépend de ϕ et est compris entre 3 s et 30 s (respectivement, pour $\phi = 0.01$ et $\phi = 0.4$). Du fait de la faible valeur du nombre de Reynolds, i.e. $Re = [3 : 9]$, le régime inertiel est très court, et d'autant plus que la fraction volumique initiale ϕ est grande. Ainsi, ce régime n'est pas étudié plus en détails. Suite à cette phase inertielle, une décroissance de la vitesse du front avec le temps est observée caractéristique du régime visqueux. Afin de s'intéresser à la propagation du front de la suspension dans le régime visqueux, nous définissons les variables adimensionnelles suivantes

$$h^V = \frac{h}{H_i}, \quad x^V = \frac{x}{L_i}, \quad t^V = \frac{\rho g H_i^3}{3\mu_{eff} L_i^2} t. \quad (6.1)$$

Nous rappelons aussi que, dans le cas d'un fluide Newtonien visqueux, la solution auto-similaire (Huppert, 1982a) qui prédit la position du front au cours du temps est définie, sous forme adimensionnelle, comme

$$x_f^{(s)V} = \eta_n (t^V)^{1/5}, \quad h^{(s)V} = \eta_n^{2/3} (t^V)^{-1/5} f(x^V / x_f^{(s)V}), \quad (6.2)$$

où $\eta_n \sim 1.411$ est une constant et $f(x^V / x_f^{(s)V}) = (3/10)^{1/3} \left[1 - (x^V / x_f^{(s)V})^2 \right]^{1/3}$ est une fonction de forme déterminée analytiquement.

La figure 6.3(d) montre l'évolution temporelle de la position du front $x_f^V(t^V)$ sous forme adimensionnelle visqueuse (6.1) pour différentes fractions volumiques initiales comprises dans la gamme $\phi = [0.01 : 0.4]$ (du noir au gris clair). On retrouve la dynamique mentionnée auparavant avec, dans les premiers instants, une phase inertielle suivie d'une phase visqueuse où la position du front évolue comme $x_f^V \sim (t^V)^{1/5}$ en accord avec la solution auto-similaire visqueuse (6.2). Il peut être noté qu'un régime "transitoire" entre le régime inertiel et le régime visqueux est observé comme dans le cas des fluides Newtoniens et des suspensions isodenses (voir chapitre 3). Il se traduit par une décélération plus importante que celle prédite par la solution auto-similaire visqueuse et apparaît dès lors qu'une phase inertielle est présente dans la dynamique d'effondrement gravitaire. À faible ϕ , les courants sont encore dans ce régime "transitoire" et donc $x_f^V \neq x_f^{(s)V}$.

Afin de regarder l'évolution temporelle de la position du front $x_f^V(t^V)$, définir la viscosité effective μ_{eff} est nécessaire pour estimer le temps visqueux t^V (6.1). Pour cela, le modèle de Krieger-Dougherty, i.e. $\mu_{eff} = \mu_f (1 - \phi / \phi_m)^{-\alpha \phi_m}$, est utilisé dans lequel les paramètres ϕ_m et α sont variés dans la gamme communément rencontrée dans la littérature (voir section 6.1). Ainsi, l'exposant prend la valeur $\alpha \phi_m = 2$ ou $\alpha = 2.5$ et ϕ_m est compris entre 0.56 et

0.64. La figure 6.3 montre trois exemples avec $(\phi_m, \alpha\phi_m) = (0.64, 2)$ (a), $(0.60, 2)$ (b)-(d) et $(0.60, 2.5\phi_m)$ (c). Le meilleur accord est obtenu avec $\phi_m \sim 0.60 \pm 0.01$ et $\alpha\phi_m = 2$ (figure 6.3(b)-(d)). La fraction volumique maximale ϕ_m obtenue est du même ordre de grandeur que dans le cas des suspensions isodenses, i.e. $\phi_m \sim 58\%$, alors que l'exposant α est en meilleur accord avec le protocole *I* (sans tensioactif) qu'avec le protocole *II* (avec tensioactif). N'ayant pas utilisé de tensioactif ici, un meilleur accord avec le protocole *I* semble cohérent. Toutefois, à fraction volumique donnée, la viscosité effective déterminée dans le cas du protocole *I* était supérieure à celle du protocole *II* attribuée à la présence de micro-bulles piégées à la surface des particules hydrophobes. Dans cette étude, les particules étant naturellement hydrophiles, nous pouvons nous attendre à ce qu'il soit plus difficile de piéger des bulles d'air au sein de la suspension. Ainsi, on pourrait s'attendre à un meilleur accord avec le cas d'une suspension idéalisée correspondant au protocole *II*, ce qui n'est confirmé. Dans tous les cas, la fraction volumique maximale ϕ_m est inférieure à la compacité maximale d'un arrangement aléatoire, i.e. $\phi_{RCP} \sim 0.65$.

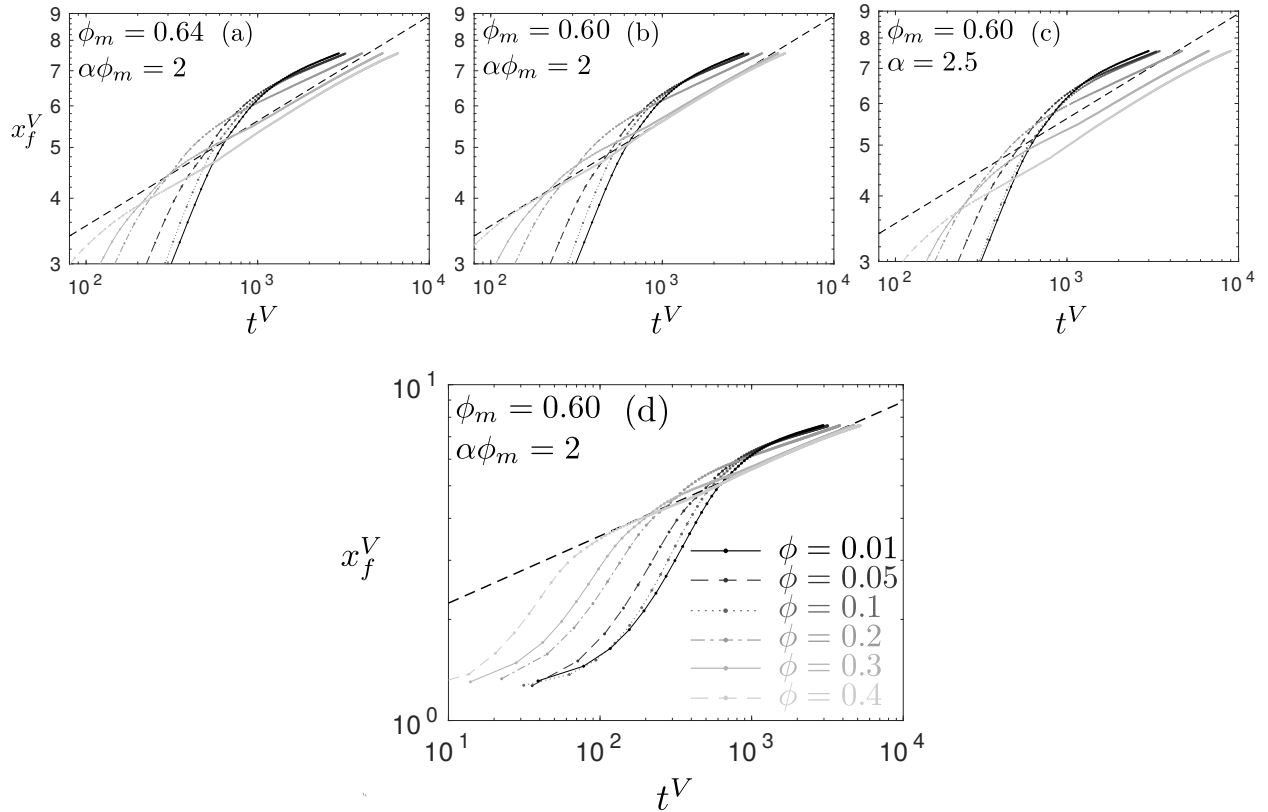


FIGURE 6.3 – Évolution temporelle de la position du front $x_f^V(t^V)$ sous forme adimensionnelle visqueuse (6.1) en fonction de la fraction volumique initiale ϕ . La viscosité effective de la suspension est définie d'après le modèle de Krieger-Dougherty $\mu_{eff} = \mu_f(1 - \phi/\phi_m)^{-\alpha\phi_m}$ avec $(\phi_m, \alpha\phi_m) = (0.64, 2)$ (a), $(0.60, 2)$ (b)-(d) et $(0.60, 2.5\phi_m)$ (c). La ligne en tirets correspond à la solution auto-similaire visqueuse (6.2), i.e. $x_f^{(s)V} = \eta_n(t^V)^{1/5}$ avec $\eta_n = 1.411$. Chaque figure correspond aux mêmes expériences et seul t^V est modifié via $\mu_{eff}(\phi)$.

Nous avons vu que la position du front x_f^V est bien décrite par la solution auto-similaire

visqueuse (6.2) en définissant la viscosité effective avec le modèle de Krieger-Dougherty et en ajustant les paramètres ϕ_m et α (ou $\alpha\phi_m$). Nous nous intéressons maintenant au profil de hauteur $h(x, t)$ en regardant l'évolution de la fonction de forme f à différents instants de la dynamique d'écoulement et pour différentes fractions volumiques initiales, i.e. $\phi = [0.01 : 0.4]$. L'intérêt de cette fonction de forme f est qu'elle est indépendante des différents paramètres et représente la forme unique du profil de hauteur dans le régime visqueux.

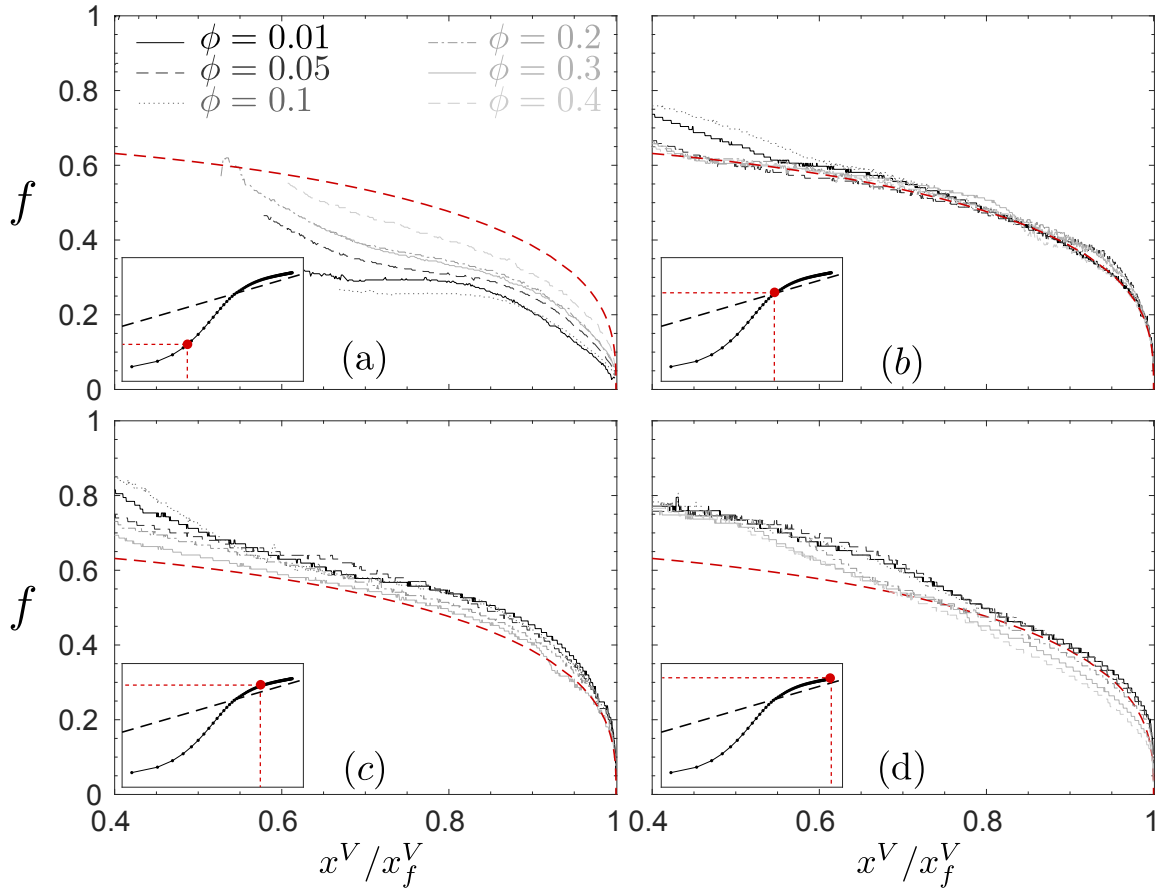


FIGURE 6.4 – Fonction de forme f en fonction de (x^V/x_f^V) pour $\phi = [0.01 : 0.4]$ et à quatre différents instants de la dynamique (représentés dans les encarts), à $x_f \sim 0.2$ m (a), au premier point où $x_f^V = x_f^{(s)V}$ (b), au point $\max(x_f^V - x_f^{(s)V})$ dans le régime transitoire (c) et à $x_f \sim 0.75$ m (d). La ligne rouge en tirets représente la fonction de forme analytique, i.e. $f(x^V/x_f^V) = (3/10)^{1/3}(1 - (x^V/x_f^V)^2)^{1/3}$.

La figure 6.4(a) montre la fonction de forme f lorsque la position du front est égale à $x_f \sim 0.2$ m pour différentes fractions volumiques initiales ϕ . Cette configuration correspond à un instant où le courant est encore dans une dynamique inertielle. Ainsi, les profils de hauteur sont en désaccord avec la solution auto-similaire (ligne rouge en tirets) étant donné que le régime visqueux n'est pas encore atteint. Toutefois, le profil de hauteur est plus proche

de la prédiction théorique lorsque ϕ augmente, i.e. μ_{eff} augmente. De façon prévisible, plus le fluide apparent est visqueux, plus rapidement le régime visqueux sera atteint.

La figure 6.4(b) correspond à la fonction de forme f au premier instant où la solution auto-similaire visqueuse et la position du front obtenu expérimentalement coïncident, i.e. $x_f^V = x_f^{(s)V}$. À faible ϕ , ce point ne correspond qu'à un point singulier traduisant le passage du régime inertiel au régime "transitoire". On observe un excellent accord, au moins pour $0.4 < x^V/x_f^V < 1$, entre les profils expérimentaux et la solution auto-similaire (ligne rouge en tirets). De façon surprenante, l'accord est bon, indépendamment de ϕ , alors qu'à faible ϕ , la position du front x_f^V n'est bien définie par la solution auto-similaire qu'en ce point.

La figure 6.4(c) représente la fonction de forme f dans le régime "transitoire" où l'écart entre la solution auto-similaire $x_f^{(s)V}$ et la position du front x_f^V est le plus important. On observe que le profil de hauteur est supérieur à la prédiction théorique (ligne rouge en tirets). Le régime "transitoire" peut être interprété comme le fait que du fluide continue d'alimenter le front alors que la forme du profil auto-similaire était atteinte traduisant un temps nécessaire pour que l'information soit transmise à l'amont du courant. Cela conduit à une augmentation de la hauteur du front par rapport à la prédiction théorique et donc à une vitesse plus importante (différence de pression plus grande). L'écart entre les résultats expérimentaux et la prédiction théorique est d'autant plus grand que ϕ est faible, i.e. μ_{eff} est faible. Ce régime "transitoire" nécessite donc une certaine inertie du système pour être obtenu.

Enfin, la figure 6.4(d) montre la fonction de forme f lorsque la position du front vaut $x_f = 0.75$ cm correspondant à la fin du champ d'observation. À faible ϕ , la position du front x_f^V tend vers la solution asymptotique sans l'avoir encore atteinte. Dans cette configuration, seul le profil de hauteur au niveau du front (i.e. $0.8 < x^V/x_f^V < 1$) est en très bon accord avec la prédiction théorique (ligne rouge en tirets). Pour $x^V/x_f^V < 0.8$, le profil de hauteur est toujours plus important que la prédiction théorique. À grand ϕ , le profil de hauteur commence à ne plus être en accord avec la solution auto-similaire, même au niveau du front, avec une pente moyenne plus importante. Cela est en accord avec une légère déviation de la propagation du front par rapport à la solution théorique (voir figure 6.3(b)). Cela pourrait être les premiers signes de la dynamique de sédimentation des grains au sein de la suspension conduisant, par exemple, à une diminution du volume de fluide mobile, une pente d'écoulement lié au dépôt du lit granulaire, etc.

Suite à cette dynamique où la suspension semble homogène et s'apparente à un fluide effectif, une séparation du milieu granulaire et du fluide interstitiel est observée. Cette phase n'est pas abordée dans ce chapitre mais des travaux futurs sur la traduction de la sédimentation à l'échelle macroscopique seraient intéressants. Faisant suite à cela, le lit granulaire s'arrête, donnant lieu à un dépôt final caractérisé par la hauteur finale H_f et la longueur d'étalement L_f alors que le fluide interstitiel continue de s'écouler.

La figure 6.5(a) montre la hauteur finale normalisée par la hauteur initiale de la colonne H_f/H_i en fonction de la fraction volumique ϕ . On remarque que H_f/H_i croît avec ϕ , et plus particulièrement $H_f/H_i \sim \phi^{1/2}$. Cela pourrait être attribué à l'augmentation du volume de particules au sein de la colonne avec l'augmentation de ϕ . Afin de voir l'influence de la dynamique macroscopique, on compare cette évolution au cas où la suspension n'est pas libérée donnant lieu à un dépôt compact de hauteur H_f et de longueur L_i . En considérant que

la fraction volumique finale correspond à la compacité maximale d'un arrangement aléatoire $\phi_{RCP} \sim 0.65$, on obtient la relation $H_f/H_i = \phi/\phi_{RCP}$ représentée par la ligne pleine sur la figure 6.5(a). On observe clairement un écart entre les points expérimentaux et cette relation, qui est d'autant plus grand que ϕ est élevé. Ainsi, l'écoulement macroscopique a tendance à contribuer à une diminution de la hauteur finale H_f par rapport à la configuration sans écoulement.

La figure 6.5(b) montre la longueur d'étalement normalisée par la longueur initiale L_f/L_i en fonction de la fraction volumique initiale ϕ . On peut noter que L_f/L_i décroît avec ϕ avec une tendance linéaire, i.e. $L_f/L_i = -3\phi + 8.7$. De façon surprenante, L_f diminue avec ϕ alors que le volume de grains augmente dans le système. En considérant que le dépôt final est assimilable à une forme triangulaire ou rectangulaire, la conservation de la masse mène à $\phi H_i L_i \sim \phi_{RCP} H_f L_f$. La figure 6.5(a) fournit une relation supplémentaire sur la hauteur finale telle que $H_f/H_i \sim \phi^{1/2}$. À partir de ces deux relations, on prédit l'évolution de la longueur d'étalement avec la fraction volumique initiale comme $L_f/L_i \sim \phi^{1/2}$ (L_f qui croît avec ϕ) non confirmée par la figure 6.5(b). On peut donc en conclure que la forme du dépôt final est plus compliquée qu'une simple forme rectangulaire ou triangulaire et que le dépôt doit présenter une accumulation de grains à une position donnée. Par la suite, il serait donc intéressant de regarder plus spécifiquement les profils de hauteur du lit granulaire devant présenter, qui plus est, un comportement non-monotone.

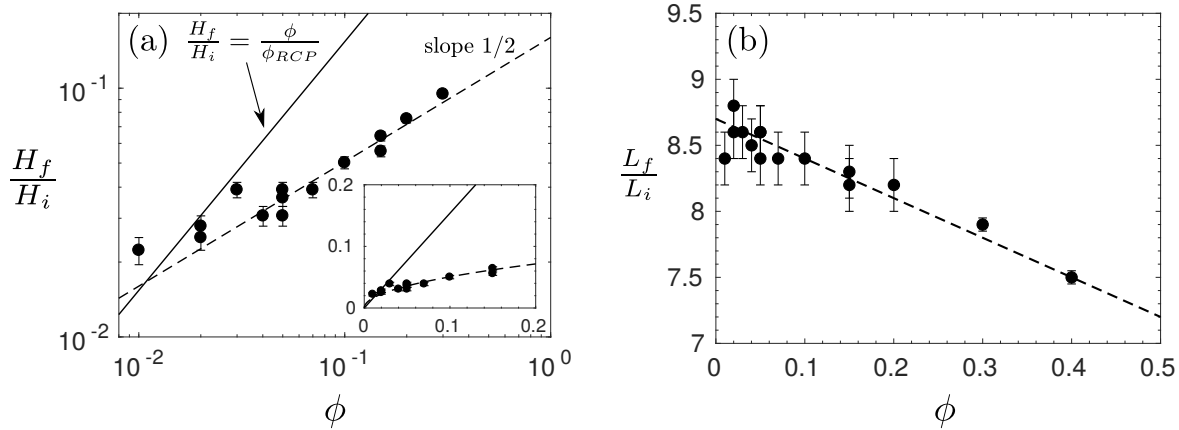


FIGURE 6.5 – Hauteur finale H_f/H_i (a) et longueur d'étalement L_f/L_i (b) en fonction de la fraction volumique initiale ϕ . L'encart est une représentation équivalente en échelle linéaire.

6.3.2 Échelle mésoscopique : dynamique de sédimentation

Dans les premiers instants de l'écoulement, nous avons montré que la suspension semblait rester homogène et se comportait comme un fluide apparent Newtonien de viscosité effective μ_{eff} dépendante de la fraction volumique initiale ϕ . Faisant suite à cette dynamique, les grains sédimentent au sein du fluide porteur conduisant à une hétérogénéité de la suspension. Dans cette section, nous regardons la dynamique de sédimentation des grains au travers de la

fraction volumique locale $\phi(x, y, t)$ et de l'évolution temporelle de la hauteur du lit granulaire $h_g(x, t)$. Dans le champ d'étude, les variations de ces grandeurs dans la direction longitudinale x étant faibles, elles peuvent être considérées comme invariantes dans cette même direction, i.e. $h(x, t) \sim h(t)$, $h_g(x, t) \sim h_g(t)$ et $\phi(x, y, t) \sim \phi(y, t)$. En pratique, ceci nous permet de procéder à une moyenne dans la direction longitudinale.

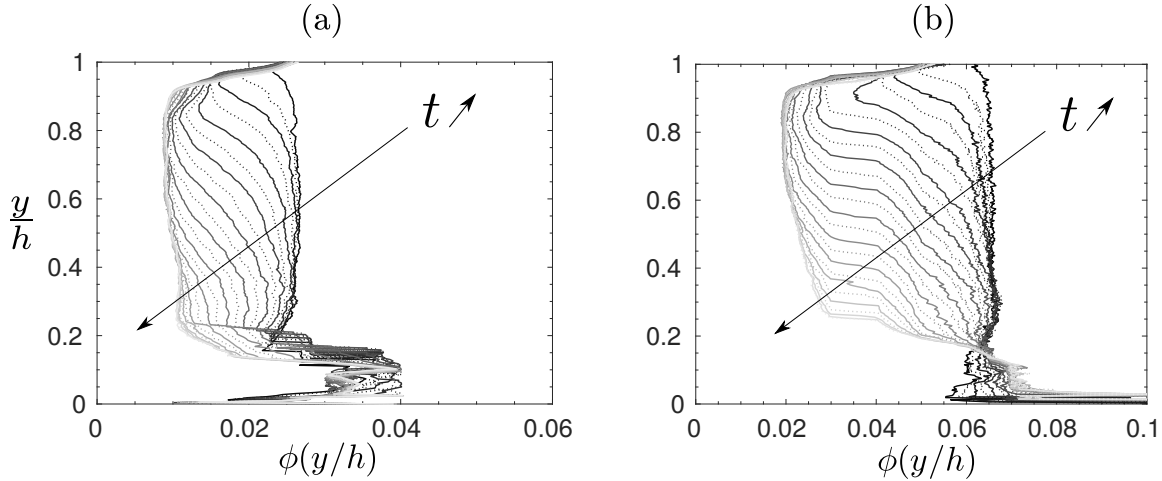


FIGURE 6.6 – Profils verticaux de la fraction volumique $\phi(y/h, t)$, où $h(t)$ est la hauteur de la suspension, pour $t = [1 : 49]$ s avec $\Delta t = 2$ s (du noir au gris clair). Les fractions volumiques initiales sont $\phi = 0.03$ (a) et $\phi = 0.07$ (b).

La figure 6.6 montre l'évolution de la fraction volumique locale $\phi(y/h, t)$ où $h(t)$ est la hauteur de la suspension évoluant au cours du temps, pour deux fractions volumiques initiales différentes, i.e. $\phi = 0.03$ (a) et $\phi = 0.07$ (b). Aux premiers instants (gris foncé), la fraction volumique $\phi(y/h)$ est indépendante de la hauteur et l'on retrouve $\phi(y) \sim \phi$ signifiant que la suspension est homogène sur toute la hauteur, au moins pour $y/h > 0.2$. En deçà de $y/h \sim 0.2$, la fraction volumique est mal déterminée du fait de la diffusion lumineuse de la paroi du fond. Au cours du temps, la fraction volumique décroît en commençant par la surface de la suspension traduisant la décroissance de la hauteur du lit granulaire $h_g(t)$. Pour $\phi = 0.07$, on distingue plus clairement les deux zones dont l'une à une fraction volumique faible, i.e. $\phi \sim 0.02$, et la seconde à une fraction volumique qui croît avec la profondeur et tend vers la fraction volumique initiale, i.e. $\phi \sim 0.07$. Ce front de sédimentation décroît au cours du temps jusqu'au temps final où les grains ont majoritairement sédimenté. Aussi, entre $0.9 < y/h < 1$, on remarque que la fraction volumique varie fortement. Ceci est lié à la présence de particules piégées à l'interface entre le fluide interstitiel et l'air modifiant l'intensité lumineuse transmise. Pour $0.2 < y/h < 0.9$ et aux temps longs (gris clair), la fraction volumique est constante avec une valeur égale à $\phi \sim 0.02$ pour $\phi = 0.07$ et $\phi \sim 0.01$ pour $\phi = 0.03$. L'intensité lumineuse transmise ne correspond donc pas à celle associée à une fraction volumique nulle signifiant la présence de particules au sein du fluide. La raison à cela n'est pas encore identifiée mais deux explications peuvent être proposées. La première est que l'écoulement de fluide est en mesure de transporter une très faible quantité

de particules, ce qui n'est pas le cas à l'instant initial. La seconde explication est due à un artefact expérimental lié à la présence de poussières ou de particules ayant piégées des bulles d'air, par exemple. Enfin, la dernière zone correspond à une zone où aucune estimation fiable de la fraction volumique ne peut être faite. Dans cette partie se trouve le lit granulaire dont la fraction volumique doit avoisiner $\phi \sim 0.6$. À partir des profils verticaux de la fraction volumique, l'évolution temporelle de la hauteur du lit granulaire $h_g(t)$ peut être estimée. Toutefois, dans un souci de simplicité, une première estimation est réalisée en déterminant manuellement $h_g(t)$ à partir des images d'acquisition.

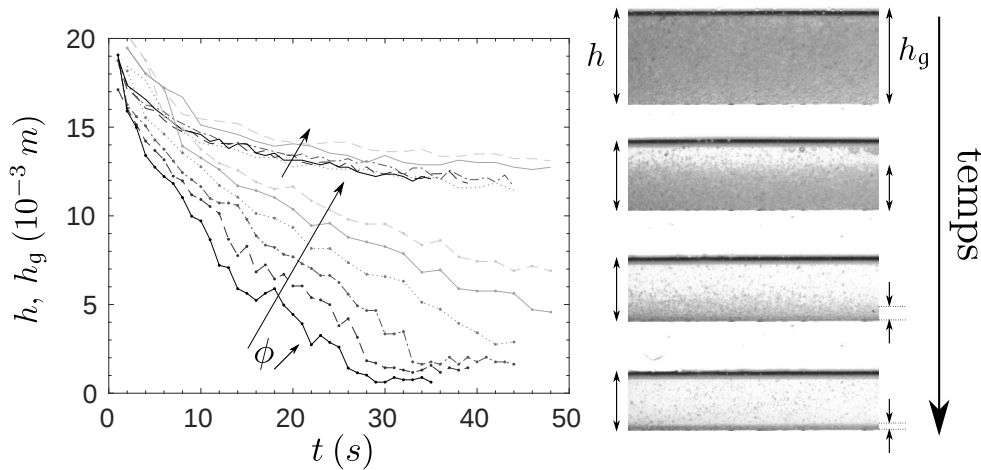


FIGURE 6.7 – évolution temporelle de la hauteur de la suspension $h(t)$ (lignes) et de la hauteur du front de sédimentation $h_g(t)$ (lignes avec symboles) pour différentes fractions volumiques dans la gamme $\phi = [0.01 : 0.20]$ (du noir au gris clair).

La figure 6.7 montre l'évolution temporelle de la hauteur de la suspension $h(t)$ (lignes) et celle de la hauteur du lit granulaire $h_g(t)$ (lignes avec symboles) pour une fraction volumique initiale comprise entre 0.01 et 0.20 (du noir au gris clair). Pour $t < 1$ s, la décroissance de $h(t)$ et $h_g(t)$ sont équivalentes du fait que la suspension est homogène et l'évolution temporelle est uniquement contrôlée par la dynamique macroscopique de la suspension. Pour $t > 1$ s, $h_g(t)$ décroît plus rapidement que $h(t)$ indiquant le début de la dynamique de sédimentation des grains au sein du fluide porteur. À première vue, la hauteur $h(t)$ présente une tendance similaire indépendante de ϕ . Toutefois, la décroissance de $h(t)$ dépend essentiellement de la dynamique d'écoulement et on peut noter qu'elle décroît légèrement moins vite à grand ϕ . Dans ce cas, la propagation de la suspension est plus lente et $x_f(t)$ est donc plus faible menant, par conservation de la masse, à $h(t)$ plus grand. Lorsque ϕ est faible, la dynamique de propagation est similaire entre chaque cas au point que la décroissance de la hauteur est équivalente. Il en est autrement de la hauteur $h_g(t)$ qui décroît plus rapidement que la hauteur $h(t)$, au cours du temps. Dans ce cas, la vitesse de sédimentation du lit granulaire dépend de la fraction volumique initiale ϕ et cette vitesse est d'autant plus faible que ϕ est grand. Sur les temps longs, la hauteur $h_g(t)$ atteint une valeur constante correspondant à la hauteur du dépôt final. On observe donc clairement une influence de la fraction volumique initiale ϕ sur la dynamique de sédimentation du lit granulaire.

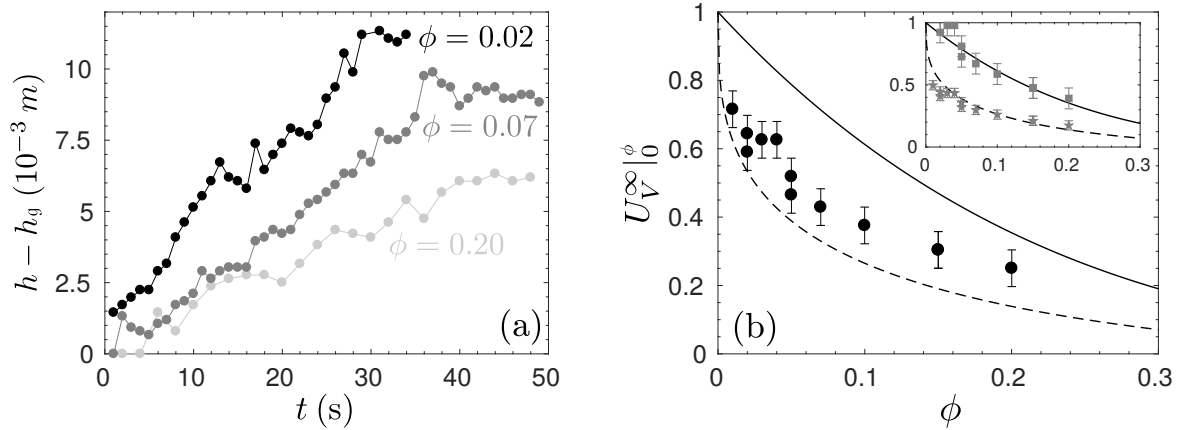


FIGURE 6.8 – (a) Évolution temporelle de la différence de hauteur $h - h_g$ pour trois fractions volumiques différentes. (b) Vitesse du front de sédimentation normalisée $U_V^\infty|_0^\phi = U_V^\infty(\phi)/U_V^\infty(0)$ en fonction de la fraction volumique ϕ . La ligne pleine représente le modèle semi-empirique de Richardson & Zaki (1954), i.e. $U_V^\infty|_0^\phi = (1 - \phi)^{4.65}$, et la ligne en tirets représente la solution analytique de Sangani (1987) dans le cas d'une structure cubique centrée. La vitesse $U_V^\infty(0) = \Delta\rho g d^2 / 18\mu_f$ est estimée pour $d = 500 \mu\text{m}$ (cercles noirs) et dans l'encart, pour $d = 400 \mu\text{m}$ (carrés gris) et $d = 600 \mu\text{m}$ (étoiles grises).

Afin de s'intéresser plus précisément à la vitesse de sédimentation du lit granulaire, la différence de hauteur $h(t) - h_g(t)$ est tracée au cours du temps, pour $\phi = 0.02$ (cercles noirs), $\phi = 0.07$ (cercles gris foncé) et $\phi = 0.20$ (cercles gris clairs), sur la figure 6.8(a). On note que l'évolution de $h(t) - h_g(t)$ dépend de ϕ comme déjà observé sur la figure 6.7. Aussi, la tendance globale semble être linéaire avec le temps traduisant une vitesse de sédimentation constante. On estime donc cette vitesse limite de chute $U_V^\infty(\phi)$, par interpolation linéaire, pour chaque ϕ . La figure 6.8(b) montre cette vitesse de sédimentation normalisée $U_V^\infty|_0^\phi = U_V^\infty(\phi)/U_V^\infty(0)$ où $U_V^\infty(0) = \Delta\rho g d^2 / 18\mu_f$ est la vitesse de Stokes d'un grain isolé dans un fluide visqueux. La vitesse limite $U_V^\infty(0)$ est estimée avec le diamètre caractéristique $d = 500 \mu\text{m}$ (symboles noirs sur la figure 6.8(b)). On peut noter que la vitesse de sédimentation décroît avec l'augmentation de la fraction volumique initiale ϕ et les résultats sont compris entre le modèle semi-empirique de Richardson & Zaki (1954), i.e. $U_V^\infty|_0^\phi = (1 - \phi)^{4.65}$ (ligne noire), et la solution analytique proposée par Sangani (1987) (ligne en tirets). Toutefois, l'accord n'est pas satisfaisant avec une vitesse obtenue expérimentalement surestimée et sous-estimée par rapport aux différents modèles. L'encart montre les mêmes résultats expérimentaux en estimant la vitesse limite $U_V^\infty(0)$ avec $d = 400 \mu\text{m}$ (carrés) et $d = 600 \mu\text{m}$ (étoiles). Cela correspond à l'incertitude sur le diamètre fournie par le fabricant, i.e. $d = 500 \pm 100 \mu\text{m}$. On obtient un meilleur accord avec le modèle de Richardson & Zaki (1954) pour $d = 400 \mu\text{m}$ pouvant s'interpréter comme le fait que les plus petites particules sédimentent plus lentement. Si elles sont suffisamment nombreuses, la détermination de $h_g(t)$ est estimée sur ces grains, définissant le profil de hauteur du lit granulaire. Quant au bon accord de la solution analytique de Sangani (1987) pour $d = 600 \mu\text{m}$, il est encore inexpliqué.

Conclusion générale et perspectives

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à la dynamique d'effondrement gravitaire et instationnaire d'une colonne couplant fluide et grains au travers d'expériences en laboratoire. Pour cela, un dispositif de type "rupture de barrage" a été utilisé en considérant uniquement le cas d'un plan horizontal. L'originalité de cette étude a été d'aborder différentes configurations de mélanges diphasiques allant des situations de suspension jusqu'au cas de lit granulaire compact, et ce de façon indépendante. Ce travail est motivé par la volonté d'améliorer la description des systèmes diphasiques fluide-grains.

La première partie de ce travail de thèse a pour but d'étudier le comportement macroscopique d'une suspension isodense. Les grains étant suspendus dans un fluide Newtonien de masse volumique équivalente, i.e. le rapport de masse volumique vaut $r = (\rho_p/\rho_f)^{1/2} = 1$, et étant dans le régime visqueux à l'échelle du grain, i.e. le nombre de Stokes vaut $St = (\rho_p \Delta \rho g d^3)^{1/2} / 18 \sqrt{2} \mu_f = 0$, cette configuration permet d'étudier l'influence d'objets solides dans une phase liquide sur la dynamique globale du fluide apparent.

Nous avons effectué une première étude préliminaire rhéologique à partir d'un dispositif de rhéométrie classique équipé d'une géométrie plan-plan striée. La fraction volumique ϕ , le diamètre des particules d et la viscosité du fluide interstitiel μ_f ont été variés. Dépendant essentiellement de ϕ , la suspension présente différentes rhéologies (*e.g.* Newtonienne, rhéofluidifiante) qui ont été décrites, de façon plus ou moins satisfaisante, à partir d'une loi de puissance, i.e. $\tau = K_{eff} \dot{\gamma}^m$ où τ est la contrainte de cisaillement, $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement et K_{eff} et m sont les grandeurs rhéologiques, à savoir la consistance et l'exposant. Pour $\phi < 0.35$, le comportement de la suspension est bien défini par une rhéologie Newtonienne, i.e. $K_{eff} = \mu_{eff}$ et $m = 1$, où la viscosité effective μ_{eff} croît avec l'augmentation de ϕ et μ_f . Pour une fraction volumique comprise dans la gamme $0.35 < \phi < 0.50$, la suspension s'apparente à un fluide rhéofluidifiant (*i.e.* $m < 1$) avec la présence d'un seuil d'écoulement à faible taux de cisaillement. Il est à noter qu'un comportement rhéoépaississant (*i.e.* $m > 1$) a aussi été obtenu, uniquement pour une suspension de particules TS40 ($d = 40 \mu\text{m}$) et $\mu_f = 0.001 \text{ Pa}\cdot\text{s}$. Enfin, pour $\phi > 0.50$, il n'est pas possible de caractériser la rhéologie de la suspension à partir d'un rhéomètre classique d'où l'intérêt de la configuration d'effondrement utilisée par la suite. Pour l'ensemble des suspensions étudiées ($\forall \phi, \mu_f$ et d), la consistance normalisée $K_r = K_{eff} \langle \dot{\gamma} \rangle^{m-1} / \mu_f$, où $\langle \dot{\gamma} \rangle = 1 \text{ s}^{-1}$ est le taux de cisaillement moyen, est bien décrite par un modèle de type Krieger-Dougherty, i.e. $K_r \sim (1 - \phi/\phi_m)^{-\alpha\phi_m}$ avec $\phi_m \sim 58 \pm 3 \%$ et $\alpha\phi_m = 2$.

Faisant suite à cette première étude, la caractérisation de la dynamique d'effondrement gravitaire d'un fluide Newtonien dans l'air a été réalisée. Plus particulièrement, l'influence

du rapport de forme $a = H/L$, où H est la hauteur et L est la longueur de la colonne initiale, a été abordée, dans la gamme $a = [0.5 : 2]$. Indépendamment de a , l'évolution temporelle de la position du front du courant présente deux régimes principaux : (i) un régime inertiel et (ii) un régime visqueux. Le régime inertiel se caractérise par une phase où le front évolue à vitesse constante, et plus précisément $dx_f/dt \sim 1.5\sqrt{gH}$. Ce régime n'est observé qu'à suffisamment grand nombre de Reynolds, typiquement $Re = \rho\sqrt{gh}h/\mu_f > 1$ où $h = H/10$ est la hauteur caractéristique. Suite à cela, un régime visqueux est identifié. Dans ce cas, la solution auto-similaire qui prédit la propagation d'un fluide Newtonien visqueux (Huppert, 1982a) est en très bon accord avec les résultats expérimentaux excepté pour μ_f et H grands où les premiers effets de parois se font ressentir. Ainsi, la dynamique d'un fluide Newtonien est bien définie par les prédictions théoriques suggérant que le rapport de forme n'a pas de rôle dominant sur la propagation du courant, au moins dans la gamme étudiée.

En dernier lieu, l'effondrement gravitaire et instationnaire d'une suspension isodense a été étudié. Plus précisément, l'idée ici consiste à exploiter la dynamique d'écoulement instationnaire comme un "rhéomètre", cette méthode s'inspirant d'études antérieures (Balmforth et al., 2007; Bonnoit et al., 2010a; Castruccio et al., 2010). La dynamique macroscopique est regardée en fonction des mêmes paramètres que précédemment, à savoir la fraction volumique ϕ , la viscosité du fluide interstitiel μ_f et le diamètre des grains d , auxquels s'ajoutent l'influence du protocole de préparation initiale de la suspension. Deux protocoles ont été testés correspondant à l'ajout ou non de quelques gouttes de tensioactif Triton X-100 supposé modifier les interactions locales des grains. On a donc défini un cas sans tensioactif (protocole *I*) et un cas avec tensioactif (protocole *II*). Comme pour les fluides Newtoniens, l'évolution temporelle de la position du front de la suspension présente deux régimes principaux : (i) un régime inertiel et (ii) un régime visqueux.

Dans le cas des suspensions, le nombre de Reynolds est défini sur la viscosité effective du fluide apparent, i.e. $Re = \rho\sqrt{gh}h/\mu_{eff}$. Pour $Re > 1$, le régime inertiel est observé et il est analogue à celui des ruptures de barrage classiques avec une vitesse du front constante, i.e. $dx_f/dt \sim 1.5\sqrt{gH}$. À partir d'une analyse du temps de transition du régime inertiel au régime visqueux, une première estimation grossière de la viscosité effective de la suspension en fonction de la fraction volumique ϕ est obtenue. Plus précisément, on obtient $\mu_{eff} = \beta(1 - \phi/\phi_m)^{-\alpha\phi_m}$ avec $\phi_m \sim 76\%$, $\alpha \sim 5.3$ et $\beta \sim 0.96 \times 10^{-3}$ Pa.s, ces paramètres étant du même ordre de grandeur que ceux obtenus dans la littérature (Huang et al., 2005; Ovarlez et al., 2006; Boyer et al., 2011).

La seconde phase de l'écoulement correspond au régime visqueux caractérisé par une décroissance de la vitesse au cours du temps. Ce régime est plus complexe que le précédent du fait que les comportements observés dépendent des paramètres de la suspension. Néanmoins, le modèle de lubrification permet d'identifier la plupart des situations observées en considérant une rhéologie Newtonienne, i.e. $\tau = \mu_{eff}\dot{\gamma}$, ou une rhéologie de type loi de puissance, i.e. $\tau = K_{eff}\dot{\gamma}^m$. L'évolution temporelle de la propagation du front permet ainsi d'extraire les paramètres rhéologiques de la suspension. Dans les premiers instants du régime visqueux, l'analogie entre une suspension et un fluide Newtonien semble être pertinente pour décrire la dynamique du front. Dans ce cas, la viscosité effective μ_{eff} est le seul paramètre rhéologique à déterminer et les tendances obtenues sont en très bon accord avec le modèle de Krieger-Dougherty, i.e. $\mu_{eff}/\mu_f \sim (1 - \phi/\phi_m)^{-\alpha\phi_m}$. Cependant, les paramètres ajustables ϕ_m et α

dépendent de la préparation initiale de la suspension et donc du protocole choisi : (i) pour le protocole *I*, $\phi_m \sim 57.0 \pm 1.0$ % et $\alpha\phi_m = 2$ et (ii) pour le protocole *II*, $\phi_m \sim 58.0 \pm 0.5$ % et $\alpha\phi_m \sim 1.45 \pm 0.01$ (*i.e.* $\alpha = 2.5$). Ces résultats restent en accord avec la gamme de valeurs obtenues dans la littérature (Huang et al., 2005; Ovarlez et al., 2006; Mueller et al., 2010; Boyer et al., 2011; Dbouk et al., 2013; Mari et al., 2014) et ces différences sont attribuées aux interactions locales qui diffèrent certainement entre les deux protocoles.

Aux temps plus longs, les expériences montrent que l'évolution du front dévie du modèle asymptotique d'un fluide Newtonien visqueux. Dans ce cas, l'extension du modèle de lubrification à une rhéologie de type loi de puissance, *i.e.* $\tau = K_{eff}\dot{\gamma}^m$, est plus appropriée pour décrire les différentes situations. Encore une fois, le protocole de préparation joue un rôle prépondérant dans la sélection du comportement rhéofluidifiant (protocole *I*) ou rhéoépaississant (protocole *II*) de la suspension. Avec une méthode similaire à celle utilisée pour la détermination de μ_{eff} , les deux paramètres rhéologiques sont quantifiés, à savoir la consistance K_{eff} et l'exposant m . Pour le protocole *I* (*i.e.* comportement rhéofluidifiant), l'exposant m est trouvé constant, *i.e.* $m = 0.8 \pm 0.1$, alors que $m > 1$ avec une dépendance à ϕ et d pour le protocole *II* (*i.e.* comportement rhéoépaississant). Aussi, la consistance normalisée $K_r = K_{eff}\dot{\gamma}^{(m-1)}/\mu_f$, avec $\dot{\gamma} = \sqrt{g/h}$ le taux de cisaillement caractéristique, est en très bon accord avec un modèle de type Krieger-Dougherty, *i.e.* $K_r \sim (1 - \phi/\phi_m)^{\alpha\phi_m}$ avec $\phi_m \sim 58.0 \pm 1.0$ % et $\alpha\phi_m \sim 1.8 \pm 0.1$, indépendamment du protocole de préparation.

Finalement, un régime apparent viscoplastique, caractérisé par une longueur d'étalement finie, est observé à grand ϕ compris entre ϕ_m et $\phi_M = [60.9 : 62.7]$ %. Le mécanisme causant ce seuil d'écoulement a été discuté comme un équilibre entre les contraintes normales dues à l'expansion du milieu granulaire et la pression capillaire. Au-delà de ϕ_M , la forme initiale peut être maintenue et la colonne reste statique après sa libération.

Suite à cette première partie de thèse, de nombreuses perspectives à moyen et long termes sont à envisager. Par exemple, dans la continuité de ces travaux, un approfondissement du comportement apparent rhéoépaississant pourrait être réalisé. Obtenu lors de la propagation, aux temps longs, d'une suspension isodense à haute fraction volumique, *i.e.* $\phi > 55$ %, et préparée dans le cadre du protocole *II* (avec tensioactif), ce rhéoépaississement est interprété comme une signature de la dynamique collisionnelle et de la migration au sein de la suspension. Pour cela, des mesures locales de la fraction volumique permettraient d'étudier ce second mécanisme et de regarder son influence sur la dynamique macroscopique de l'écoulement instationnaire. Aujourd'hui, ces effets de migration suscitent fortement l'intérêt de la communauté scientifique de part son rôle majeur dans le développement d'inhomogénéités de concentration dans la suspension (Frank et al., 2003; Lhuillier, 2009; Fall et al., 2010). À l'inverse, aborder l'influence de la dynamique collisionnelle dans notre configuration reste compliquée étant donné qu'elle dépend des mêmes paramètres (viscosité dynamique du fluide, fraction volumique, diamètre des grains) que les autres processus (migration, par exemple). La réalisation expérimentale de mesures locales dans une suspension reste un défi métrologique. Le milieu granulaire étant dense et opaque, il est difficile d'avoir accès à une visualisation interne. Une possibilité consiste à étudier une suspension de grains et de fluide dont les indices optiques et les masses volumiques coïncident (Lyon & Leal, 1998; Ancey et al., 2013a). Néanmoins, ces fluides sont généralement composés d'huile menant à une haute viscosité de la phase liquide contraignant au régime visqueux.

La mesure de la fraction volumique locale aurait aussi un intérêt afin d'aborder plus finement le régime apparent viscoplastique que nous avons obtenu à très haute fraction volumique, i.e. $\phi > \phi_m$. Le réarrangement local des particules au sein de la suspension serait ainsi suivi, depuis la mise en mouvement de la colonne jusqu'à sa phase d'arrêt. Ceci permettrait d'explorer l'équilibre entre la pression capillaire et l'expansion du milieu granulaire supposé contrôler ce régime. D'un point de vue macroscopique, l'effet de la tension superficielle du fluide interstitiel sur le seuil d'écoulement pourrait être une poursuite plus aisée. Aussi, les effets du diamètre des grains, de la fraction volumique initiale et de la viscosité du fluide interstitiel mériteraient une étude plus approfondie dans ce régime. Cela n'a pu être réalisé dans nos expériences à cause de la dispersion des résultats et d'une large gamme de paramètres variés. Une approche similaire à ce chapitre serait d'extraire la contrainte seuil de la suspension d'après le modèle de prédiction du profil de hauteur et de la longueur d'étalement d'un fluide viscoplastique (Matson & Hogg, 2007). Ainsi, les tendances de la contrainte seuil pourraient être regardées en fonction de chaque paramètre et indépendamment des autres. D'un autre point de vue et en analogie aux effondrements granulaires, les caractéristiques du dépôt final, à savoir la longueur d'étalement et la hauteur finale en $x = 0$, mériteraient d'être étudiées en fonction du rapport de forme.

À plus long terme, l'influence du diamètre des grains sur la dynamique du front nécessiterait d'être abordée afin d'estimer la limite de validité de la méthode de détermination des paramètres rhéologiques à partir d'un écoulement gravitaire. L'intérêt serait d'étudier le cas où le diamètre des grains devient du même ordre de grandeur que la hauteur du front, i.e. $d \sim h$. Cela permettrait aussi de faire un lien avec l'étude des effondrements granulaires saturés en fluide réalisée dans cette thèse, où ces deux grandeurs sont généralement du même ordre. Dans le même objectif, il pourrait être envisagé d'aborder plus finement les effets de parois sur la dynamique macroscopique en variant la largeur de canal.

Un second axe de recherche serait d'étudier le rôle de la friction granulaire sur les différentes dynamiques obtenues. En effet, les interactions locales semblent jouer un rôle non négligeable sur la rhéologie apparente de la suspension comme nous l'avons vu à travers le protocole initial de préparation. Plus précisément, la friction solide pourrait influencer sur la fraction volumique maximale ϕ_m dont sa dépendance a déjà été observée numériquement (Mari et al., 2014). Une méthode expérimentale permettant de modifier la friction des grains est d'altérer l'état de surface en les frottant fortement sur du papier de verre tout en prenant soin de ne pas les déformer. Cela mènerait à deux jeux de grains similaires dont la friction solide est différente.

Enfin, un troisième axe de recherche plus exploratoire est l'extension de cette étude aux suspensions polydisperses et non sphériques. De ce fait, de nouveaux mécanismes pourront avoir lieu tels que la ségrégation, l'orientation préférentielle des grains, etc. impliquant aussi une nouvelle échelle de temps dans le système. Ce travail permettrait de se rapprocher des configurations de terrain où les grains sont rarement monodisperses et sphériques.

La seconde partie de cette thèse est consacrée à la caractérisation de l'effondrement d'une colonne granulaire dense immergée dans un fluide. Rappelons que trois régimes d'écoulement granulaire, dépendant du nombre de Stokes et du rapport de masse volumique entre les grains et le fluide, peuvent être définis, à savoir le *régime de chute libre*, le *régime visqueux* et le

régime inertiel (Courrech du Pont et al., 2003). Dans notre étude, le nombre de Stokes St et le rapport de masse volumique r sont variés à travers les propriétés du fluide ambiant (viscosité dynamique et masse volumique), de même que le rapport de forme $a = H_i/L_i$, où H_i et L_i sont respectivement la hauteur et la longueur de la colonne initiale. Considérant le cas d'une colonne granulaire dense, la fraction volumique est fixe, i.e. $\phi \sim 0.64$. Ce travail avait pour but de compléter quelques études antérieures (Rondon et al., 2011; Topin et al., 2012; Kumar et al., 2017) en décrivant la dynamique d'effondrement d'un milieu granulaire en fonction du régime considéré.

Une première partie a eu pour objectif de caractériser le dépôt final obtenu en fonction du régime d'écoulement. Dépendant uniquement du rapport de forme a , la longueur d'étalement L_f et la hauteur finale H_f en $x = 0$, avec un adimensionnement approprié, suivent de simples lois de puissance. Plus précisément, à faible rapport de forme, ces paramètres évoluent linéairement avec a , i.e. $(L_f - L_i)/L_i \sim a$ pour $a < 2$ et $H_f/L_i \sim a$ pour $a < 0.75$. Ceci s'explique, en partie, par des arguments géométriques avec la forme trapézoïdale du dépôt final définie par un angle de repos intrinsèque au milieu granulaire. À grand rapport de forme, le dépôt final présente une forme triangulaire et ces arguments ne sont plus valables. D'ailleurs, la longueur d'étalement évolue comme $(L_f - L_i)/L_i \sim a^\alpha$ avec $\alpha \sim 0.64 \pm 0.02$ alors que l'évolution de la hauteur finale dépend du régime considéré comme $H_f/L_i \sim a^\beta$ avec $\beta = \beta^f = 0.35 \pm 0.04$ pour le régime de chute libre et $\beta = \beta^v = 0.48 \pm 0.02$ pour le régime visqueux. Dans le régime inertiel, l'évolution de H_f vis-à-vis de a est plus complexe : H_f suit la tendance du régime de chute libre avant d'être constant dans la gamme $2 < a < 5$ puis décroît avec a . Dans ces lois d'échelle, le nombre de Stokes intervient principalement sur le préfacteur qui diminue avec St traduisant le rôle dissipatif du fluide ambiant sur le milieu granulaire.

Dans un second temps, la dynamique d'effondrement du milieu granulaire a été abordé à travers les échelles caractéristiques de temps et de vitesses. Les premières observations montrent une dynamique rapide à grand St (*régime de chute libre*) alors qu'elle est lente et nécessite un temps de décompaction du milieu granulaire à l'instant initial, à faible St (*régime visqueux*). Les mécanismes contrôlant la dynamique affectent aussi les temps d'effondrement s'interprétant comme le temps nécessaire à un grain pour parcourir une hauteur H_i en chute libre dans le premier cas (i.e. $T_{FF} = (2\rho_p H_i / \Delta\rho g)^{1/2}$) et avec une vitesse limite visqueuse dans le second cas (i.e. $T_V = 18\mu_f H_i / \Delta\rho g d^2$). Pour le *régime inertiel*, il est plus difficile de conclure sur la pertinence des échelles de temps qui dépendent de la hauteur initiale normalisée (H_i/d). Afin de considérer cette dépendance, le nombre de Stokes et le rapport de masse volumique entre les grains et le fluide sont redéfinis comme $(d/H_i)^{1/2} St$ et $(d/H_i)^{1/2} r$. Cela revient à comparer le temps de chute libre d'un grain sur H_i (plutôt que d , d'après les précédentes définitions) aux temps pour atteindre les vitesses limites visqueuse et inertielle. Par exemple, pour le *régime inertiel* et à grand H_i , on obtient un temps d'effondrement défini comme le temps pour parcourir H_i à la vitesse limite inertielle, i.e. $T_I = (3C_D \rho_f H_i^2 / 4\Delta\rho g d)^{1/2}$, alors qu'à faible H_i , la dynamique est comparable à celle d'une chute libre. Ainsi, la hauteur initiale H_i joue un rôle majeur sur le régime à considérer pouvant mener à une transition d'un *régime inertiel* à un *régime de chute libre* pour un même fluide environnant. Les échelles de vitesses définies sur la vitesse maximale du front confirment également cette interprétation.

Une dernière partie de ce chapitre a eu pour objectif d'étudier plus finement la morphologie du dépôt final. Indépendamment du rapport de forme, le profil de hauteur obtenu dans le *régime de chute libre* et le *régime visqueux* présente un caractère auto-similaire. Dans le *régime inertiel*, ce caractère est respecté jusqu'à $a \sim 1$ au-delà duquel l'effet du fluide ambiant intervient causant une oscillation de la surface granulaire. Hormis ce dernier cas, le profil de hauteur peut être défini par deux angles, celui au sommet de la pente apparente (en $x = 0$ pour un dépôt triangulaire) et celui au pied du dépôt (en $x = L_f$), ce qui renseigne sur la concavité du dépôt final. Alors que le premier angle est équivalent à l'angle de repos, le second angle dépend fortement du nombre de Stokes. À partir de ces observations, un modèle prédictif (dans le cas triangulaire) de la longueur d'étalement et de la hauteur finale est proposé en considérant un profil de hauteur polynomial d'ordre 2 défini par deux angles. Ce modèle fournit un accord qualitatif avec les résultats expérimentaux mais prédit la dépendance de la morphologie du dépôt final au nombre de Stokes.

Cette seconde partie de thèse a permis de compléter les études antérieures sur les effondrements granulaires immergés (Rondon et al., 2011; Topin et al., 2012; Kumar et al., 2017) en apportant des réponses mais aussi en soulevant de nouveaux questionnements. De ce fait, plusieurs perspectives d'étude sont envisageables. À moyen terme, une étude approfondie du *régime inertiel*, probablement le plus représentatif des écoulements géophysiques, serait nécessaire étant donné les différences observées avec les deux autres régimes, i.e. le *régime de chute libre* et le *régime visqueux*. Une possibilité serait de s'intéresser aux champs de vitesses du fluide et des particules autour et au sein de l'écoulement, par exemple, à partir d'une métrologie PIV (*Particle Image Velocimetry*). Cela permettrait d'apporter un nouveau regard sur les mécanismes à l'échelle du grain. Pour cela, une technique d'iso-indice pourrait être réalisée à partir de billes de verre borosilicaté et d'un mélange d'eau et de thiocyanate de potassium (KSCN) permettant d'obtenir l'indice optique souhaité. Aussi, des mesures locales de la fraction volumique seraient souhaitables étant donné qu'une forte décompaction du milieu granulaire semble avoir lieu menant à un comportement de type "courant de turbidité", au moins à grand rapport de forme. Plus simplement, une première approche pourrait être de regarder l'influence de la fraction volumique initiale sur ces écoulements et d'utiliser les connaissances actuelles sur les courants de turbidité (Meiburg & Kneller, 2010) pour caractériser la dynamique.

À plus long terme, la question de l'influence de la hauteur initiale du fluide ambiant sur la dynamique d'effondrement de la colonne granulaire pourrait être abordée. En effet, la présence d'une interface gaz-liquide près de la colonne granulaire pourrait engendrer un effet de confinement non négligeable, surtout dans le *régime inertiel*. Enfin, le phénomène de décompaction, déjà discuté dans l'étude des suspensions isodenses, semble ici fortement dépendre du nombre de Stokes. Ainsi, il serait utile d'étudier ce processus aussi bien localement qu'à l'échelle de la colonne afin d'améliorer la compréhension des écoulements granulaires denses immergés.

La troisième partie de cette thèse s'intéresse à la dynamique d'effondrement gravitaire et instationnaire d'une colonne granulaire dense saturée en fluide dans l'air. Ce chapitre permet un premier lien entre la dynamique d'une suspension isodense (chapitre 3) et celle d'un effondrement granulaire totalement immergé dans un fluide (chapitre 4). Dans cette

étude, la fraction volumique en particules et le rapport de masse volumique sont constants, i.e. $\phi \sim 0.64$ et $r \sim 1.5$, alors que le nombre de Stokes St et le rapport de forme a sont variés. Le nombre de Reynolds $Re_H = \rho\sqrt{gH_i}H_i/\mu_f$, basé sur la colonne initiale du fluide effectif de masse volumique $\rho = \rho_p\phi + \rho_f(1 - \phi)$, et le nombre de Bond $Bo = \rho gH_id/\sigma$, où σ est la tension superficielle du fluide interstitiel avec l'air, sont aussi définis, jouant un rôle sur la dynamique.

Une première partie de cette étude aborde la dynamique d'effondrement d'une colonne granulaire en fonction du diamètre des grains et de la hauteur initiale dans le cas où le fluide interstitiel est inchangé (de l'eau ici). Dans ce cas, trois régimes ont été identifiés : le *régime statique* caractérisé par une conservation de la forme initiale de la colonne après libération, le *régime de fracturation* où seule la partie supérieure de la colonne granulaire est mise en mouvement en bloc donnant lieu à un profil de hauteur non-monotone et le *régime d'avalanche* rappelant les effondrements granulaires secs et immergés. Nous montrons que la transition du premier au second régime dépend uniquement de Bo alors que la transition du *régime de fracturation* au *régime d'avalanche* ne dépend que du diamètre des grains indiquant que seuls les effets capillaires à l'échelle du grain prédominent ici. Indépendamment du régime considéré, les lois d'échelle du dépôt final dépendent au moins de deux paramètres adimensionnels : le rapport de forme $a = H_i/L_i$ et le nombre de Bond $Bo = \rho gH_id/\sigma$. Plus précisément, la longueur d'étalement et la hauteur finale évoluent comme $L_f \sim (aBo)^{1/2}$ et $H_f/H_i \sim (aBo)^{-1/2}$, excepté pour $Bo < Bo_{cr} \sim 10$ où le régime statique est observé (i.e. $L_f = L_i$) et pour $aBo \lesssim 30$ où l'on retrouve $H_f = H_i$ (forme trapézoïdale, colonne statique). Cette dépendance à a et Bo semble être confirmée par un modèle analytique simplifié s'appuyant sur une analyse d'échelle.

La seconde partie de ce travail a été d'approfondir le *régime d'avalanche* en fonction de la viscosité du liquide interstitiel. Dans le cas où la viscosité est relativement faible (dans le cas présent, le fluide en question est l'eau), la dynamique de la colonne granulaire saturée en fluide présente un comportement similaire à celui du cas sec mise à part que la longueur d'étalement est plus importante, au moins dans la gamme des paramètres considérés. Cette différence est interprétée comme un rôle moteur du fluide sur le matériau granulaire. Lorsque μ_f augmente, la longueur d'étalement décroît jusqu'à conduire à un comportement dissipatif du liquide vis-à-vis du milieu granulaire (la longueur d'étalement est inférieure au cas sec). Ainsi, μ_f contrôle fortement la morphologie du dépôt final. La viscosité modifie aussi les échelles de temps et de vitesses. Comme dans le cas immergé à faible St , un temps de décompaction de la colonne est observée à l'instant initial, avant de s'effondrer. Le temps d'effondrement, quant à lui, est abordé au regard du nombre de Reynolds caractérisant la dynamique macroscopique. À grand Re_H , la dynamique de chute des grains s'apparente à une chute libre et on peut considérer que le fluide et les grains ont une dynamique équivalente ne se gênant pas mutuellement alors qu'à faible Re_H , il en est autrement avec un temps d'effondrement beaucoup plus important que précédemment. Dans ce cas, cela peut suggérer que les deux phases interagissent ensemble augmentant les dissipations du système.

Cette étude est l'une des premières s'intéressant à la dynamique d'effondrement d'une colonne granulaire saturée en fluide dans l'air. De ce fait, les questions restent nombreuses et les perspectives ne manquent pas. À moyen terme, il serait nécessaire d'aborder l'influence de la tension superficielle du fluide, à viscosité dynamique constante. Pour cela, l'éthanol

est le candidat idéal pour une telle étude car il possède une viscosité similaire à celle de l'eau et une tension superficielle beaucoup plus faible, i.e. $\mu_{eth} \sim 1.2 \times 10^{-3}$ Pa.s ($\mu_{eau} \sim 10^{-3}$ Pa.s) et $\sigma_{eth} \sim 22$ mN.m⁻¹ ($\sigma_{eau} \sim 72$ mN.m⁻¹). Le nombre de Stokes pourrait être fixé indépendamment du nombre de Bond ce qui permettrait de confirmer les transitions entre les différents régimes observés ainsi que les lois d'échelle. Une seconde perspective serait d'étudier l'effet de la fraction volumique initiale sur la dynamique. Rappelons que, dans le cas présent, la compacité initiale de la colonne a été fixée proche de la compacité maximale d'un arrangement aléatoire ($\phi \sim 0.64$). Or, il est fort probable qu'elle joue un rôle non négligeable à faible St , mais aussi à grand St . Il serait donc intéressant de faire une étude approfondie de ϕ en fonction de St .

Du point de vue des perspectives à plus long terme, une question importante concerne l'influence de la condition du fond sur ces écoulements. En effet, nous avons privilégié une paroi lisse afin de s'affranchir des problématiques associées à la présence d'une rugosité de fond (quelle hauteur, quelle densité, quel arrangement choisir?). Toutefois, une paroi lisse engendre un glissement des particules qui pourrait jouer un rôle non négligeable sur la morphologie du dépôt final, voir même sur la dynamique. D'un point de vue plus applicatif, des cas se rapprochant des configurations réelles de barrage pourraient être envisagés. Pour cela, la configuration d'une colonne granulaire surmontée d'une colonne d'eau et/ou la présence d'un débit continu sont autant de pistes intéressantes. Par rapport à cette étude, une étape supplémentaire dans la modélisation des processus de chasse pourrait être de considérer un mélange fluide-grains polydisperse permettant d'observer du transport par suspension, charriage et effondrement granulaire lors de l'écoulement.

La quatrième et dernière partie de cette thèse est une étude (préliminaire) abordant la dynamique d'écoulement d'une suspension non-isodense de particules lourdes dans un fluide visqueux. L'objectif est d'étudier le rôle de la dynamique de sédimentation dans la direction verticale sur la dynamique de propagation de la suspension dans la direction longitudinale, lorsque la fraction volumique est variée. Cette configuration mène à une évolution temporelle de l'état du mélange fluide-grains, i.e. de la suspension au lit granulaire. Pour cette étude, seul le régime visqueux à l'échelle du fluide apparent, i.e. $Re \sim 3 - 9$, ainsi qu'à l'échelle du grain, i.e. $St \sim 7 \times 10^{-3}$, a été considéré. Les premiers résultats montrent que la dynamique de la suspension non-isodense s'apparente à celle d'un fluide apparent Newtonien, au moins dans les premiers instants, dont la viscosité effective peut être définie par le modèle de Krieger-Dougherty, i.e. $\mu_{eff}/\mu_f \sim (1 - \phi/\phi_m)^{-\alpha\phi_m}$ avec $\phi_m = 0.60 \pm 0.01$ et $\alpha\phi_m = 2$. Le profil de hauteur est aussi en accord avec la solution auto-similaire, au moins pour $0.4 < x^V/x_f^V < 1$, tant que la propagation du front est bien décrite par la solution analytique. Cette dynamique conduit à un dépôt granulaire présentant une croissance de la hauteur final et une décroissance de la longueur finale avec l'augmentation de la fraction volumique initiale. À l'échelle mésoscopique (correspondant à plusieurs dizaines de grains), des profils verticaux de la fraction volumique $\phi(y, t)$ moyennée dans la direction longitudinale ont été présentés et une vitesse du front de sédimentation du lit granulaire a été déterminée. Cette dernière est en bon accord avec les modèles de Richardson & Zaki (1954) et de Sangani (1987) qui prédisent la décroissance de la vitesse de sédimentation des particules avec la fraction volumique ϕ . Ce travail n'étant que préliminaire, il serait déjà nécessaire

d'approfondir l'étude commencée avant d'envisager de futures perspectives.

En guise de conclusion générale, l'ensemble de ces travaux met en relief un certain nombre de défis communs aux écoulements fluide-particules dont deux sont présentés ci-dessous. Dans les différentes études de cette thèse, nous avons vu que le phénomène de dilatance, i.e. l'expansion d'un milieu granulaire dense, est un mécanisme intervenant régulièrement sur la dynamique d'effondrement d'un mélange diphasique. L'approfondissement de ce processus à l'échelle du grain et à l'échelle macroscopique semble être un verrou majeur mais nécessaire à lever afin de mieux comprendre la dynamique de ces systèmes. Le second défi, dans lequel le premier intervient indirectement, est la mesure de la fraction volumique locale. En effet, les systèmes fluide-particules ne restent que très rarement homogènes du fait de réarrangements locaux. Pour cela, il serait nécessaire de mettre en place une métrologie permettant de mesurer au sein d'un milieu granulaire opaque et dense. Des mesures locales de la fraction volumique permettraient d'étudier plus finement les processus physiques des phénomènes tels que la migration, la sédimentation collective ou le comportement contractant/dilatant d'un milieu granulaire. Du fait des difficultés actuelles d'une telle approche expérimentale, l'utilisation d'une approche numérique pourrait venir en complément des résultats expérimentaux et permettrait de lever ces verrous.

Bibliographie

- Abraham, F. F. Functional dependence of drag coefficient of a sphere on Reynolds number. *Phys. Fluids*, 13 : 2194–2195, 1970.
- Albert, R., Albert, I., Hornbaker, D., Schiffer, P. & Barabási, A.-L. Maximum angle of stability in wet and dry spherical granular media. *Phys. Rev. E*, 56 : R6271, 1997.
- Amy, L. A., Hogg, A. J., Peakall, J. & Talling, P. J. Abrupt transitions in gravity currents. *J. Geophys. Res.*, 110, 2005.
- Ancey, C. & Cochard, S. The dam-break problem for Herschel–Bulkley viscoplastic fluids down steep flumes. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 158 : 18–35, 2009.
- Ancey, C., Andreini, N. & Epely-Chauvin, G. The dam-break problem for concentrated suspensions of neutrally buoyant particles. *J. Fluid Mech.*, 724 : 95–122, 2013a.
- Ancey, C., Andreini, N. & Epely-Chauvin, G. Granular suspension avalanches. I. Macroviscous behavior. *Phys. Fluids*, 25 : 033301, 2013b.
- Andreini, N. *Dam break of Newtonian fluids and granular suspensions : Internal dynamics measurements*. PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2012.
- Andreini, N., Ancey, C. & Epely-Chauvin, G. Granular suspension avalanches. II. Plastic regime. *Phys. Fluids*, 25 : 033302, 2013.
- Artoni, R., Santomaso, A. C., Gabrieli, F., Tono, D. & Cola, S. Collapse of quasi-two-dimensional wet granular columns. *Phys. Rev. E*, 87 : 032205, 2013.
- Bagnold, R. A. Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Proc. R. Soc. A*, 225 : 49–63, 1954.
- Balmforth, N. J. & Kerswell, R. R. Granular collapse in two dimensions. *J. Fluid Mech.*, 538 : 399–428, 2005.
- Balmforth, N. J., Craster, R. V., Rust, A. C. & Sassi, R. Viscoplastic flow over an inclined surface. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 139 : 103–127, 2006.
- Balmforth, N. J., Craster, R. V., Perona, P., Rust, A. C. & Sassi, R. Viscoplastic dam breaks and the Bostwick consistometer. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 142 : 63–78, 2007.

- Barabási, A.-L., Albert, R. & Schiffer, P. The physics of sand castles : Maximum angle of stability in wet and dry granular media. *Phys. A*, 266 : 366–371, 1999.
- Baravian, C. Effets inertiels en rhéométrie instationnaire. *Rhéologie*, 9 : 11–21, 2006.
- Batchelor, G. K. & Green, J. T. The determination of the bulk stress in a suspension of spherical particles to order c^2 . *J. Fluid Mech.*, 56 : 401–427, 1972.
- Benjamin, T. B. Gravity currents and related phenomena. *J. Fluid Mech.*, 31 : 209–248, 1968.
- Bocquet, L., Charlaix, E., Ciliberto, S. & Crassous, J. Moisture-induced ageing in granular media and the kinetics of capillary condensation. *Nature*, 396 : 735–737, 1998.
- Bocquet, L., Charlaix, E. & Restagno, F. Physics of humid granular media. *C. R. Physique*, 3 : 207–215, 2002.
- Bonnecaze, R. T., Huppert, H. E. & Lister, J. R. Particle-driven gravity currents. *J. Fluid Mech.*, 250 : 339–369, 1993.
- Bonnecaze, R. T., Hallworth, M. A., Huppert, H. E. & Lister, J. R. Axisymmetric particle-driven gravity currents. *J. Fluid Mech.*, 294 : 93–121, 1995.
- Bonnoit, C. *Écoulement de suspensions granulaires modèles*. PhD thesis, ESPCI ParisTECH, 2009.
- Bonnoit, C., Darnige, T., Clement, E. & Lindner, A. Inclined plane rheometry of a dense granular suspension. *J. Rheol.*, 54 : 65–79, 2010a.
- Bonnoit, C., Lanuza, J., Lindner, A. & Clement, E. Mesoscopic length scale controls the rheology of dense suspensions. *Phys. Rev. Lett.*, 105 : 108302, 2010b.
- Bonometti, T., Balachandar, S. & Magnaudet, J. Wall effects in non-Boussinesq density currents. *J. Fluid Mech.*, 616 : 445–475, 2008.
- Bougouin, A., Lacaze, L. & Bonometti, T. Collapse of a neutrally buoyant suspension column : from Newtonian to apparent non-Newtonian flow regimes. *J. Fluid Mech.*, 826 : 918–941, 2017.
- Boyer, F., Guazzelli, E. & Pouliquen, O. Unifying suspension and granular rheology. *Phys. Rev. Lett.*, 107 : 188301, 2011.
- Cassar, C., Nicolas, M. & Pouliquen, O. Submarine granular flows down inclined planes. *Phys. Fluids*, 17, 2005.
- Castruccio, A., Rust, A. C. & Sparks, R. S. J. Rheology and flow of crystal-bearing lavas : Insights from analogue gravity currents. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 297 : 471–480, 2010.
- Chanson, H., Jarny, S. & Coussot, P. Dam break wave of thixotropic fluid. *J. Hydraul. Eng.*, 132 : 280–293, 2006.

- Cochard, S. & Ancey, C. Experimental investigation of the spreading of viscoplastic fluids on inclined planes. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 158 : 73–84, 2009.
- Cohen-Addad, S., Höhler, R. & Pitois, O. Flow in foams and flowing foams. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 45, 2013.
- Pont, S., Courrech du Gondret, P., Perrin, B. & Rabaud, M. Granular avalanches in fluids. *Phys. Rev. Lett.*, 90 : 044301, 2003.
- Coussot, P. *Rhéophysique – La matière dans tous ses états*. EDP Sciences et CNRS Éditions, 2012.
- Daerr, A. & Douady, S. Sensitivity of granular surface flows to preparation. *Europhys. Lett.*, 47 : 324, 1999.
- Davis, R. H., Serayssol, J.-M. & Hinch, E. The elastohydrodynamic collision of two spheres. *J. Fluid Mech.*, 163 : 479–497, 1986.
- Dbouk, T., Lobry, L. & Lemaire, E. Normal stresses in concentrated non-Brownian suspensions. *J. Fluid Mech.*, 715 : 239–272, 2013.
- Delannay, R., Valance, A., Mangeney, A., Roche, O. & Richard, P. Granular and particle-laden flows : from laboratory experiments to field observations. *J. Phys. D*, 50 : 053001, 2017.
- Di Federico, V., Malavasi, S. & Cintoli, S. Viscous spreading of non-Newtonian gravity currents on a plane. *Meccanica*, 41 : 207–217, 2006.
- Dressler, R. F. Hydraulic resistance effect upon the dam-break functions. *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, 49, 1952.
- Dressler, R. F. Comparison of theories and experiments for the hydraulic dam-break wave. *Int. Assoc. Sci. Hydr.*, 3 : 319–328, 1954.
- Einstein, A. Eine neue bestimmung der moleküldimensionen. *Ann. Phys.*, 324 : 289–306, 1906.
- Espín, L. & Kumar, S. Forced spreading of films and droplets of colloidal suspensions. *J. Fluid Mech.*, 742 : 495–519, 2014a.
- Espín, L. & Kumar, S. Sagging of evaporating droplets of colloidal suspensions on inclined substrates. *Langmuir*, 30 : 11966–11974, 2014b.
- Fall, A., Bertrand, F., Ovarlez, G. & Bonn, D. Yield stress and shear banding in granular suspensions. *Phys. Rev. Lett.*, 103 : 178301, 2009.
- Fall, A., Lemaitre, A., Bertrand, F., Bonn, D. & Ovarlez, G. Shear thickening and migration in granular suspensions. *Phys. Rev. Lett.*, 105 : 268303, 2010.

- Fall, A., Huang, N., Bertrand, F., Ovarlez, G. & Bonn, D. Shear thickening of cornstarch suspensions as a reentrant jamming transition. *Phys. Rev. Lett.*, 100 : 018301, 2008.
- Fall, A., Bertrand, F., Ovarlez, G. & Bonn, D. Shear thickening of cornstarch suspensions. *J. Rheol.*, 56 : 575–591, 2012.
- Fannelop, T. K. & Waldman, G. D. Dynamics of oil slicks. *AIAA J.*, 10 : 506–510, 1972.
- Flemmer, R. L. C. & Banks, C. L. On the drag coefficient of a sphere. *Powder Tech.*, 48 : 217–221, 1986.
- Forterre, Y. & Pouliquen, O. Flows of dense granular media. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 40 : 1–24, 2008.
- Fortes, A. F., Joseph, D. D. & Lundgren, T. S. Nonlinear mechanics of fluidization of beds of spherical particles. *J. Fluid Mech.*, 177 : 467–483, 1987.
- Frank, M., Anderson, D., Weeks, E. R. & Morris, J. F. Particle migration in pressure-driven flow of a brownian suspension. *J. Fluid Mech.*, 493 : 363–378, 2003.
- Fraysse, N., Thomé, H. & Petit, L. Humidity effects on the stability of a sandpile. *Eur. Phys. J. B*, 11 : 615–619, 1999.
- Gabrieli, F., Artoni, R., Santomaso, A. & Cola, S. Discrete particle simulations and experiments on the collapse of wet granular columns. *Phys. Fluids*, 25 : 103303, 2013.
- Gadala-Maria, F. & Acrivos, A. Shear-induced structure in a concentrated suspension of solid spheres. *J. Rheol.*, 24 : 799–814, 1980.
- Gallier, S., Lemaire, E., Peters, F. & Lobry, L. Rheology of sheared suspensions of rough frictional particles. *J. Fluid Mech.*, 757 : 514–549, 2014.
- Gondret, P., Lance, M. & Petit, L. Bouncing motion of spherical particles in fluids. *Phys. Fluids*, 14 : 643–652, 2002.
- Gratton, J., Minotti, F. & Mahajan, S. M. Theory of creeping gravity currents of a non-newtonian liquid. *Phys. Rev. E*, 60 : 6960–6967, 1999.
- Gröbelbauer, H. P., Fanneløp, T. K. & Britter, R. E. The propagation of intrusion fronts of high density ratios. *J. Fluid Mech.*, 250 : 669–687, 1993.
- Hager, W. H. Abflussformeln für turbulente strömungen. *Wasserwirtschaft*, 78 : 79–84, 1988.
- Hallworth, M. A. & Huppert, H. E. Abrupt transitions in high-concentration, particle-driven gravity currents. *Phys. Fluids*, 10 : 1083–1087, 1998.
- Halsey, T. C. & Levine, A. J. How sandcastles fall. *Phys. Rev. Lett.*, 80 : 3141, 1998.
- Hansen, F. K. & Rødsrud, G. Surface tension by pendant drop : I. A fast standard instrument using computer image analysis. *J. colloid Interface Sci.*, 141 : 1–9, 1991.

- Harkins, W. D. & McLaughlin, H. The structure of films of water on salt solutions : I. surface tension and adsorption for aqueous solutions of sodium chloride. *J. Am. Chem. Soc.*, 47 : 2083–2089, 1925.
- Hewitt, D. R. & Balmforth, N. J. Thixotropic gravity currents. *J. Fluid Mech.*, 727 : 56–82, 2013.
- Hogg, A. J. Lock-release gravity currents and dam-break flows. *J. Fluid Mech.*, 569 : 61–87, 2006.
- Hogg, A. J. & Pritchard, D. The effects of hydraulic resistance on dam-break and other shallow inertial flows. *J. Fluid Mech.*, 501 : 179–212, 2004.
- Hogg, A. J. & Woods, A. W. The transition from inertia-to bottom-drag-dominated motion of turbulent gravity currents. *J. Fluid Mech.*, 449 : 201–224, 2001.
- Hornbaker, D. J., Albert, R., Albert, I., Barabási, A.-L. & Schiffer, P. What keeps sandcastles standing? *Nature*, 387 : 765, 1997.
- Hoult, D. P. Oil spreading on the sea. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 4 : 341–368, 1972.
- Huang, N. & Bonn, D. Viscosity of a dense suspension in Couette flow. *J. Fluid Mech.*, 590 : 497–507, 2007.
- Huang, N., Ovarlez, G., Bertrand, F., Rodts, S., Coussot, P. & Bonn, D. Flow of wet granular materials. *Phys. Rev. Lett.*, 94 : 028301, 2005.
- Hunt, M. L., Zenit, R., Campbell, C. S. & Brennen, C. E. Revisiting the 1954 suspension experiments of R. A. Bagnold. *J. Fluid Mech.*, 452 : 1–24, 2002.
- Huppert, H. E. The propagation of two-dimensional and axisymmetric viscous gravity currents over a rigid horizontal surface. *J. Fluid Mech.*, 121 : 43–58, 1982a.
- Huppert, H. E. & Simpson, J. E. The slumping of gravity currents. *J. Fluid Mech.*, 99 : 785–799, 1980.
- Huppert, H. E. Flow and instability of a viscous current down a slope. *Nature*, 300 : 427–429, 1982b.
- Huppert, H. E., Turner, J. S. & Hallworth, M. A. Sedimentation and entrainment in dense layers of suspended particles stirred by an oscillating grid. *J. Fluid Mech.*, 289 : 263–293, 1995.
- Iverson, R. M., Reid, M. E., Iverson, N. R., LaHusen, R. G., Logan, M., Mann, J. E. & Brien, D. L. Acute sensitivity of landslide rates to initial soil porosity. *Science*, 290 : 513–516, 2000.
- Jánosi, I. M., Jan, D., Szabó, K. G. & Tél, T. Turbulent drag reduction in dam-break flows. *Exp. Fluids*, 37 : 219–229, 2004.

- Joseph, G. & Hunt, M. Oblique particle–wall collisions in a liquid. *J. Fluid Mech.*, 510 : 71–93, 2004.
- Julien, P. Y. *Erosion and sedimentation*. Cambridge University Press, 2010.
- Kármán, T. v. The engineer grapples with nonlinear problems. *Bull. Amer. Math. Soc.*, 46 : 615–683, 1940.
- Kerswell, R. Dam break with coulomb friction : A model for granular slumping? *Phys. Fluids*, 17 : 057101, 2005.
- Koh, C. J., Hookman, P. & Leal, L. G. An experimental investigation of concentrated suspension flows in a rectangular channel. *J. Fluid Mech.*, 266 : 1–32, 1994.
- Krieger, I. M. & Dougherty, T. J. A mechanism for non-Newtonian flow in suspensions of rigid spheres. *Trans. Soc. Rheol.*, 3 : 137–152, 1959.
- Kulkarni, S. D., Metzger, B. & Morris, J. F. Particle-pressure-induced self-filtration in concentrated suspensions. *Phys. Rev. E*, 82 : 010402, 2010.
- Kumar, K., Delenne, J.-Y. & Soga, K. Mechanics of granular column collapse in fluid at varying slope angles. *J. Hydrodynam.*, 29 : 529–541, 2017.
- Lacaze, L. & Kerswell, R. R. Axisymmetric granular collapse : A transient 3D flow test of viscoplasticity. *Phys. Rev. Lett.*, 102 : 108305, 2009.
- Lacaze, L., Phillips, J. C. & Kerswell, R. R. Planar collapse of a granular column : Experiments and discrete element simulations. *Phys. Fluids*, 20 : 063302, 2008.
- Lagrée, P.-Y., Staron, L. & Popinet, S. The granular column collapse as a continuum : validity of a two-dimensional Navier–Stokes model with a $\mu(i)$ -rheology. *J. Fluid Mech.*, 686 : 378–408, 2011.
- Lajeunesse, E., Mangeney-Castelnau, A. & Vilotte, J. P. Spreading of a granular mass on a horizontal plane. *Phys. Fluids*, 16 : 2371–2381, 2004.
- Lajeunesse, E., Monnier, J. B. & Homsy, G. M. Granular slumping on a horizontal surface. *Phys. Fluids*, 17 : 103302, 2005.
- Larrieu, E., Staron, L. & Hinch, E. J. Raining into shallow water as a description of the collapse of a column of grains. *J. Fluid Mech.*, 554 : 259–270, 2006.
- Le Delliou, P. *Les barrages, conception et maintenance*. Presses Universitaires de France, 2003.
- Leal, J. G., Ferreira, R. M. & Cardoso, A. H. Dam-break wave-front celerity. *J. Hydraul. Eng.*, 132 : 69–76, 2006.
- Leighton, D. & Acrivos, A. The shear-induced migration of particles in concentrated suspensions. *J. Fluid Mech.*, 181 : 415–439, 1987.

- Lhuillier, D. Migration of rigid particles in non-Brownian viscous suspensions. *Phys. Fluids*, 21 : 023302, 2009.
- Longo, S., Di Federico, V. & Chiapponi, L. Non-Newtonian power-law gravity currents propagating in confining boundaries. *Environ. Fluid Mech.*, 15 : 515–535, 2015.
- Lube, G., Huppert, H. E., Sparks, R. S. J. & Hallworth, M. A. Axisymmetric collapses of granular columns. *J. Fluid Mech.*, 508 : 175–199, 2004.
- Lube, G., Huppert, H. E., Sparks, R. S. J. & Freundt, A. Collapses of two-dimensional granular columns. *Phys. Rev. E*, 72 : 041301, 2005.
- Lyon, M. K. & Leal, L. G. An experimental study of the motion of concentrated suspensions in two-dimensional channel flow. Part 1. Monodisperse systems. *J. Fluid Mech.*, 363 : 25–56, 1998.
- Mari, R., Seto, R., Morris, J. F. & Denn, M. M. Shear thickening, frictionless and frictional rheologies in non-Brownian suspensions. *J. Rheol.*, 58 : 1693–1724, 2014.
- Maron, S. H. & Pierce, P. E. Application of Ree-Eyring generalized flow theory to suspensions of spherical particles. *J. Colloid Sci.*, 11 : 80–95, 1956.
- Matson, G. P. & Hogg, A. J. Two-dimensional dam break flows of Herschel–Bulkley fluids : The approach to the arrested state. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 142 : 79–94, 2007.
- Meiburg, E. & Kneller, B. Turbidity currents and their deposits. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 42 : 135–156, 2010.
- Mériaux, C. Two dimensional fall of granular columns controlled by slow horizontal withdrawal of a retaining wall. *Phys. Fluids*, 18 : 093301, 2006.
- Meruane, C., Tamburrino, A. & Roche, O. On the role of the ambient fluid on gravitational granular flow dynamics. *J. Fluid Mech.*, 648 : 381–404, 2010.
- Michallet, H. & Mory, M. Modelling of sediment suspensions in oscillating grid turbulence. *Fluid Dyn. Res.*, 35 : 87–106, 2004.
- Mitarai, N. & Nori, F. Wet granular materials. *Adv. Phys.*, 55 : 1–45, 2006.
- Morris, J. F. & Boulay, F. Curvilinear flows of noncolloidal suspensions : The role of normal stresses. *J. Rheol.*, 43 : 1213–1237, 1999.
- Mueller, S., Llewellyn, E. W. & Mader, H. M. The rheology of suspensions of solid particles. *Proc. R. Soc. A*, 466 : 1201–1228, 2010.
- Newitt, D. M. A contribution to the theory and practice of granulation. *Trans. Ins. Chem. Eng.*, 36 : 422–442, 1958.
- Nowak, S., Kudrolli, A. & Samadani, A. Maximum angle of stability of a wet granular pile. *Nature Phys.*, 1 : 50–52, 2005.

- Nsom, B. The dam break problem for a hyperconcentrated suspension. *Appl. Rheol.*, 10 : 224–230, 2000.
- Ovarlez, G., Fond, C. & Clément, E. Overshoot effect in the janssen granular column : a crucial test for granular mechanics. *Phys. Rev. E*, 67 : 060302, 2003.
- Ovarlez, G., Bertrand, F. & Rodts, S. Local determination of the constitutive law of a dense suspension of noncolloidal particles through magnetic resonance imaging. *J. Rheol.*, 50 : 259–292, 2006.
- Pacheco-Vázquez, F., Moreau, F., Vandewalle, N. & Dorbolo, S. Sculpting sandcastles grain by grain : Self-assembled sand towers. *Phys. Rev. E*, 86 : 051303, 2012.
- Pailha, M., Nicolas, M. & Pouliquen, O. Initiation of underwater granular avalanches : Influence of the initial volume fraction. *Phys. Fluids*, 20, 2008.
- Pakpour, M., Habibi, M., Møller, P. & Bonn, D. How to construct the perfect sandcastle. *Sci. Rep.*, 2 : 549, 2012.
- Piau, J.-M. & Debiene, K. Consistometers rheometry of power-law viscous fluids. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 127 : 213–224, 2005.
- Richardson, J. & Zaki, W. The sedimentation of a suspension of uniform spheres under conditions of viscous flow. *Chem. Eng. Sci.*, 3 : 65–73, 1954.
- Richefeu, V., El Youssoufi, M. S. & Radjai, F. Shear strength properties of wet granular materials. *Phys. Rev. E*, 73 : 051304, 2006.
- Ritter, A. Die fortpflanzung de wasserwellen. *Zeits. Ver. Deut. Ing.*, 36 : 947–954, 1892.
- Roche, O., Montserrat, S., Niño, Y. & Tamburrino, A. Experimental observations of water-like behavior of initially fluidized, dam break granular flows and their relevance for the propagation of ash-rich pyroclastic flows. *J. Geophys. Res.*, 113, 2008.
- Roche, O., Attali, M., Mangeney, A. & Lucas, A. On the run-out distance of geophysical gravitational flows : Insight from fluidized granular collapse experiments. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 311 : 375–385, 2011.
- Rognon, P. G., Roux, J.-N., Naaim, M. & Chevoir, F. Dense flows of cohesive granular materials. *J. Fluid Mech.*, 596 : 21–47, 2008.
- Rondon, L., Aussillous, P. & Pouliquen, O. Rôle de l'interface dans les pâtes granulaires. 19^{ème} Congrès Français de Mécanique, Marseille, 24-28 Août, 2009.
- Rondon, L., Pouliquen, O. & Aussillous, P. Granular collapse in a fluid : Role of the initial volume fraction. *Phys. Fluids*, 23 : 073301, 2011.
- Rottman, J. W. & Simpson, J. E. Gravity currents produced by instantaneous releases of a heavy fluid in a rectangular channel. *J. Fluid Mech.*, 135 : 95–110, 1983.

- Saha, S., Salin, D. & Talon, L. Low Reynolds number suspension gravity currents. *Eur. Phys. J. E*, 36, 2013.
- Sangani, A. S. Sedimentation in ordered emulsions of drops at low Reynolds numbers. *J. appl. Math. Phys. (ZAMP)*, 38 : 542–556, 1987.
- Sayag, R. & Worster, M. G. Axisymmetric gravity currents of power-law fluids over a rigid horizontal surface. *J. Fluid Mech.*, 716, 2013.
- Scheel, M., Seemann, R., Brinkmann, M., Di Michiel, M., Sheppard, A., Breidenbach, B. & Herminghaus, S. Morphological clues to wet granular pile stability. *Nature Mater.*, 7 : 189, 2008.
- Simpson, J. E. & Britter, R. E. The dynamics of the head of a gravity current advancing over a horizontal surface. *J. Fluid Mech.*, 94 : 477–495, 1979.
- Snabre, P. & Pouligny, B. Size segregation in a fluid-like or gel-like suspension settling under gravity or in a centrifuge. *Langmuir*, 24 : 13338–13347, 2008.
- Stansby, P. K., Chegini, A. & Barnes, T. C. D. The initial stages of dam-break flow. *J. Fluid Mech.*, 370 : 203–220, 1998.
- Staron, L. & Hinch, E. J. Study of the collapse of granular columns using two-dimensional discrete-grain simulation. *J. Fluid Mech.*, 545 : 1–27, 2005.
- Staron, L. & Hinch, E. J. The spreading of a granular mass : Role of grain properties and initial conditions. *Granul. Matter*, 9 : 205, 2007.
- Stickel, J. J. & Powell, R. L. Fluid mechanics and rheology of dense suspensions. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 37 : 129–149, 2005.
- Tegzes, P., Vicsek, T. & Schiffer, P. Avalanche dynamics in wet granular materials. *Phys. Rev. Lett.*, 89 : 094301, 2002.
- Tegzes, P., Vicsek, T. & Schiffer, P. Development of correlations in the dynamics of wet granular avalanches. *Phys. Rev. E*, 67 : 051303, 2003.
- Thompson, E. L. & Huppert, H. E. Granular column collapses : further experimental results. *J. Fluid Mech.*, 575 : 177–186, 2007.
- Topin, V., Monerie, Y., Perales, F. & Radjai, F. Collapse dynamics and runout of dense granular materials in a fluid. *Phys. Rev. Lett.*, 109 : 188001, 2012.
- Trulsson, M., Andreotti, B. & Claudin, P. Transition from the viscous to inertial regime in dense suspensions. *Phys. Rev. Lett.*, 109 : 118305, 2012.
- Vanel, L., Howell, D., Clark, D., Behringer, R. & Clément, E. Memories in sand : Experimental tests of construction history on stress distributions under sandpiles. *Phys. Rev. E*, 60 : R5040, 1999.

- Ward, T., Wey, C., Glidden, R., Hosoi, A. E. & Bertozzi, A. L. Experimental study of gravitation effects in the flow of a particle-laden thin film on an inclined plane. *Phys. Fluids*, 21 : 083305, 2009.
- Wentworth, C. K. A scale of grade and class terms for clastic sediments. *J. Geol.*, 30 : 377–392, 1922.
- White, E. E. B., Chellamuthu, M. & Rothstein, J. P. Extensional rheology of a shear-thickening cornstarch and water suspension. *Rheol. Acta*, 49 : 119–129, 2010.
- Whitman, G. B. The effects of hydraulic resistance in the dam-break problem. *Proc. R. Soc. A*, 227 : 399–407, 1955.
- Zarraga, I. E., Hill, D. A. & Leighton Jr., D. T. The characterization of the total stress of concentrated suspensions of noncolloidal spheres in Newtonian fluids. *J. Rheol.*, 44 : 185–220, 2000.