



HAL
open science

Couplage hydrodynamique interne dans les matériaux granulaires : Instabilités, érosion, transport

Pierre Philippe

► **To cite this version:**

Pierre Philippe. Couplage hydrodynamique interne dans les matériaux granulaires : Instabilités, érosion, transport. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Grenoble, 2013. tel-04231722

HAL Id: tel-04231722

<https://hal.inrae.fr/tel-04231722>

Submitted on 6 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 GRENOBLE
Unité OHAX, IRSTEA, Aix-en-Provence

Mémoire présenté pour l'obtention de
L'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

par

Pierre PHILIPPE

Couplage hydrodynamique interne dans les matériaux granulaires :
Instabilités, érosion, transport

Soutenue le 25 Novembre 2013 devant le jury composé de

CLAUDIN Philippe	<i>Rapporteur</i>
DONZE Frédéric Victor	<i>Rapporteur</i>
GONDRET Philippe	<i>Examineur</i>
PASTOR Manuel	<i>Rapporteur</i>
POULIQUEN Olivier	<i>Examineur</i>
RADJAI Farhang	<i>Examineur</i>

Table des matières

Introduction	5
1 Action hydrodynamique d'appoint menant à une instabilité mécanique : cas de la rupture de pente	9
1.1 Rupture de pente et couplage hydrodynamique	10
1.2 Conditions expérimentales	11
1.3 Tassement généré par couplage hydrodynamique	14
1.4 Seuil de stabilité	26
1.5 Impact de la densité initiale sur le mode de déstabilisation	36
1.6 Forme du dépôt post-avalanche	59
2 Action hydrodynamique principale menant à une instabilité mécanique : cas de la fluidisation localisée	63
2.1 Contexte général de la fluidisation localisée d'un sol granulaire	63
2.2 Dispositif et techniques expérimentales	64
2.3 Etats stationnaires	65
2.4 Durée du régime transitoire	69
2.5 Interaction entre deux cheminées	70
2.6 Discussion et modélisation	72
2.7 Perspectives	76
3 Action hydrodynamique différenciée sur deux populations de grains : cas de l'érosion de contact et du transport intra-granulaire	79
3.1 Erosion de contact par couplage hydrodynamique	79
3.2 Transport intra-granulaire avec couplage hydrodynamique	93
4 Perspectives	115
4.1 Poursuite des thématiques en cours	115
4.2 Thématiques nouvelles	119
A Liste des encadrements	137
A.1 Encadrements relatifs au chapitre 1	137
A.2 Encadrements relatifs au chapitre 2	138
A.3 Encadrements relatifs au chapitre 3	138
A.4 Encadrements relatifs au chapitre 4	138
A.5 Autres encadrements	139

B	Liste de publications	141
B.1	Publications relatives au chapitre 1	141
B.2	Publications relatives au chapitre 2	141
B.3	Publications relatives au chapitre 3	142
B.4	Autres publications	142
C	Informations complémentaires au Curriculum Vitae	147
C.1	Profil détaillé	147
C.2	Enseignement	148
C.3	Participation à des projets de recherche	148
C.4	Rayonnement	149
C.5	Autres productions	152

Introduction

Ce manuscrit réunit et synthétise les travaux que j'ai menés depuis mon arrivée fin 2004 au CEMAGREF*, devenu depuis IRSTEA† en 2012. Dans un souci de cohérence en termes de thématiques scientifiques abordées, j'ai fait le choix de ne pas présenter ici le travail réalisé sur les interfaces entre liquides miscibles au cours de mon contrat post-doctoral (2002-2004, PMMH, ESPCI, Paris).

L'IRSTEA est un institut qui développe ses activités de recherche par domaine d'application et, à mon arrivée, j'ai ainsi découvert un sujet d'étude totalement nouveau pour moi : celui des ouvrages hydrauliques en terre (barrages, digues...) et, plus précisément, de leur érosion par l'action de l'eau. L'érosion hydraulique est en effet, de loin, la cause principale de dégradations, et éventuellement de ruptures, dans les barrages en terre [60] ainsi que dans les digues. Au regard de l'ouvrage, cette érosion peut être externe, lorsqu'il y a surverse, c'est-à-dire que le cours d'eau est en crue extrême et que son niveau dépasse la hauteur de la digue : il y a toujours une portion plus faible (éventuellement construite spécifiquement pour cela afin de contrôler la localisation de la zone inondée) par où l'eau va commencer à se déverser, érodant ainsi le parement aval de l'ouvrage qui va se creuser, jusqu'à créer une brèche et engendrer alors une inondation massive. Mais, si cela est généralement moins connue de la part du néophyte, l'action de l'eau se fait également ressentir à l'intérieur de l'ouvrage, du fait des écoulements hydrauliques d'infiltration dans le corps de l'ouvrage ou dans ses fondations. On parle alors de façon générique d'érosion interne et il est aujourd'hui reconnu que ce type d'érosion est aussi répandu, si ce n'est plus, que l'érosion externe. Pour quantifier un peu plus ce risque, on peut retenir qu'il y a en France une rupture de digue et une rupture de barrage par an, en moyenne, avec un coût total de l'ordre de 100 millions d'euros.

Mais, si l'on se représente relativement bien ce qui se passe lors d'une érosion externe, il n'en est pas de même pour l'érosion interne qui englobe en réalité une diversité de situations et des mécanismes très différents, tant du point de vue de la nature des interactions entre le sol et l'eau (hydrodynamiques, mécaniques, physico-chimiques...) que des échelles de temps et d'espace mises en jeu. Un effort très important de rationalisation a été mené au cours des dernières années à travers plusieurs projets et groupes de recherche, nationaux et internationaux, à certains desquels j'ai eu l'opportunité de contribuer. Suite à ce travail et en mettant de côté les mécanismes d'origine purement physico-chimique, on distingue désormais pour l'érosion interne quatre processus élémentaires [20][21] : l'érosion régressive, l'érosion de contact, la suffusion et l'érosion de conduit comme cela est représenté sur la figure 1. Les trois premiers sont plutôt des mécanismes à cinétique lente dont l'initiation puis le développement vont souvent conduire à la création d'un conduit entre l'amont et l'aval et donc à l'activation du dernier processus d'érosion qui est lui à cinétique rapide.

Sans rentrer dans les détails, on définit l'érosion régressive comme le détachement de particules de sol lorsque l'infiltration qui traverse les fondations de l'ouvrage est suffisamment intense pour

*. Centre d'Étude du Machinisme Agricole, du Génie Rural et des Eaux et Forêts

†. Institut national de Recherche en Sciences et Technologies de l'Environnement et de l'Agriculture

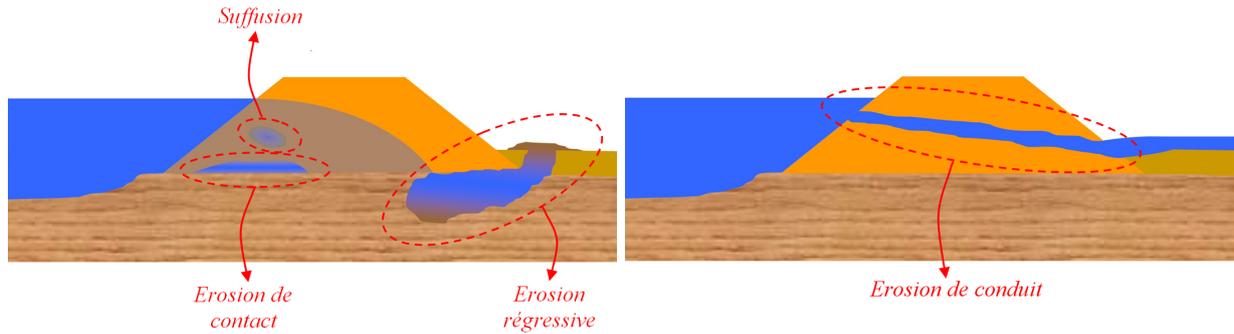


Fig. 1 – Représentation schématique à l'intérieur d'un ouvrage hydraulique des quatre mécanismes élémentaires de l'érosion interne. À gauche, l'érosion régressive, l'érosion de contact et la suffusion qui ont des cinétiques lentes. À droite, l'érosion de conduit avec une cinétique beaucoup plus rapide.

initier de la boulangerie en pied d'ouvrage, c'est-à-dire une fluidisation localisée de la couche superficielle. Pour des conditions suffisamment défavorables, le sol de fondation est érodé et transporté à l'extérieur, creusant ainsi progressivement un conduit sous le corps de la digue, de façon régressive, de l'aval vers l'amont. L'érosion de contact se produit dans la situation où un écoulement à travers une couche de sol grossier provoque l'érosion de particules à la surface d'une couche adjacente de sol fin. Une fois érodées, les particules fines sont transportées à travers les pores et constriction de la couche grossière. La suffusion se définit, elle, comme l'érosion sélective des particules les plus fines au sein d'une matrice de sol constituée également de grains plus grossiers qui assurent la résistance mécanique de l'ensemble. Enfin, comme on l'a déjà précisé, l'érosion de conduit correspond à l'érosion rapide de particules de sol le long des parois d'un conduit où transite un écoulement hydraulique intense et turbulent, lequel conduit se forme à partir d'un défaut préexistant (terrier, racines, conduite traversante...) ou suite au développement préalable de l'un des autres mécanismes évoqués. Il a été proposé de distinguer quatre phases successives pour cette érosion interne : (a) initiation du phénomène d'érosion considéré ; (b) continuation dans le cas où les particules érodées peuvent être transportées hors de l'ouvrage du fait de l'inefficacité ou même de l'absence de couches filtrantes ; (c) progression de l'érosion jusqu'à formation d'un conduit traversant ou génération de très fortes surpressions interstitielles ; (d) rupture finale par ouverture d'une brèche et inondation brutale de la zone protégée. Notons enfin que deux conditions très générales doivent être simultanément vérifiées pour que de l'érosion interne puisse apparaître. Tout d'abord, l'action mécanique de l'eau sur le sol doit être suffisante pour arracher de la matière. Ensuite, les particules érodées doivent pouvoir être transportées par l'écoulement hydraulique à travers le corps de l'ouvrage.

Au vu de ces différentes définitions, il apparaît clairement que l'érosion interne est un terrain de recherche riche et varié en termes de processus physiques mis en jeu. C'est aussi un domaine où a encore été peu mise en application la démarche classique adoptée par le physicien qui consiste à reproduire le mécanisme étudié dans une configuration volontairement épurée, tant du point de vue du matériau considéré que de la situation modélisée. En s'écartant ainsi du cas réel il est possible d'accéder à une connaissance beaucoup plus fine des comportements élémentaires, notamment en termes d'échelles de temps et d'espace investiguées. L'analyse est menée à l'aide de mesures expérimentales de haute précision ou encore de modélisations, numériques ou analytiques, s'appuyant sur une description cohérente des processus physiques de base. C'est cette démarche que j'ai suivie au

cours des différents travaux présentés dans ce mémoire, en privilégiant majoritairement l’approche expérimentale. Au sein d’un laboratoire de Mécanique des Sols où la connaissance précise des sols réels est un préalable à toute étude, l’introduction de systèmes modèles constitués de billes de verre ou de gels transparents ne passe pas inaperçue, tout comme la mise en place d’outils d’imagerie rapide avec traitement d’images ou le développement de techniques laser basées sur la fluorescence induite !

Ces différents matériaux et techniques seront présentés plus en détails dans le reste du mémoire. Ces travaux ont jusqu’à présent été mis en oeuvre avec des milieux de type granulaire afin d’analyser dans plusieurs configurations bien choisies l’action d’un écoulement liquide interne sur une assemblée de grains où les comportements collectifs peuvent mener à une réorganisation de la structure interne du matériau, modifiant ainsi en retour l’écoulement drainant. On sait qu’un écoulement induit sur un objet solide une force de traînée qui explique par exemple l’existence d’un régime limite de chute à vitesse constante, aussi bien en régime inertiel que visqueux. Pour ces deux cas limites, la traînée est connue avec précision mais une expression générale, contenant toute la complexité relative à la forme, la taille des grains, la nature du fluide et au régime hydrodynamique de l’écoulement, ne peut être appréhendée qu’à travers des lois empiriques dont un très grand nombre ont été proposées dans la littérature. Si l’on considère à présent le cas d’une assemblée de particules solides, il existe là-encore, dans l’hypothèse d’un écoulement interne homogène et d’un empilement statique, des lois semi-empiriques [10] rendant compte du couplage moyen entre fluide et grains en fonction du régime hydrodynamique considéré (lois de Darcy, Ergun, Forchheimer...). De même, si l’écoulement interne est beaucoup plus intense et parvient à mener le milieu dans un état fluidisé stationnaire, d’autres lois empiriques ont été proposées [71][93].

La ligne directrice transversale que j’ai retenue pour présenter mon travail tout au long de ce mémoire se concentre sur le couplage hydrodynamique fluide-grains dans la situation intermédiaire vis à vis des deux cas limites précédemment cités, quand l’écoulement peut interagir avec un milieu granulaire instable, amené à se réorganiser collectivement et, potentiellement, à faire ainsi apparaître de fortes hétérogénéités internes. L’objectif général est de comprendre le rôle de ce couplage entre écoulements et particules solides lors d’une instabilité hydro-mécanique au sein d’un milieu granulaire constitué soit d’un seul type de grains, soit, au contraire, de deux populations distinctes avec des tailles bien différentes. Plus précisément, le chapitre 1 rend compte de la rupture de pente dans le cas d’un milieu granulaire constitué d’une seule population de grains avec un couplage hydrodynamique ayant un effet additionnel sur la stabilité mécanique d’ensemble. Le chapitre 2 présente là encore une instabilité dans un matériau composé d’une seule population de grains mais dans la situation où le couplage hydrodynamique est cette fois moteur pour mener à une instabilité de type fluidisation en forçant l’apparition d’une hétérogénéité par une injection localisée de l’écoulement liquide. Enfin, le chapitre 3 s’intéresse au couplage hydrodynamique au sein d’un matériau présentant deux populations de grains, les plus petits étant déstabilisés par l’écoulement tandis que les plus gros subissent un couplage ne remettant pas en cause leur stabilité mécanique.

Les résultats présentés dans ce mémoire sont le fruit d’un effort collectif, notamment grâce au travail de plusieurs doctorants et stagiaires que je souhaite vivement remercier ici et dont la liste, par ordre chronologique, est la suivante : Thierry Richard (stage de Master puis une année de thèse sur les paragraphes 1.4 et 1.6), Félix Bonnet (stage de Master puis thèse sur les paragraphes 1.3 et 1.5), Rémi Béguin (thèse en partie sur le paragraphe 3.1), Modou Badiane (stage de Master sur les expériences du chapitre 2), Jeff Ngoma (stage de Master puis thèse en cours sur les modélisations

numériques du chapitre 2), Florian Brunier-Coulin (stage de Master sur le paragraphe 3.2).

Ces travaux ont également bénéficiés de plusieurs collaborations fructueuses et je joins donc à mes remerciements : François Nicot, Directeur de Recherche IRSTEA à Grenoble (paragraphe 1.3); Olivier Pouliquen, Directeur de Recherche CNRS à Marseille, (paragraphe 1.4 et 1.6); Guillaume Chambon, Chargé de Recherche IRSTEA à Grenoble (paragraphe 1.5); Jean-Yves Delenne, Directeur de Recherche INRA à Montpellier, et Farhang Radjai, Directeur de Recherche CNRS à Montpellier, (chapitre 2); Bruno Chareyre, Maître de Conférences à l'Institut National Polytechnique de Grenoble, et Eric Vincens, Maître de Conférences à l'Ecole Centrale de Lyon (chapitre 2 et paragraphe 3.2); Yacine Khidas, Maître de Conférences à l'Université de Marne-la-Vallée (paragraphe 3.2).

Chapitre 1

Action hydrodynamique d'appoint menant à une instabilité mécanique : cas de la rupture de pente

Les interactions interparticulaires, qu'elles soient cohésives ou uniquement frictionnelles comme pour les milieux granulaires, permettent à un sol de se maintenir en équilibre jusqu'à un angle limite au-delà duquel il y a rupture de pente et mise en mouvement massive de matériau sous l'effet de la gravité. De façon pragmatique, la géotechnique a distingué différents modes de rupture pour les sols granulaires [49][133]. D'une part, un mode localisé où la déformation du matériau est concentrée dans une faible couche, de l'ordre de 10 tailles de grains et dont la forme est contrôlée par la géométrie et les conditions aux limites : c'est généralement une lentille de sol qui s'effondre en un mouvement de corps rigide au-dessus de la bande de cisaillement. A l'opposé, certains glissements de terrain décrits par les géologues comme superficiels et pouvant parfois donner naissance à des boues torrentielles, généralement après de fortes pluies, font apparaître un mode de rupture diffus [133]. De très nombreux travaux, notamment en géophysique, aussi bien numériques, analytiques qu'expérimentaux, ont été menés sur ces modes de ruptures et permettent de rendre compte de catastrophes naturelles réellement observées sur le terrain [82][90][141], parfois en condition immergée [78]. Des différences en termes de microstructure, visibles notamment par comparaison entre matériaux lâches et denses, semblent être à l'origine de cette variété de comportements comme cela a été mis en évidence de façon spectaculaire il y a quelques années [88]. Une des raisons principales est liée au fait que, pour se déformer, un matériau partant d'un état lâche a besoin de se contracter tandis que celui partant d'un état dense a lui un comportement dilatant. Ce point sera discuté aux paragraphes 1.4.2 et 1.5.

En condition saturée et en présence d'un drainage interne au sein du matériau, de nouvelles contraintes, d'origine hydrodynamiques, s'ajoutent aux contraintes internes purement mécaniques et peuvent modifier les conditions d'équilibre qui régnaient précédemment dans le milieu. On a vu précédemment l'importance de la dilatance lors de la déformation initiale d'un sol, cet effet peut aussi se coupler avec les efforts hydrodynamiques puisque la déformation induit nécessairement une phase transitoire de drainage dans le matériau qui chasse de l'eau pour se contracter ou, au contraire, en aspire en se dilatant. Pour un matériau de faible perméabilité, les efforts hydrodynamiques qui en résultent peuvent être importants et modifier très significativement la dynamique de déstabilisation du système via une rétroaction positive (i.e. ralentissement de la dynamique) pour un état initial

dense et négative (i.e. accélération de la dynamique) pour un état initial lâche [91][92][136][137]. Dans ce cas, le couplage hydrodynamique ne se met en place qu’une fois la condition de perte de stabilité atteinte et la déstabilisation enclenchée. Au contraire, une autre possibilité, notamment pour des matériaux de perméabilités plus élevées, c’est tout simplement que le drainage soit imposé par les conditions de pressions aux frontières du milieu, et non induit par la déformation, établissant ainsi un écoulement d’ensemble au sein du matériau poreux contrôlé par la perméabilité et régi par une loi d’écoulement débit-pression qui, pour des nombres de Reynolds particulière inférieur à 10 [10], est la loi de Darcy. Alors, une modification des conditions hydrauliques (augmentation de la hauteur d’une nappe d’eau suite à des pluies [90], vidange d’un réservoir, périodes de crues) va engendrer l’apparition ou l’évolution de ces contraintes hydrodynamiques internes avec des conséquences directes en termes de stabilité du sol. La cause principale de la déstabilisation reste bien la gravité mais c’est le couplage hydrodynamique, force d’appoint sur l’équilibre du milieu, qui joue le rôle initiateur. C’est principalement cette dernière situation qui est étudiée dans ce chapitre à l’aide de plusieurs séries d’expériences menées avec un dispositif original permettant d’imposer un drainage contrôlé au sein d’une couche granulaire à inclinaison variable.

1.1 Rupture de pente et couplage hydrodynamique

Les interactions interparticulaires, qu’elles soient cohésives ou uniquement frictionnelles comme pour les milieux granulaires, permettent à un sol de se maintenir en équilibre jusqu’à un angle limite au-delà duquel il y a rupture de pente et mise en mouvement massive de matériau sous l’effet de la gravité. De façon pragmatique, la géotechnique a distingué différents modes de rupture pour les sols granulaires [49][133]. D’une part, un mode localisé où la déformation du matériau est concentrée dans une faible couche, de l’ordre de 10 tailles de grains et dont la forme est contrôlée par la géométrie et les conditions aux limites : c’est généralement une lentille de sol qui s’effondre en mouvement de corps rigide au-dessus de la bande de cisaillement. A l’opposé, certains glissements de terrain après de fortes pluies, décrits par les géologues comme superficiels et pouvant parfois donner naissance à des boues torrentielles, font apparaître un mode de rupture diffus [133]. De très nombreux travaux, notamment en géophysique, aussi bien numériques, analytiques qu’expérimentaux, ont été menés sur ces modes de ruptures et permettent de rendre compte de catastrophes naturelles réellement observées sur le terrain [82][90][141], parfois en condition immergée [78]. Des différences en termes de microstructure, visibles notamment par comparaison entre matériaux lâches et denses, semblent être à l’origine de cette variété de comportements comme cela a été mis en évidence de façon spectaculaire il y a quelques années [88]. Une des raisons principales est lui au fait que, pour se déformer, le matériau partant d’un état lâche a besoin de se contracter tandis que celui partant d’un état dense a lui un comportement dilatant. Ce point sera discuter aux paragraphes 1.4.2 et 1.5.

En condition saturé et en présence d’un drainage interne au sein du matériau, de nouvelles contraintes, d’origine hydrodynamiques, s’ajoutent aux contraintes internes purement mécaniques et peuvent modifier les conditions d’équilibre qui régnaient précédemment dans le milieu. On a vu précédemment l’importance de la dilatance lors de la déformation initiale d’un sol, cet effet peut alors se coupler avec l’hydrodynamique puisque la déformation induit nécessairement une phase transitoire de drainage dans le matériau qui chasse de l’eau pour se contracter ou, au contraire, en aspire en se dilatant. Pour un matériau de faible perméabilité, les efforts hydrodynamiques qui en résultent peuvent être importants et modifier très significativement la dynamique de déstabilisation

du système via une rétroaction positive (i.e. ralentissement de la dynamique) pour un état initial dense et négative (i.e. accélération de la dynamique) pour un état initial lâche [91][92][136][137]. Dans ce cas, le couplage hydrodynamique ne se met en place qu’une fois la condition de perte de stabilité atteinte et la déstabilisation enclenchée. Au contraire, une autre possibilité, notamment pour des matériaux de perméabilités plus élevées, c’est tout simplement que le drainage soit imposé par les conditions de pression aux frontières du milieu, et non induit par la déformation, établissant ainsi un écoulement d’ensemble au sein du matériau poreux contrôlé par la perméabilité et régi par une loi d’écoulement débit-pression qui, pour des nombres de Reynolds particulière inférieur à 10 [10], est la loi de Darcy. Alors, une modification des conditions hydrauliques (augmentation de la hauteur d’une nappe d’eau suite à des pluies [90], vidange d’un réservoir, périodes de crues) va engendrer l’apparition ou l’évolution de ces contraintes hydrodynamiques interne avec des conséquences directes en termes de stabilité du sol. La cause principale de la déstabilisation reste bien la gravité mais c’est le couplage hydrodynamique, force d’appoint sur l’équilibre du milieu, qui joue le rôle initiateur. C’est principalement cette dernière situation qui est étudiée dans ce chapitre à l’aide de plusieurs séries d’expériences menées avec un dispositif original permettant d’imposer un drainage contrôlé.

1.2 Conditions expérimentales

Cette étude, dans son ensemble, nécessite de pouvoir tout à la fois imposer un écoulement hydraulique contrôlé dans une couche de matériau granulaire et incliner à loisir cette couche sans modifier pour autant le couplage exercé par l’écoulement au cours d’une telle variation de pente. Par ailleurs, un point qui a été particulièrement travaillé concerne l’influence de la fraction volumique solide initiale du matériau et nécessite donc la possibilité de faire varier sur une large gamme l’état de compacité de l’empilement lors de sa mise en place initiale. Nous avons donc développer un dispositif spécifique ainsi qu’un protocole expérimental capables de répondre à ces différents besoins.

1.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif est constitué d’une cellule rotative parallélépipédique à parois transparentes, de section rectangulaire ($200 \times 50\text{mm}$). Cette géométrie permet de travailler avec des échantillons de matériaux à épaisseur constante, contrairement par exemple à la géométrie fréquemment utilisée des tambours tournants. Ce point est fondamental pour assurer, d’une part, une répartition uniforme des contraintes hydrodynamiques et, d’autre part, une fraction volumique solide initiale qui soit homogène et variable. Par ailleurs, dans cette géométrie, le confinement imposé à l’empilement granulaire entre les faces avant et arrière est de 50mm , soit, comparativement à la taille des grains, une distance suffisamment grande pour s’affranchir d’éventuels effets de taille finie [37] et ce même pour les billes les plus grosses ayant été utilisées ($d = 3\text{mm}$).

La cellule est conçue pour permettre d’imposer un écoulement d’eau au sein de l’échantillon. Pour cela, on génère un écoulement à l’intérieur de la cellule, de haut en bas ou de bas en haut, à travers deux orifices d’alimentation et d’évacuation situés aux extrémités de la cellule. Afin d’homogénéiser l’écoulement, des plaques perforées sont fixées devant les orifices d’alimentation et deux diffuseurs, constitués de billes de gros diamètres (4 à 10mm), sont placés entre ces orifices et l’échantillon granulaire qui repose directement sur le diffuseur du bas. L’écoulement peut-être généré de deux façons : soit par un système de deux réservoirs à débordement, amont et aval, auxquels on impose une différence de hauteur d’eau ; soit, dans la plupart des cas, par une pompe à engrenages travaillant

à débit constant. Une électrovanne placée en amont de la cellule permet d'arrêter l'écoulement sur commande et sera utilisée pour les expérimentations présentées au paragraphe 1.5. Une photographie de la cellule ainsi qu'un schéma de l'ensemble du dispositif dans le cas de l'alimentation par la pompe sont présentés à la figure 1.2.1.

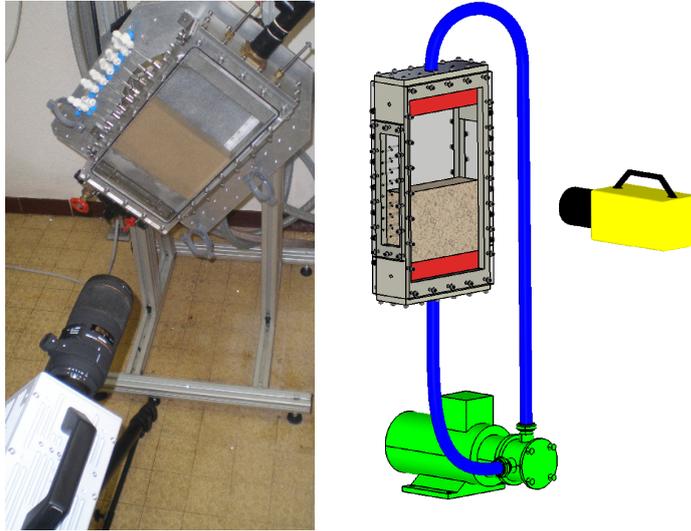


Fig. 1.1 – (a) Photographie de la cellule et de la caméra rapide. (b) Schéma représentant l'alimentation de la cellule par la pompe à engrenages.

1.2.2 Etat initial de l'échantillon

Quelques expériences ont été menées avec des billes de verre monotailles de diamètre compris entre 0,3 et 3mm et de masses volumiques allant de 2470 à 2590 $kg.m^{-3}$. Mais la majeure partie de cette étude a été réalisée avec un sable, référencé sous le nom HN 0,4-0,8 et extrait de la carrière d'Hostun (Drôme) au pied du Vercors. Il s'agit d'un sable légèrement anguleux, de diamètres compris entre 0,4 et 0,8mm avec une valeur médiane proche de 600 μm . Sa masse volumique vaut $\rho_s = 2650kg.m^{-3}$ et son coefficient de frottement statique sur les parois de la cellule en plexiglas a pu être estimé à $\mu_W = 0,36 \pm 0,08$.

Le protocole de mise en place du matériau est le suivant. Une masse m de sable sec est déposée par pluviation dans la cellule, en position verticale et préalablement remplie aux deux tiers d'eau. La cellule est ensuite refermée et totalement remplie en eau puis le matériau est fluidisé par un écoulement d'eau ascendant. Le lit fluidisé ainsi créé est déposé par suppression progressive de l'écoulement. La fluidisation puis la sédimentation contrôlée de l'échantillon créent un empilement lâche, de fraction volumique solide de l'ordre de 0,52-0,53, d'épaisseur constante, qui est en outre homogène et parfaitement reproductible. Pour atteindre des fractions volumiques plus élevées, l'échantillon peut être compacté par secousses en donnant un ou plusieurs coups de maillet sur la cellule. Connaissant la masse de sable introduite, sa masse volumique et les dimensions de la cellule, la mesure de la hauteur de l'échantillon est suffisante pour déterminer la fraction volumique solide de l'empilement avec une incertitude inférieure ou égale à $\pm 5.10^{-3}$. Pour donner une idée de la gamme de fraction volumique accessible avec ce protocole, la figure 1.2 montre les valeurs successives prises

par la fraction volumique solide au cours d'une séquence de 100 coups de maillets.

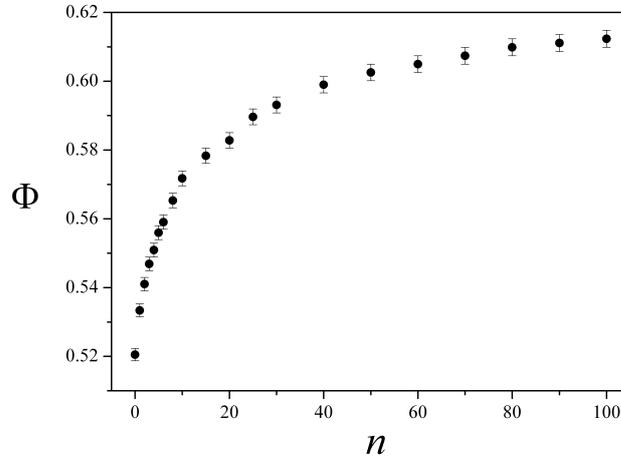


Fig. 1.2 – Courbe représentant, en fonction du nombre de coups de maillet, la compacité d'un échantillon de sable, initialement lâche, mesurée directement au réglet.

En revanche, si l'on utilise des billes à la place du sable, les valeurs obtenues pour la fraction volumique sont plus élevées et la gamme accessible est nettement plus étroite. Il y a donc beaucoup plus de facilité à mener une étude paramétrique sur la fraction volumique solide pour du sable, comme cela sera présenté au cours des paragraphes suivants, plutôt que pour des empilements de billes de verre avec lesquels il est plus particulièrement difficile d'atteindre des états de départ très lâches.

1.2.3 Caractérisation du couplage hydrodynamique

L'utilisation d'un écoulement en charge dans la cellule, et donc à travers la couche de grains supposée homogène et d'épaisseur constante, a l'avantage d'imposer au matériau un gradient de pression uniforme qui reste orienté perpendiculairement à la surface libre de la couche granulaire tant que celle-ci ne s'est pas déstabilisée, et cela quelque soit l'inclinaison de la cellule. Un schéma du système est tracé sur la figure 1.3. Des mesures de pression différentielle ont permis de vérifier que le profil de pression dynamique était bien linéaire, c'est-à-dire que le gradient de pression restait constant dans la couche granulaire qui est donc bien homogène. Dans le repère choisi sur la figure 1.3, ce gradient de pression uniforme s'écrit : $\underline{\text{grad}}\tilde{P} = (\tilde{P}_- - \tilde{P}_+)/He_y$ où \tilde{P}_+ et \tilde{P}_- correspondent respectivement aux pressions dynamiques dans l'écoulement au sommet et à la base de la couche granulaire. On peut également introduire le gradient hydraulique \underline{i} défini par $\underline{\text{grad}}\tilde{P} = -\rho_l g \underline{i}$ où ρ_l est la masse volumique du liquide, c'est-à-dire ici de l'eau.

Deux régimes de couplage hydrodynamique peuvent être définis selon le signe de \underline{i} et avec la convention de signe $\underline{i} = i \underline{e}_y$.

-*Régime stabilisant* ($i > 0$) : écoulement descendant dans le référentiel de la cellule avec une force de traînée dont la composante verticale s'ajoute aux effets de la gravité (tant que l'inclinaison ne dépasse pas 90°).

-*Régime déstabilisant* ($i < 0$) : écoulement ascendant dans le référentiel de la cellule avec une force

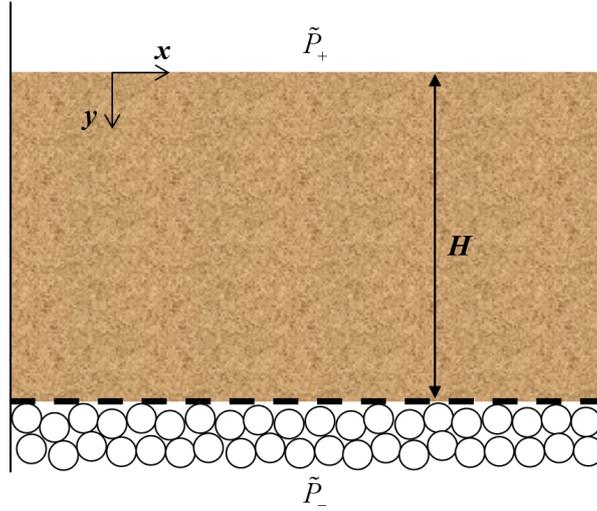


Fig. 1.3 – Représentation schématique de la couche granulaire de hauteur H traversée par un écoulement uniforme.

de traînée dont la composante verticale s'oppose aux effets de la gravité. Le stade ultime du régime déstabilisant correspond au seuil de fluidisation, quand la force de traînée exercée par l'écoulement sur les grains parvient à compenser leur poids immergé. A la verticale, pour une inclinaison nulle, cette condition définit un gradient hydraulique critique de fluidisation i_c qui s'écrit :

$$i_c = \frac{\rho - \rho_l}{\rho_l} = \frac{\Phi(\rho_g - \rho_l)}{\rho_l} \quad (1.1)$$

où $\rho = \Phi\rho_g + (1 - \Phi)\rho_l$ est la masse volumique moyenne du milieu et ρ_g celle des grains.

1.3 Tassement généré par couplage hydrodynamique

1.3.1 Contexte général : compressibilité d'un matériau granulaire

Ce chapitre aborde, comme on l'a dit, les situations où le couplage hydrodynamique a une action complémentaire vis à vis de la gravité et n'est donc pas capable, à lui seul, de mener à la déstabilisation du matériau granulaire. C'est notamment le cas du régime stabilisant tel que l'on vient de le définir, lorsque le couplage agit dans le même sens que le poids. Cependant, cette action qui vient s'ajouter à celle de la gravité a pour effet de comprimer et de tasser l'empilement de grains. Ce tassement par chargement hydrodynamique a été plus particulièrement analysé lorsque la cellule n'est pas inclinée et que la force de traînée générée par l'écoulement liquide est de ce fait co-linéaire au poids.

Le tassement d'un milieu granulaire soumis à un chargement statique fait intervenir plusieurs mécanismes de déformation comme le réarrangement des grains modifiant le squelette granulaire, la déformation des zones de contact, ou encore la déformation plastique des grains si le niveau de contrainte est suffisant, en allant jusqu'à la rupture des grains pour des contraintes très élevées [109][118][124]. On constate que la rigidité d'un sable n'est pas constante mais augmente avec la contrainte appliquée, ce qui peut s'interpréter par un plus grand nombre de contacts par grain au

fur et à mesure que le taux de déformation croît. Cette variation de la rigidité est souvent modélisée par une loi de puissance au sein d'un modèle de compression incrémental reliant un incrément de déformation volumique à un changement infinitésimal de la pression effective [48][64][103] :

$$d\varepsilon = \frac{dp'}{E^*} \quad (1.2)$$

avec une rigidité non linéaire :

$$E^* = E_0 \left(\frac{p'}{p_0} \right)^n \quad (1.3)$$

où E_0 est un module de déformation caractéristique obtenue pour une pression de référence p_0 et où n est un exposant vérifiant $0 < n < 1$.

En conditions œdométriques, c'est-à-dire en considérant les parois comme infiniment rigides et donc indéformables, la pression effective s'écrit :

$$p' = \frac{\sigma'_v + 2\sigma'_h}{3} \quad (1.4)$$

où la contrainte latérale, σ'_h , exprimée en fonction de la contrainte verticale, σ'_v , est :

$$\sigma'_h = \frac{\nu}{1 - \nu} \sigma'_v \quad (1.5)$$

avec ν le coefficient de Poisson du matériau.

A partir des relations précédentes, nous pouvons écrire :

$$d\varepsilon = \left[\frac{1 + \nu}{3(1 - \nu)} \right]^{(1-n)} \frac{p_0^n}{E_0} \frac{d\sigma'_v}{\sigma'^n_v} \quad (1.6)$$

Cette expression n'est que locale et la forme globale après intégration s'écrit :

- si $n = 1$

$$\varepsilon = \frac{p_0}{E_0} \ln \left(\frac{\sigma'_v}{\sigma'_{v0}} \right) \quad (1.7)$$

- si $n \neq 1$

$$\varepsilon = \left[\frac{1 + \nu}{3(1 - \nu)} \right]^{(1-n)} \frac{p_0^n}{E_0(1 - n)} \left(\sigma'^{1-n}_v - \sigma'^{1-n}_{v0} \right) \quad (1.8)$$

Dans le cas $n = 1$, on retrouve à partir de l'équation 1.7, la relation classique de compressibilité d'un sol, appelée également courbe de consolidation :

$$\Delta e = -C_c \ln \left(\frac{\sigma'_v}{\sigma'_{v0}} \right) \quad (1.9)$$

avec e l'indice des vides ($e = 1/\Phi - 1$) et C_c , le coefficient de compressibilité, qui s'écrit ici :

$$\frac{p_0}{E_0} = \Phi_0 C_c \quad (1.10)$$

Φ_0 étant la fraction volumique solide du sol supposé homogène.

1.3.2 Calcul théorique

L'objectif de ce travail théorique est de proposer une expression pour le tassement d'un matériau granulaire soumis à des contraintes verticales modérées en conditions oedométriques. On s'intéresse bien sûr au cas d'une compression générée par couplage hydrodynamique mais également, à fin de comparaison, au cas plus classique d'un tassement provoqué par une surcharge à la surface. De surcroît, on se place ici dans une situation assez originale où la charge appliquée est du même ordre de grandeur que le poids propre du matériau, c'est-à-dire très faible par rapport aux situations couramment rencontrées en géotechnique.

Pour mener à bien ce calcul, nous nous placerons dans le cadre des hypothèses suivantes :

- Le chargement est supposé homogène. Dans le cas d'un chargement surfacique, la contrainte est appliquée uniformément sur toute la surface supérieure de l'échantillon. Dans l'autre cas, l'échantillon qui est homogène est soumis à un écoulement interne uniforme et la force de traînée qui s'exerce sur les grains est donc la même dans tout le matériau.
- Les effets de parois sont supposés négligeables. Avant chargement, l'échantillon est soumis uniquement à son poids propre. En toute rigueur, l'effet du frottement aux parois n'est pas nul. Le frottement aux parois s'oppose au poids propre de l'échantillon granulaire conduisant à un écrantage dépendant des caractéristiques de l'échantillon et de la géométrie dans laquelle il est inséré. Janssen en a proposé un modèle théorique simple. Le raisonnement que nous allons suivre ici ne tient pas compte de l'effet des parois mais un calcul complet dans le cadre du modèle de Janssen peut être mené sans toutefois apporter de modifications importantes vis à vis des prédictions théoriques.
- La compressibilité du milieu suit la relation 1.7, obtenue dans le cas où $n = 1$. Un calcul peut également être mené dans le cas $n \neq 1$ mais n'apportant pas, là encore, de différences marquées, il ne sera pas présenté ici.
- Le tassement est supposé instantané du fait de la perméabilité élevée du sable. Compte tenu de l'amplitude des déformations, nous pouvons nous contenter de nous placer dans l'état final après tassement pour étudier l'équilibre des contraintes.
- Le système est supposé invariant par translation parallèlement à la surface libre du matériau, si bien qu'il y a uniquement dépendance suivant la verticale et que le calcul mené est unidimensionnel.
- Les déformations engendrées dans le matériau sont supposées très petites compte tenu des faibles chargements appliqués. Si l'on note H et Φ la hauteur et la fraction volumique après tassement, on pourra considérer que $H_0 - H \ll H_0$ et $\Phi - \Phi_0 \ll \Phi_0$.

Dans ce paragraphe, le choix du repère utilisé et son origine seront différents de ceux retenus dans le reste du chapitre : ici l'origine est prise à la base du matériau, avec un axe vertical y orienté vers le haut. Ce choix a l'avantage de conserver la même origine pour les différentes configurations : initiale,

après tassement par chargement hydrodynamique et après tassement par surcharge en surface.

Equilibres avant et après chargement

Avant de poursuivre, il faut connaître l'état des contraintes de notre échantillon avant toute sollicitation. En géotechnique, les essais de consolidation sont essentiellement effectués sur des matériaux préconsolidés, qui ont subi des chargements bien supérieurs à leur poids propre. Mais ici nous utilisons des matériaux vierges de toute histoire de chargement, et de plus, comme on l'a déjà précisé, les chargements que nous allons appliquer sont du même ordre de grandeur que le poids immergé du matériau. Il est donc nécessaire de caractériser l'état de contrainte de l'échantillon dans son état de référence préconsolidé par le seul poids immergé.

L'équilibre en contraintes de notre matériau granulaire au repos avant chargement, soumis uniquement à son poids propre, s'écrit simplement :

$$\sigma'_{yy0}(y) = -\Phi_0(\rho_g - \rho_l)g(H_0 - y) \quad (1.11)$$

où H_0 est la hauteur initiale de l'échantillon, Φ_0 sa fraction volumique initiale, ρ_g et ρ_l sont respectivement la masse volumique des grains et du liquide (qui est ici de l'eau), g est la gravité et σ'_{yy0} , la contrainte effective verticale.

Nous allons d'abord évaluer la nouvelle contrainte effective verticale après un tassement par chargement hydrodynamique générant un gradient hydraulique uniforme i . On note H_i et Φ_i la hauteur et la fraction volumique dans la configuration finale. L'équilibre en contrainte effective s'écrit ici :

$$\frac{\partial \sigma'_{yy}}{\partial y} = \Phi_i(\rho_g - \rho_l)g + \frac{\partial \tilde{P}}{\partial y} = \Phi_i(\rho_g - \rho_l)g + \frac{\Delta \tilde{P}}{H_i} \quad (1.12)$$

avec $\Delta \tilde{P}$ la différence de pression dynamique générée par l'écoulement. Comme le gradient de pression est supposé uniforme, l'échantillon reste homogène au cours du tassement et Φ_i est donc constante. On intègre alors facilement l'équation 1.12 pour obtenir la contrainte effective verticale que l'on peut mettre sous la forme :

$$\sigma'_{yy}(y) = -\Phi_i(\rho_g - \rho_l)g(1 + \Lambda)(H_i - y) \quad (1.13)$$

où nous avons introduit la charge adimensionnelle Λ définie comme le rapport entre la charge hydrodynamique appliquée par l'écoulement et le poids immergé de l'échantillon :

$$\Lambda = \frac{\Delta \tilde{P}}{\Phi_0(\rho_g - \rho_l)gH_0} = \frac{i}{i_c} \quad (1.14)$$

étant donné que $i = \Delta \tilde{P}/(\rho_l g H_i)$, que $i_c = \Phi_i(\rho_g - \rho_l)/\rho_l$ et que, par conservation de la masse, $\Phi_i H_i = \Phi_0 H_0$.

Notons que, d'après l'expression 1.13, un chargement hydrodynamique uniforme en volume revient uniquement à modifier la gravité par $g \rightarrow g(1 + \Lambda)$.

Pour les expérimentations qui seront présentées par la suite, ce n'est pas le gradient de pression $\Delta \tilde{P}$ mais le débit Q qui est imposé par l'intermédiaire de la pompe à engrenages. Le débit maximal délivré par la pompe étant de $8L.min^{-1}$, le nombre de Reynolds ne dépasse pas 8 et la loi de Darcy peut être utilisée pour relier le débit au gradient de pression [10] :

$$Q = \frac{Sk}{\eta_l} \frac{\Delta \tilde{P}}{H_i} \quad (1.15)$$

où η_l est la viscosité du liquide et k la perméabilité du milieu pour laquelle on pourra utiliser la loi empirique de Carman-Kozeny [10] :

$$k(\Phi) = \frac{(1 - \Phi)^3}{\Phi^2} \frac{d^2}{180} \quad (1.16)$$

De la même façon que pour i_c , on définit un débit critique, Q_c , débit minimal nécessaire à la fluidisation d'un échantillon de hauteur H_i et de fraction volumique Φ_i :

$$Q_c(\Phi_i) = \frac{S(\rho_g - \rho_l)g}{\eta_l} \Phi_i k(\Phi_i) \quad (1.17)$$

Et la charge adimensionnelle Λ s'écrit finalement :

$$\Lambda = \frac{i}{i_c} = \frac{Q}{Q_c} \quad (1.18)$$

Calculons à présent la contrainte effective verticale après tassement par une surcharge $\Delta\sigma$ appliquée par l'intermédiaire une masse posée sur la totalité de la surface libre de l'échantillon. On note H_σ et Φ_σ la hauteur et la fraction volumique dans la configuration finale. Il faut donc intégrer l'équation suivante :

$$\frac{\partial \sigma'_{yy}}{\partial y} = \Phi_\sigma (\rho_g - \rho_l) g \quad (1.19)$$

avec la condition limite à la surface de l'échantillon :

$$\sigma'_{yy}(y = H_\sigma) = -\Delta\sigma \quad (1.20)$$

A priori, l'échantillon n'est plus homogène et sa fraction volumique dépend de la profondeur y . Cependant, à l'ordre zéro, on peut supposer cette fraction volumique finale Φ_σ à peu près constante dans l'épaisseur de l'échantillon et l'équation 1.19 peut alors être intégrée facilement pour donner :

$$\sigma'_{yy}(y) = -\Phi_\sigma (\rho_g - \rho_l) g (H_\sigma - y) - \Delta\sigma = -(\rho_g - \rho_l) g [\Phi_\sigma (H_\sigma - y) + \Lambda \Phi_0 H_0] \quad (1.21)$$

où nous avons introduit à nouveau la charge adimensionnée Λ égale ici encore au rapport entre la charge appliquée et le poids immergé de l'échantillon :

$$\Lambda = \frac{\Delta\sigma}{\Phi_0 (\rho_g - \rho_l) g H_0} \quad (1.22)$$

Déformation et tassement

Il s'agit ici de mettre en application la relation contrainte-déformation donnée par la formule 1.7 pour chaque type de chargement. Il faut pour cela évaluer le rapport des contraintes effectives verticales après et avant chargement.

Dans le cas du chargement hydrodynamique où la contrainte effective est donnée par l'équation 1.13, ce rapport vaut :

$$\frac{\sigma'_{yy}}{\sigma'_{yy0}} = \frac{\Phi_i H_i (\rho_g - \rho_l) g (1 + \Lambda) (1 - y/H_i)}{\Phi_0 H_0 (\rho_g - \rho_l) g (1 - y/H_0)} \quad (1.23)$$

Soit au premier ordre :

$$\frac{\sigma'_{yy}}{\sigma'_{yy0}} \approx 1 + \Lambda \quad (1.24)$$

En injectant la relation 1.24 dans l'équation 1.7, on trouve bien, comme attendu, que la déformation volumique est uniforme. Le champ de déplacement à l'intérieur du matériau est donc linéaire et s'écrit simplement :

$$u_i(y) = \Delta H_i \frac{y}{H_i} \quad (1.25)$$

avec le tassement global ΔH_i qui est donné par :

$$\Delta H_i = \Delta H^* \ln(1 + \Lambda) \quad (1.26)$$

et où l'on a introduit un tassement caractéristique ΔH^* défini par :

$$\Delta H^* = \Phi_0 H_0 C_c \quad (1.27)$$

On déduit enfin la fraction volumique finale Φ_i de la conservation de la masse qui s'écrit $H_0 \Phi_0 = H_i \Phi_i$. Soit :

$$\Phi_i = \frac{\Phi_0}{1 - \Phi_0 C_c \ln(1 + \Lambda)} \quad (1.28)$$

ou encore :

$$\Phi_i = \frac{\Phi_0}{1 - \Phi_0 C_c \ln\left(1 + Q/Q_c(\Phi_i)\right)} \quad (1.29)$$

Cependant, le débit critique $Q_c(\Phi_i)$ dépendant de la fraction volumique finale Φ_i , la relation 1.29 est une expression implicite nécessitant une résolution numérique. Pour simplifier la résolution, nous pouvons utiliser l'approximation suivante avec une très bonne précision :

$$\Phi_i \approx \Phi_i^{app} = \frac{\Phi_0}{1 - \Phi_0 C_c \ln\left(1 + Q/Q_c(\Phi_0)\right)} \quad (1.30)$$

Dans le cas du chargement par la surface supérieure, le rapport entre les contraintes effectives verticales après et avant chargement s'écrit d'après les équations 1.11 et 1.21 :

$$\frac{\sigma'_{yy}}{\sigma'_{yy0}} = \frac{\Phi_\sigma(H_\sigma - y)}{\Phi_0(H_0 - y)} + \frac{\Lambda H_0}{H_0 - y} \quad (1.31)$$

Au premier ordre, ce rapport se met sous la forme :

$$\frac{\sigma'_{yy}}{\sigma'_{yy0}} \approx 1 + \frac{\Lambda}{1 - y/H_0} \quad (1.32)$$

On remarque ici que le rapport $\sigma'_{yy}/\sigma'_{yy0}$ dépend de la profondeur y et que le matériau ne reste pas homogène au cours du tassement. Par voie de conséquence, la relation de comportement 1.7 ne peut pas être utilisée sur l'ensemble de l'échantillon mais doit être écrite pour une couche infinitésimale d'épaisseur initiale dy_0 et d'épaisseur finale dy_σ . La déformation volumique de cette couche infinitésimale vaut $\varepsilon_\sigma = 1 - dy_\sigma/dy_0$ et, d'après les équations 1.7 et 1.32, elle s'écrit :

$$\varepsilon_\sigma(y) = \Phi_0 C_c \ln\left(1 + \frac{\Lambda}{1 - y/H_0}\right) \quad (1.33)$$

Lors du tassement, la masse de la couche infinitésimale est conservée :

$$\Phi_0 dy_0 = \Phi_\sigma(y) dy_\sigma = \Phi_\sigma(y) (1 - \varepsilon_\sigma(y)) \quad (1.34)$$

D'où l'on calcule la fraction volumique après tassement en fonction de la profondeur y :

$$\Phi_\sigma(y) = \frac{\Phi_0}{1 - \Phi_0 C_c \ln \left(1 + \frac{\Lambda}{1-y/H_0} \right)} \quad (1.35)$$

A partir de l'expression 1.33 de la déformation volumique, on trouve le champ de déplacement par intégration entre 0 et y :

$$u_\sigma(y) = \int_0^y \varepsilon_\sigma(y') dy' = \Delta H^* \left[(1 + \Lambda) \ln \left(1 + \Lambda \right) + \left(1 - \frac{y}{H_0} \right) \ln \left(1 - \frac{y}{H_0} \right) - \left(1 + \Lambda - \frac{y}{H_0} \right) \ln \left(1 + \Lambda - \frac{y}{H_0} \right) \right] \quad (1.36)$$

avec ΔH^* qui est le tassement caractéristique donné par l'équation 1.27.

Le tassement global s'écrit quant à lui :

$$\Delta H_\sigma = u_\sigma(y = H_\sigma) \approx \Delta H^* \left[(1 + \Lambda) \ln (1 + \Lambda) - \Lambda \ln (\Lambda) \right] \quad (1.37)$$

En guise de comparaison entre les deux types de chargement, les profils de fraction volumique, Φ_i et Φ_σ , et de déplacement, $u_i(y)$ et $u_\sigma(y)$, sont tracés respectivement sur la figure 1.4 et sur la figure 1.5 pour $\Lambda = 1$ et $\Lambda = 3$. Les tassements d'ensemble ΔH_i et ΔH_σ sont quant à eux reportés sur la figure 1.6. Toutes ces courbes théoriques ont été obtenues pour des valeurs de paramètres typiques de nos expérimentations, à savoir : $C_c = 1, 3 \cdot 10^{-2}$, $\Phi_0 = 0, 53$, $\rho_g = 2, 65 g \cdot cm^{-3}$, pour une masse totale de sable $M = 2000g$, soit une hauteur initiale $H_0 = 14, 2cm$.

D'après la figure 1.4, on peut constater que l'écart entre la fraction volumique initiale et celle obtenue après tassement reste limité. Dans le cas du chargement en surface, l'écart ne dépasse pas 4%, ce qui nous permet de vérifier que l'échantillon est pratiquement homogène après tassement. Notons que dans les deux cas de chargement, la fraction volumique à la base de l'échantillon est la même. Et, en effet, sur la figure 1.5, l'écart entre le déplacement par chargement de surface et le déplacement par chargement en volume est nul en $y = 0$ puis augmente au fur et à mesure que l'on se rapproche de la surface supérieure. Cet effet est moins prononcé à plus forte charge Λ et disparaît pratiquement pour des chargements importants, justifiant ainsi l'hypothèse couramment utilisée en géomécanique qui consiste à négliger les variations de contraintes de préconsolidation dues au poids propre du matériau au regard des contraintes de consolidation qui sont beaucoup plus élevées.

Enfin, la figure 1.6 montre que le tassement global du matériau granulaire est plus important, à chargement égal, avec une surcharge de surface qu'avec le couplage hydrodynamique en volume. En revanche, celui-ci a le grand avantage de préserver l'homogénéité de l'échantillon.

1.3.3 Expériences et confrontation à la théorie

Réalisation expérimentale

Ces expérimentations ont été réalisées avec le même dispositif que celui présenté au paragraphe 1.2 sans utiliser la possibilité d'incliner la cellule, celle-ci restant ici à la verticale. Le char-

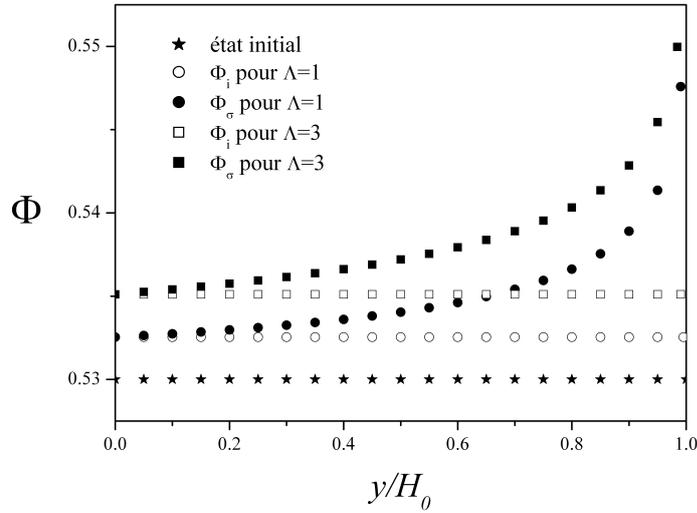


Fig. 1.4 – Profil vertical de fraction volumique obtenu pour une charge adimensionnée $\Lambda = 1$ (cercles) et $\Lambda = 3$ (carrés), pour un chargement à la surface (symboles pleins) et pour un chargement dans le volume (symboles vides). Le profil de l'état initial est également représenté (étoiles noires)

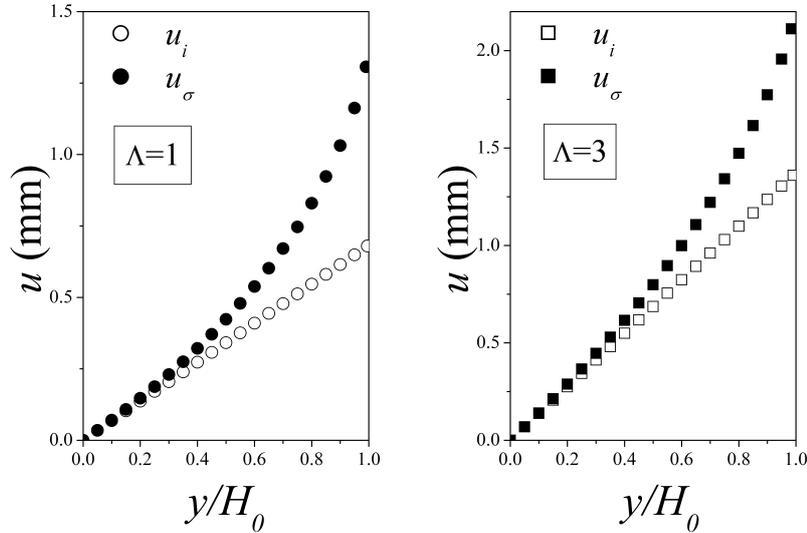


Fig. 1.5 – Profil vertical de déplacement axial obtenu pour une charge adimensionnée $\Lambda = 1$ (cercles) et $\Lambda = 3$ (carrés), pour un chargement à la surface (symboles pleins) et pour un chargement dans le volume (symboles vides)

gement par couplage hydraulique est obtenu directement en imposant un écoulement descendant dans la cellule. En revanche, le chargement à la surface supérieure s'avère plus délicat à mettre en place dans cette géométrie rectangulaire contrairement à l'essai oedométrique classique en géométrie cylindrique, lequel essai est essentiellement dédié à la consolidation au cours du temps sur des échantillons à faible perméabilité. Ici, le chargement surfacique nécessite de retirer le couvercle de

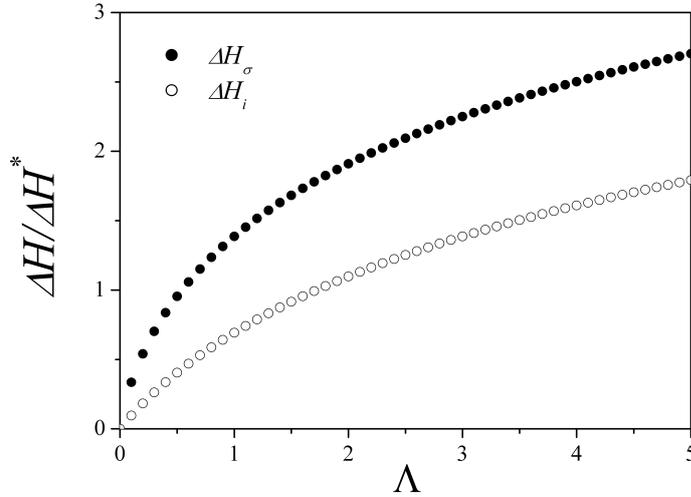


Fig. 1.6 – Tassement global normalisé d’un échantillon de sable tracé en fonction de la charge adimensionnée Λ pour un chargement à la surface (cercles pleins) et pour un chargement dans le volume (cercles vides).

la cellule de manière à placer directement des masses sur la surface supérieure de l’échantillon. Les masses à disposition étant trop grandes pour rentrer à l’intérieur de la cellule, il a fallu fabriquer une pièce intermédiaire de réhausse permettant de sortir de la cellule et sur laquelle viennent s’appuyer les masses de chargement. La réhausse a une section légèrement inférieure à celle de la cellule pour éviter les problèmes de frottement aux parois latérales de cette dernière. Mais, du fait de ce jeu, la réhausse risque de s’incliner jusqu’à venir se mettre en appui sur une des parois de la cellule. Le chargement en est alors fortement altéré : il n’est généralement plus uniforme sur toute la surface supérieure du matériau granulaire et la charge totale se trouve écrantée par le frottement au contact entre la réhausse et la paroi latérale. N’ayant pas l’objectif de développer un essai oedométrique en géométrie rectangulaire, nous n’avons pas cherché à perfectionner le système de réhausse mais la procédure suivie a été de rejeter tout essai sur lequel il est constaté que le champ de déplacement n’est pas uniforme.

L’analyse quantitative de la déformation se fait par comparaison entre l’image de la couche granulaire initiale et son image une fois le chargement appliqué, en volume ou en surface. Un algorithme de corrélation d’images est utilisé pour remonter au champ de déplacement au sein de matériau granulaire. Nous avons travaillé ici avec le logiciel libre DPIVsoft [125] qui sera décrit un peu plus en détails au paragraphe 1.5. En pratique, dès que le déplacement maximal dépasse environ $0,5\text{mm}$, la corrélation devient mauvaise près de la surface supérieure car les déplacements y sont trop élevés vis à vis de la résolution spatiale du champ de corrélation. Pour remédier à ce problème, il suffit de filmer toute la phase de chargement, de calculer les corrélations sur plusieurs paires d’images successives et d’en déduire le déplacement cumulé. Des exemples de champs de déplacement ainsi obtenus par chargement en volume et chargement en surface sont présentés à la figure 1.7.

Comme on peut le voir sur cette figure 1.7, il y a un effet de bord important au niveau des parois

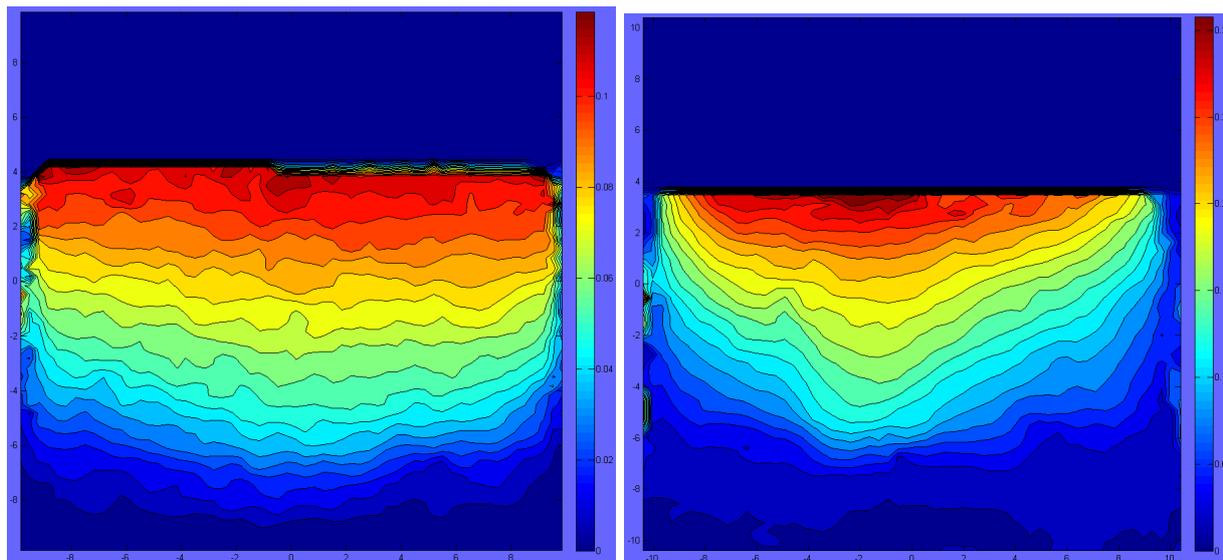


Fig. 1.7 – Exemples typiques de champ de déplacement, tracés en isovaleurs : (a) pour un chargement dans le volume et (b) pour un chargement à la surface. L'échelle des déplacements est en centimètre.

latérales et le déplacement réel n'est pas unidimensionnel comme cela a été supposé dans le calcul théorique. Cela est particulièrement visible pour le champ de déplacement induit par chargement en surface. Pour comparer les mesures avec ces prédictions théoriques, le déplacement vertical $u(y)$ est moyenné spatialement sur l'ensemble du champ de déformation à l'exception des valeurs obtenues à proximité immédiate des parois latérales. On en tire également la valeur du tassement total de l'échantillon ΔH avec une précision inférieure ou égale à $0,03mm$. Notons en revanche qu'il n'y a pas possibilité ici de mesurer le profil vertical de fraction volumique.

A notre connaissance, peu d'études ont été menées sur ce type de profil de déformation et il n'existe visiblement pas de mesures telles que celles présentées ici. Dans la littérature, on peut trouver seulement des simulations numériques 2D de la compression uniaxiale d'un échantillon granulaire avec prise en compte du frottement aux parois, [63]. Le champ de déformation verticale calculé aux parois latérales y est qualitativement compatible avec notre prédiction théorique, équation 1.36. Plus récemment et dans pratiquement la même géométrie que la notre, le déplacement interne induit non pas par un chargement uniforme sur toute la surface mais seulement au niveau d'un poinçon, ou pénétromètre, a été mesuré expérimentalement soit par microtomographie à rayons X [59][117], soit par visualisation directe [110][169]. Lorsqu'elle a été mesurée [59][169], l'allure de la déformation verticale est qualitativement similaire à notre prédiction théorique développée précédemment et à nos résultats expérimentaux présentés ci-dessous. Il n'y a en revanche aucun précédent relatif au chargement par couplage hydrodynamique dans le volume.

Comparaison entre mesures expérimentales et prédictions théoriques

La première comparaison qui peut être réalisée concerne la mesure du tassement global induit par le chargement. Elle est illustrée à la figure 1.8 où sont tracés en fonction de la charge adimensionnée Λ les tassements d'ensemble ΔH_i et ΔH_σ mesurés respectivement pour un chargement par couplage hydrodynamique en volume et pour une surcharge imposée en surface.

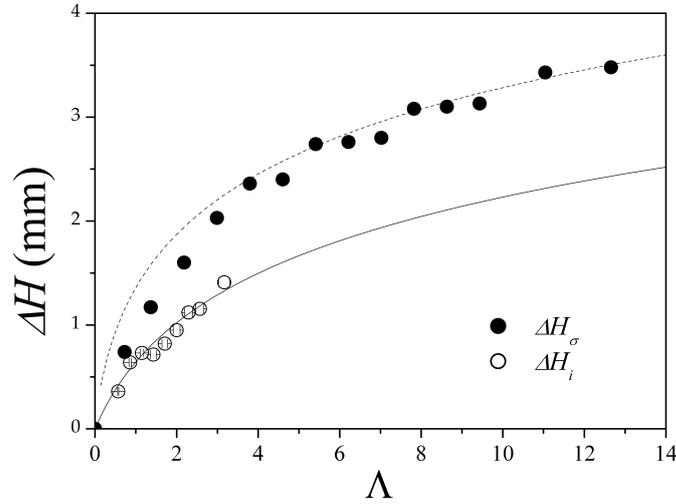


Fig. 1.8 – Tassement total en fonction de la charge adimensionnée pour un chargement surfacique (cercles pleins) et un chargement volumique (cercles vides). Les lignes sont les meilleurs fits des prédictions théoriques données respectivement par l'équation 1.37 (en tiret) et l'équation 1.26 (trait continu).

Il est alors possible de tester l'ajustement des prédictions théoriques 1.26 et 1.37 sur ces points expérimentaux avec le tassement caractéristique ΔH^* comme paramètre libre. A noter toutefois que, dans le cas du chargement un surface et malgré les précautions déjà évoquées ci-dessus, du frottement persiste entre la réhausse et la cellule, frottement qui a pour effet de générer des phases de blocage de la réhausse qui peut encaisser des incréments de masse non transmis au matériau. Comme on le voit sur la figure 1.8, cela provoque des plateaux dans la courbe $\Delta H_\sigma = f(\Lambda)$. L'ajustement de la loi théorique 1.37 a été réalisé sur les premières valeurs de ces plateaux. Il y a globalement un bon accord entre la théorie et les valeurs expérimentales avec des valeurs de ΔH^* égales respectivement à $\Delta H^* = 0.93mm$ pour un chargement dans le volume et $\Delta H^* = 0.98mm$ pour un chargement en surface. Notons toutefois une surestimation du modèle pour les faibles charges dans le cas du chargement en surface qui est très vraisemblablement causée par le frottement entre réhausse et cellule déjà évoqué ci-dessus.

Pour tester d'avantage la prédiction théorique dans le cas du chargement par couplage hydrodynamique, le liquide a été changé et, pour une série de mesures, l'eau a été remplacée par un mélange eau-glycérine contenant 75% de glycérine. La densité et la viscosité cinématique de ce mélange sont respectivement $\rho_m = 1,18.10^3 kg.m^{-3}$ et $\eta_m \approx 7,9cP$ (mesurée par un viscosimètre à bille). Le tassement total obtenu avec ce mélange eau-glycérine est présenté sur la figure 1.9. On peut y vérifier que les tassements sont différents lorsque tracés en fonction du débit mais similaires lorsque tracés en fonction de la charge adimensionnée Λ .

La figure 1.10 montre le déplacement vertical $u_\sigma(y)$ correspondant aux expérimentations de chargement en surface présentées sur la figure 1.8 où la valeur $\Delta H^* = 0,98mm$ a été obtenue par

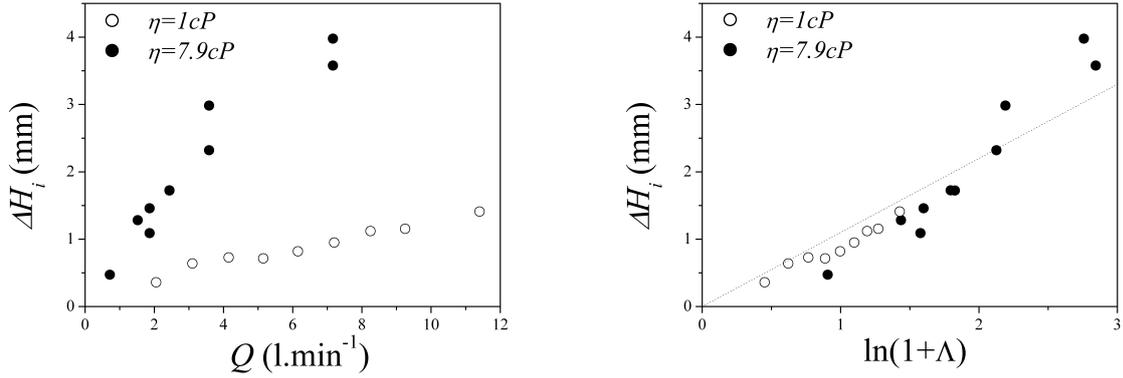


Fig. 1.9 – Tassement total en fonction de : (a) le débit; (b) la charge adimensionnée Λ . Le chargement est obtenu avec de l'eau (cercles vides) et le mélange eau-glycérine (cercles pleins). La ligne en pointillés est le meilleur fit de la prédiction théorique donnée par l'équation 1.26 avec $\Delta H^* = 1,10\text{mm}$.

ajustement. Nous l'avons déjà vu et signalé, la prédiction théorique donnée par l'équation 1.36 est satisfaisante pour les plus hauts niveaux de chargement alors qu'elle surestime les mesures obtenues pour les faibles charges. Et, pour rappel, nous supposons que cet écart est causé par les problèmes spécifiques au protocole de chargement surfacique issus du frottement de l'ensemble du système de chargement sur la cellule.

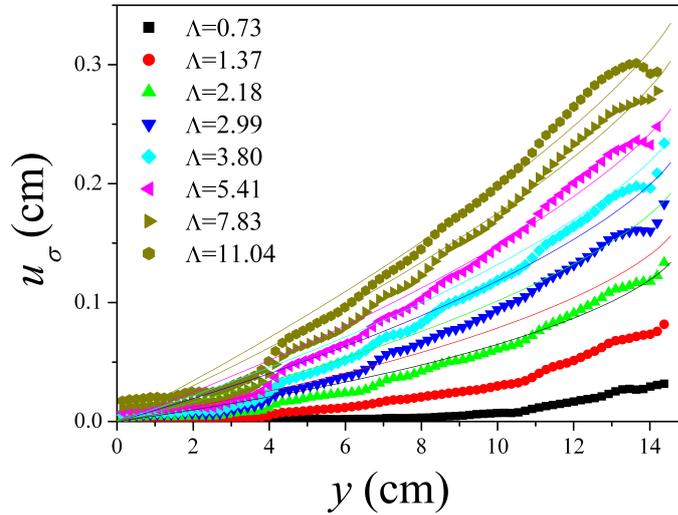


Fig. 1.10 – Profil du déplacement vertical moyen $u_\sigma(y)$ obtenu par chargement en surface pour des valeurs successives de charge adimensionnée Λ . Les lignes correspondent à l'expression théorique donnée par l'équation 1.36 avec $\Delta H^* = 0,98\text{mm}$, valeur obtenue précédemment par ajustement de la figure 1.8.

Pour comparaison, les déplacements verticaux $u_i(y)$ obtenus pour plusieurs chargements volumiques sont représentés figure 1.11 en utilisant la valeur $\Delta H^* = 0,93\text{mm}$. Dans ce cas, l'expression

théorique donnée par l'équation 1.25 est en très bon accord avec les données expérimentales et la linéarité du profil est clairement démontrée.

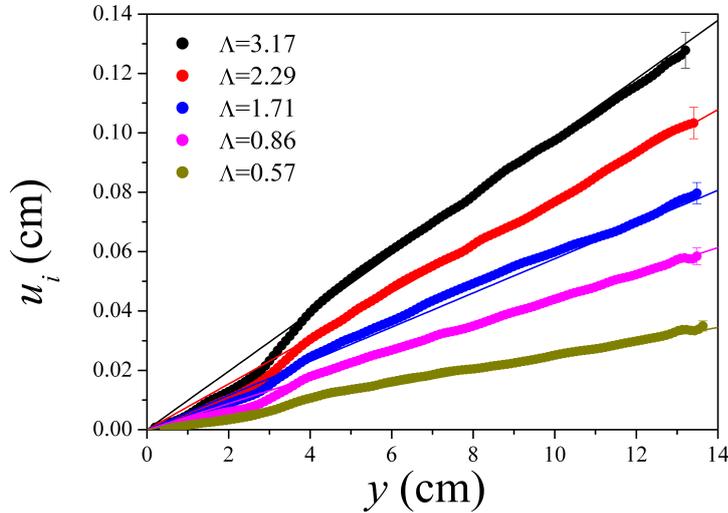


Fig. 1.11 – Profil du déplacement vertical moyen $u_i(y)$ obtenu par chargement dans le volume pour différentes valeurs de charge adimensionnée Λ . Les lignes correspondent aux expressions théoriques données par l'équation 1.25 avec $\Delta H^* = 0,93\text{mm}$, valeur obtenue précédemment par ajustement sur la figure 1.8.

On peut remarquer sur les figures 1.10 et 1.11 que le déplacement vertical est systématiquement sous-estimé au fond de l'échantillon, dans la zone $0 < y < 4\text{cm}$. Ceci est simplement dû à un artefact de calcul causé par la superposition de deux motifs sur l'image prise. En effet, la paroi est abîmée à cet endroit et présente ainsi un motif fixe contrairement au sable qui s'est déplacé vers le bas : l'algorithme PIV détermine alors un déplacement sous estimé, combinaison entre un déplacement nul relatif au motif de la zone endommagée et celui du sable.

Notons enfin que pour la même série de manipulations, reportée sur la figure 1.11, on a également calculé le profil de déplacement horizontal qui n'est pas nul mais reste en tout point négligeable par rapport à la composante verticale : il y a plus d'un facteur dix entre déplacement horizontal et déplacement vertical.

1.4 Seuil de stabilité

1.4.1 Influence du couplage

Le but est ici de caractériser l'influence du couplage hydrodynamique sur la valeur du seuil de stabilité, c'est-à-dire l'angle limite de stabilité du milieu granulaire lorsque celui-ci est incliné vis à vis de la gravité. On se place pour cela dans le cadre d'un écoulement liquide homogène qui traverse une couche de grains d'épaisseur constante H . L'intensité de l'écoulement sera quantifiée par l'intermédiaire d'un gradient de pression, uniforme, au sein du matériau. On utilisera plus précisément la

forme adimensionnée présentée au paragraphe 1.2.1 qui correspond au gradient hydraulique i . Une approche en deux temps a été suivie : un calcul théorique est d'abord développé puis confronté à des mesures expérimentales.

Prédiction théorique

Le calcul théorique peut être mené de deux façon totalement indépendantes mais qui fournissent toutes les deux la même formule permettant de relier l'angle limite de stabilité θ_{ins} au gradient hydraulique i .

Le premier raisonnement consiste à écrire l'équation d'équilibre en contraintes du système supposé continu et bidimensionnel :

$$\text{div}\underline{\underline{\sigma'}} - \underline{\underline{grad}}P + \rho\underline{\underline{g}} = \underline{\underline{0}} \quad (1.38)$$

avec $\underline{\underline{\sigma'}}$ le tenseur des contraintes effectives, P la pression du liquide et ρ la masse volumique du milieu diphasique.

On a vu précédemment (paragraphe 1.2.1) que, par définition, le gradient hydraulique i était proportionnel à la composante non-hydrostatique du gradient de pression :

$$\rho_l g i = -\underline{\underline{grad}}\tilde{P} = -\underline{\underline{grad}}P + \rho_l \underline{\underline{g}} \quad (1.39)$$

où ρ_l est la masse volumique du liquide, c'est-à-dire ici de l'eau.

On fera le choix d'une origine située à la surface supérieure du matériau granulaire, d'un axe x orienté dans le sens de la pente et d'un axe y orienté vers l'intérieur de la couche granulaire, conformément au schéma de la figure 1.3. Moyennant l'hypothèse d'une pente infinie, i.e. invariance par translation le long de la pente, les termes non nuls du tenseur de contraintes s'expriment simplement en fonction de i et de θ , l'inclinaison de la pente :

$$\sigma'_{xy} = (\rho - \rho_l)g \sin \theta y \quad (1.40)$$

$$\sigma'_{yy} = (\rho - \rho_l)g \left(\cos \theta + \frac{i}{i_c} \right) y \quad (1.41)$$

où l'on retrouve $i_c = (\rho - \rho_l)/\rho_l$, le gradient critique déjà introduit au paragraphe 1.2.1 dans l'équation 1.1.

On suppose ensuite, pour le matériau considéré ici, un critère de stabilité de Mohr-Coulomb dont il a été montré qu'il était une condition nécessaire et suffisante de stabilité [27] :

$$|\sigma'_{xy}| < \tan \varphi |\sigma'_{yy}| \quad (1.42)$$

où $\mu = \tan \varphi$ apparaît comme un coefficient de frottement effectif. Notons que le lien possible entre φ et l'angle de frottement interne du géomécien n'est pas trivial.

Finalement, après quelques lignes de calcul, la relation entre l'angle maximum de stabilité θ_{ins} et le gradient hydraulique i s'écrit :

$$\theta_{ins}(i) = \varphi + \arcsin \left(\frac{i}{i_c} \sin \varphi \right) \quad (1.43)$$

Notons que ce résultat est un cas particulier de l'expression plus générale donnant l'angle de stabilité d'un massif incliné pour un drainage interne quelconque [67][89].

Un résultat tout à fait similaire peut être obtenu par un raisonnement différent où l'on cherche cette fois à écrire, dans une approche discrète, l'équilibre mécanique d'un grain situé au dessus de la couche granulaire et soumis à la fois à la gravité et à la force de traînée induite par l'écoulement liquide. La situation est schématisée à la figure 1.12.

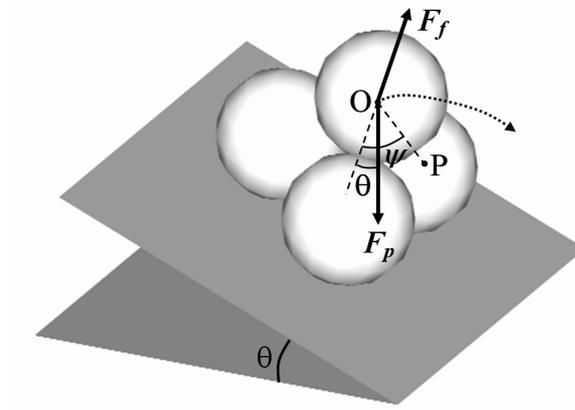


Fig. 1.12 – Représentation schématique d'un grain placé au sommet d'une couche inclinée de grains de même taille. O désigne le centre de gravité du grain, P le point de pivot, θ l'inclinaison moyenne et ψ l'angle qui définit le piégeage géométrique du grain. F_p correspond au poids immergé du grain et F_f désigne la force de traînée moyenne, orientée perpendiculairement à la surface libre du matériau.

On suppose que la perte d'équilibre se fait par roulement et on désigne par P le point de pivot autour duquel s'initie le mouvement du grain dont le centre de gravité est noté O. Par définition du point pivot, le moment résultant des forces de contact s'annule en P et seules les autres forces doivent être prises en compte : le poids immergé F_p (i.e. poussée d'Archimède incluse) et la force de traînée F_f qui est orientée perpendiculairement à la surface libre de la couche de grains. La condition de mise en mouvement du grain est celle d'un moment résultant positif, ce qui s'écrit :

$$F_f \cdot OP \cdot \sin(\psi) > F_p \cdot OP \cdot \sin(\psi - \theta) \quad (1.44)$$

Ou encore :

$$\frac{F_f}{F_p} > \cos \theta \left[1 - \frac{\tan \theta}{\tan \psi} \right] \quad (1.45)$$

Comme chaque grain de la couche du dessus a une configuration géométrique différente, l'équation 1.45 doit être moyennée sur l'ensemble de ces configurations. En désignant par $\langle \dots \rangle$ cette moyenne, on obtient

$$\frac{\langle F_f \rangle}{F_p} > \cos \theta \left[1 - \frac{\tan \theta}{\tan \Psi} \right] = \frac{\sin(\Psi - \theta)}{\sin \Psi} \quad (1.46)$$

Avec un angle Ψ qui est défini par :

$$\frac{1}{\tan \Psi} = \left\langle \frac{1}{\tan \psi} \right\rangle \quad (1.47)$$

On a supposé ici tous les grains identiques et soumis donc au même poids immergé. Quant à la force de traînée moyenne $\langle F_f \rangle$, on la calcule en suivant la méthode proposée par Vardoulakis [174] qui suppose que le gradient de pression s'exerçant sur les grains de la couche supérieure est le même que celui généré dans l'ensemble de l'empilement granulaire, soit $\underline{grad} \tilde{P} = -\rho_l \underline{g}$. Notons que dans un calcul similaire à celui-ci, van Rhee et Bezuijen [153] supposent eux, au contraire, que la force

de traînée est plus faible à la surface supérieure que dans le reste du matériau et ils proposent pour celle-ci une expression empirique qui ne nous semble pas justifiée.

La force de traînée totale est donc égale à l'opposé de ce gradient mutiplié par le volume total du milieu, noté Ω . Il faut ensuite diviser par le nombre total de grains N pour obtenir la force de traînée moyenne exercée sur un grain :

$$\langle F_f \rangle = \frac{\rho_l g i \Omega}{N} = \frac{\rho_l g i v_g}{\Phi} \quad (1.48)$$

où v_g est le volume d'un grain et Φ la fraction volumique solide de l'empilement granulaire. En remarquant que le poids immergé d'un grain vaut $F_p = v_g(\rho_g - \rho_l)g$ (ρ_g étant ma masse volumique des grains), l'équation 1.48 peut s'écrire

$$\langle F_f \rangle = \frac{i}{i_c} F_p \quad (1.49)$$

où l'on a introduit ici encore le gradient critique de fluidisation i_c .

Et donc finalement, en injectant la relation 1.49 dans la condition de mise en mouvement donnée par l'équation 1.46, on retrouve la formule 1.43 mais avec cette fois l'angle Ψ à la place de l'angle φ . Notons que ce résultat n'est pas surprenant puisque, pour calculer $\langle F_f \rangle$, on s'est placé dans un approche de champ moyen qui est ici équivalente à l'hypothèse de milieu continu. En revanche, cela permet de donner à ces deux angles des interprétations complémentaires en termes de frottement effectif et d'angle moyen de piégeage géométrique mais qui, d'après l'équation 1.43, correspondent en fait toutes deux à l'angle limite de stabilité en condition hydrostatique : $\varphi = \Psi = \theta_{ins}(0)$. On retiendra finalement pour la suite l'expression générale suivante :

$$\theta_{ins}(i) = \theta_{ins}(0) + \arcsin\left(\frac{i}{i_c} \sin[\theta_{ins}(0)]\right) \quad (1.50)$$

Par comparaison avec les expressions trouvées dans la littérature, l'équation 1.50 est identique, à la convention de signe pour i près, aux calculs proposés pour un milieu continu [67][89][153] et pour un grain individuel en équilibre à petit nombre de Reynolds [51][114]. Il y a en revanche des différences avec d'autres calculs de grain seul en équilibre à faible [153] et grand [51] nombre de Reynolds, et de calcul par approche de type milieu continu [51]. L'expression proposée ici a l'avantage d'unifier les deux approches, discrète et continue, et d'être valable aussi bien pour des valeurs négatives que positives de i , à condition toutefois que le seuil de fluidisation défini au paragraphe 1.2.1 ne soit pas dépassé. De plus, elle ne présente aucun paramètre ajustable puisque i_c est donné par l'équation 1.1 et que $\theta_{ins}(0)$ peut être mesurée directement.

On peut également noter que l'approche discrète et l'angle moyen Ψ qui en découle donnent une interprétation plus fine du seuil de stabilité et permettent même d'en fournir un ordre de grandeur dans le cas idéal d'un empilement régulier de sphères. En effet, pour une sphère au sommet d'un tel empilement (cf figure 1.12), la déstabilisation la plus facile se fait par roulement entre deux sphères voisines tandis que dans le scénario le plus stable, la sphère doit rouler au-dessus d'une seule de ces sphères voisines. On peut simplement calculer l'angle ψ dans chacun de ces deux cas limites : $\tan \psi_{min} = \frac{\sqrt{2}}{4}$ et $\tan \psi_{max} = \frac{\sqrt{2}}{2}$. Dans la situation où il n'y a pas d'écoulement et de force de traînée associée, il existe une expression générale pour ψ en fonction de ϕ qui désigne l'angle entre la direction de la plus forte pente et l'orientation locale de l'arrangement régulier des sphères : $\psi(\phi) = \arctan[(\sqrt{2}/4) \cos(\pi/3 - \phi)]$ avec $0 < \phi < \pi/3$ [2]. Pour les deux cas extrêmes $\phi = 0$ et $\phi = \pi/3$, on retrouve bien les valeurs $\tan \psi_{max}$ et $\tan \psi_{min}$. Comme ϕ est distribué de façon

équiprobable à la surface supérieure de l'empilement, un angle moyen a pu être calculé directement [2] : $\langle \psi \rangle = (3/\pi) \int_0^{\pi/3} \psi(\phi) d\phi \simeq 23.4^\circ$. Ici, comme on l'a vu, la présence de la force de traînée impose une expression un peu différente pour Ψ à travers la relation 1.47 dont le calcul donne ici :

$$\frac{1}{\tan \Psi} = \frac{3}{\pi} \int_0^{\pi/3} \frac{d\phi}{\tan \psi(\phi)} = \frac{3\sqrt{6}}{\pi} \quad (1.51)$$

On trouve ainsi une valeur à peine différente, $\Psi \simeq 23.1^\circ$, dont on verra au paragraphe suivant qu'elle fournit un bon ordre de grandeur vis à vis des résultats expérimentaux obtenus pour des empilements de billes sphériques.

Confrontation aux résultats expérimentaux

On présente ici des mesures réalisées pour des empilements de billes de verre, de diamètre d compris entre 0,3 et 3mm, et pour le sable d'Hostun HN 0,4-0,8 déjà présenté au paragraphe 1.2.2. Dans ces expériences, la procédure n'était pas encore exactement celle décrite au paragraphe 1.2.2 puisque le dépôt était réalisé, après fluidisation préalable, par arrêt de l'écoulement et donc simple sédimentation. Les empilements ainsi obtenus ont une fraction volumique solide de départ qui est intermédiaire entre lâche et dense ($\Phi \sim 0,60$ pour les billes de verre et $\Phi \approx 0,55$ pour le sable) et, de ce fait, comme cela sera discuté en détail au paragraphe 1.5, la déstabilisation de pente obtenue en inclinant la cellule est une avalanche de surface. La procédure exacte suivie ici consiste à imposer un gradient hydraulique i puis à incliner lentement la cellule jusqu'à ce qu'une avalanche soit déclenchée à la surface supérieure de l'échantillon. On relève alors l'angle correspond $\theta_{ins}(i)$. En guise d'exemple, la courbe de la figure 1.13 regroupe les mesures obtenues avec des billes de 1mm et pour deux hauteurs d'échantillon : $H = 12,0cm$ et $H = 18,4cm$.

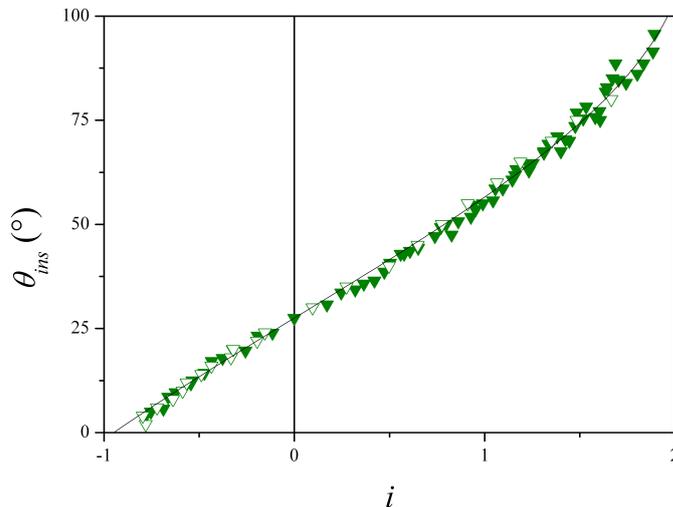


Fig. 1.13 – Dépendance de l'angle limite de stabilité θ_{ins} avec le gradient hydraulique i dans deux empilements de billes de verre de 1mm de fraction volumique solide $\Phi \approx 0.60$ et d'épaisseurs respectives $H = 12,0cm$ (symboles pleins) et $H = 18,4cm$ (symboles creux). La courbe en trait plein correspond à la prédiction théorique de l'équation (1.50) avec $i_c = 0,95$ et $\theta_{ins}(0) = 27,5^\circ$.

Comme on peut le voir sur cette courbe, les mesures sont en accord entre elles et s'alignent en

outre sur la prédiction théorique donnée par l'équation 1.50 avec les paramètres imposés $i_c = 0,95$ (valeur tirée de l'Eq. 1.1) et $\theta_{ins}(0) \approx 27,5 \pm 0,5^\circ$ (valeur obtenue par mesure directe). Notons que cette dernière valeur est assez proche que l'ordre de grandeur calculé juste avant pour Ψ . Il en est de même pour les valeurs obtenues avec les autres billes de verre, de diamètre allant de $0,3$ à $3mm$, qui restent dans la gamme $26^\circ < \theta_{ins}(0) < 32^\circ$. Au contraire, la valeur trouvée pour le sable est beaucoup plus élevée, de l'ordre de 45° , et s'explique par l'effet de l'angularité et de la rugosité des grains comparativement aux billes sphériques beaucoup plus lisses. Dans un diagramme représentant $\theta_{ins}(i) - \theta_{ins}(0)$ en fonction de $\sin(\theta_{ins}(0))i/i_c$, il est possible de regrouper l'ensemble des mesures et de vérifier qu'il y a, là encore, un excellent accord avec la prédiction théorique qui s'écrit avec ce jeu de coordonnées : $y = \arcsin(x)$. Ces résultats sont présentés sur la figure 1.14.

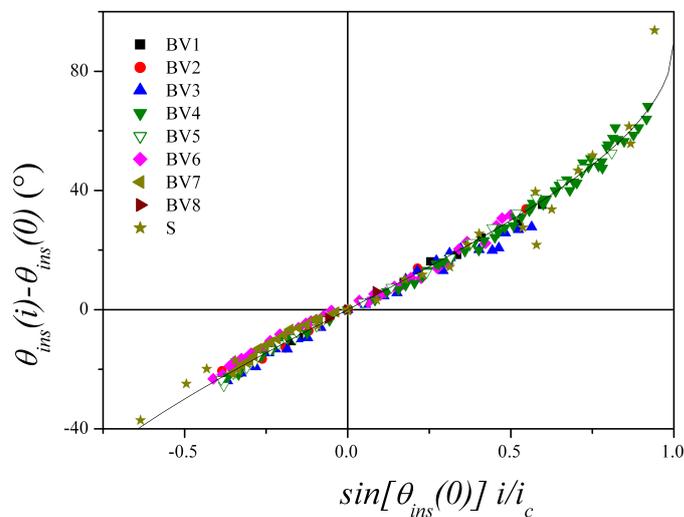


Fig. 1.14 – Regroupement de l'ensemble des mesures lorsque l'on trace $\theta_{ins}(i) - \theta_{ins}(0)$ en fonction de $\sin[\theta_{ins}(0)]i/i_c$. La courbe en trait plein correspond à la prédiction théorique donnée ici simplement par la fonction $f(x) = \arcsin(x)$. Ces valeurs ont été mesurées pour plusieurs empilements de billes de verre (BV) et un empilement de sable (S) : (BV1) $0,3 < d < 0,4mm$ et $H = 8,7cm$; (BV2) $0,4 < d < 0,6 mm$ et $H = 16,5cm$; (BV3) $0,5 < d < 0,75mm$ et $H = 16,4cm$; (BV4) $d \simeq 1,0mm$ et $H = 12,0cm$; (BV5) $d \simeq 1,0mm$ et $H = 18,4cm$; (BV6) $d \simeq 1,60mm$ et $H = 13,5cm$; (BV7) $d \simeq 2,0mm$ et $H = 13,4cm$; (BV8) $d \simeq 3,0mm$ et $H = 13,4cm$; (S) $0,4 < d < 0,8mm$ et $H = 15,5cm$.

1.4.2 Influence de la fraction volumique

Les développements théoriques et expérimentaux de la partie précédente (paragraphe 1.4.1) ont été menés sans tenir compte explicitement de l'influence de la fraction volumique solide de départ de l'échantillon granulaire. Cette dépendance y apparaît uniquement à travers la valeur de l'angle limite de stabilité en condition hydrostatique, $\theta_{ins}(0)$, qui est directement relié à l'état de compacité initial du matériau. Dans l'ensemble des mesures présentées au paragraphe 1.4.1, les empilements de départ étaient obtenus après coupure brutale de l'écoulement de fluidisation. Le dépôt issu de cette sédimentation était, comme déjà précisé, de densité modérément lâche (de l'ordre de $0,60$ pour les empilements de billes et $0,55$ pour les échantillons de sable). La version plus aboutie du protocole

de mise en place d'un échantillon de sable décrite au paragraphe 1.2.2 offre la possibilité d'obtenir des empilements plus lâches et de faire ainsi varier l'état de densité initial dans une large gamme, approximativement de 0.52 à 0.62 (cf figure 1.2). C'est la relation entre l'angle limite de stabilité et la fraction volumique solide que nous souhaitons ici étudier, sous un éclairage principalement expérimental.

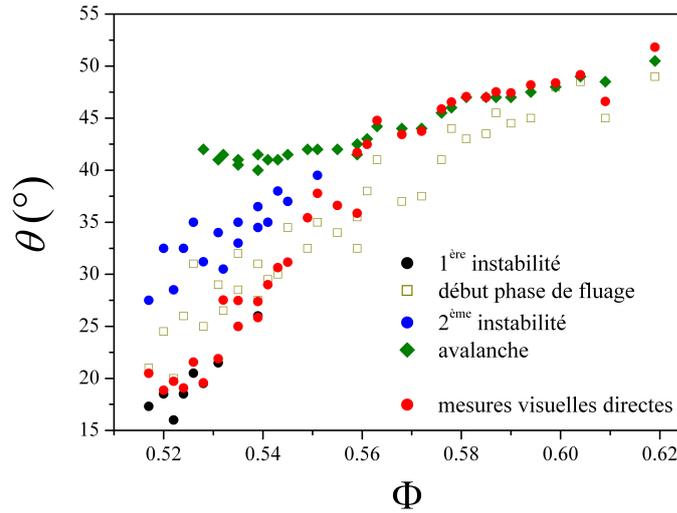


Fig. 1.15 – Angles correspondant aux différents événements de déstabilisation répertoriés en fonction de la fraction volumique de l'échantillon. Les mesures ont été réalisées soit par suivi image par image, soit par visualisation directe (seulement pour la première déstabilisation).

Définition et mesure du seuil de stabilité

Une des premières difficultés rencontrées en réalisant ces expérimentations est la définition même du seuil de stabilité du matériau. En effet, en suivant la démarche expérimentale naturelle consistant à incliner progressivement le système [39][42][46][95][99][108][131][182], on constate que selon l'état de compacité initiale du milieu un enchaînement d'événements, plus ou moins localisés et d'amplitude variable, mène l'empilement jusqu'à une déstabilisation ultime qui correspond dans tous les cas à une coulée superficielle ramenant l'inclinaison de la surface libre au niveau ou au-dessous de l'angle de repos. Ainsi, pour les échantillons les plus denses, seule cette avalanche de surface est détectée et son déclenchement est observée pour des angles d'inclinaison élevés. Au contraire, dans un empilement lâche, on observe jusqu'à 4 étapes successives de déstabilisation et de déformation interne. Les angles correspondant à ces différents événements sont reportés dans le diagramme de la figure 1.15 en fonction de la fraction volumique initiale de l'échantillon.

Nous remarquons tout d'abord sur cette figure que la fraction volumique a une influence très marquée sur l'angle de première déstabilisation puisque celui-ci passe à peu près de 20° à 50° pour des fractions volumiques variant de 0,52 à 0,62 ; soit une augmentation de plus d'un facteur 2,5 pour l'angle de stabilité alors que la variation de fraction volumique reste somme toute limitée. Notons également que l'apparition de ce premier événement à faible inclinaison n'a pas été observé pour

un protocole de mise en place légèrement différent, et cela malgré des valeurs de fraction volumique identiques. C'est donc plus la micro-structure que la densité qui est ici responsable de l'instabilité. Pour les empilements les plus lâches, cette première déstabilisation est relativement brève (inférieure à 0.5s), de faible amplitude, localisée dans la partie supérieure gauche de l'échantillon et n'entraîne qu'une très faible déformation de la surface libre de l'échantillon. Un exemple de champ de déplacement type est présenté à la figure 1.16. A partir de ce champ, on peut estimer grossièrement le

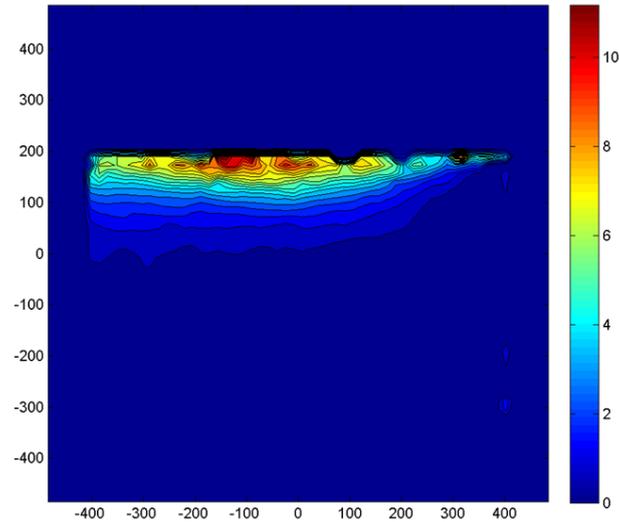


Fig. 1.16 – *Champ de déplacement type lors de la première déstabilisation d'un échantillon lâche, ici pour une fraction volumique $\Phi = 0,522$. L'échelle de déplacement est en mm.*

déplacement maximal à la surface, u_{max} et l'épaisseur cisailée au cours de l'instabilité, h_{cis} . Les valeurs correspondantes sont tracées sur la figure 1.17. Comme on peut le voir sur la figure 1.17, le

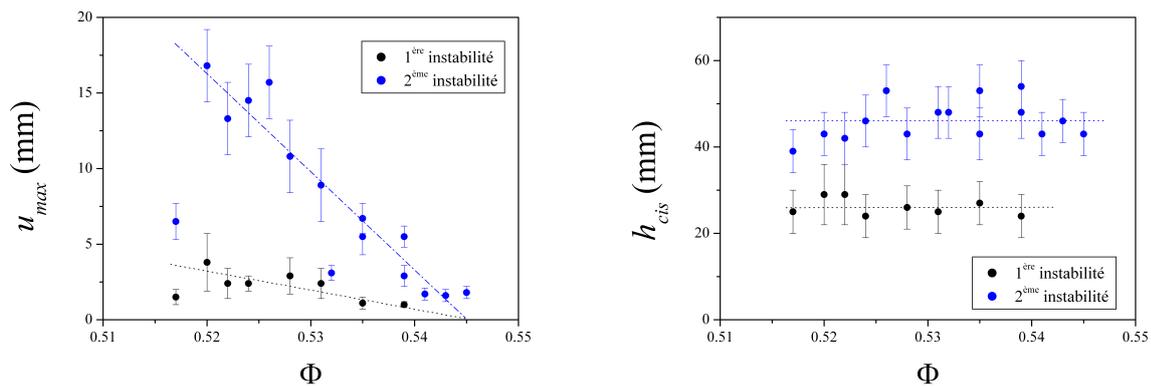


Fig. 1.17 – *Variation avec la fraction volumique Φ du déplacement maximal u_{max} et de la profondeur cisailée h_{cis} estimées au cours des deux premiers évènements du scénario de déstabilisation.*

cisaillement est mobilisé sur une profondeur h_{cis} approximativement constante, de l'ordre de 25mm, tandis que l'amplitude maximale de la déformation associée, u_{max} , tend à diminuer lorsque la fraction volumique solide initiale augmente. A partir d'une valeur d'environ 0,54, cette instabilité n'est plus observée.

Une seconde déstabilisation très similaire à la première est observée, toujours pour des échantillons suffisamment lâches. Cette déstabilisation se déclenche systématiquement lorsque la première déstabilisation a eu lieu mais aussi dans certains cas où celle-ci est inexistante (ou tout du moins non détectée). On retrouve la même allure du champ de déplacement et un même ordre de grandeur pour la durée totale de l'évènement qui n'excède pas 0,4s. Quantitativement, comme le montre la figure 1.17, la déformation cumulée au cours de la déstabilisation est nettement plus importante de même que la profondeur cisailée, comprise entre 40 et 55mm et qui là encore ne varie pratiquement pas avec la densité de départ.

Sur la figure 1.17, on peut noter que l'empilement le plus lâche présente une déformation très sensiblement inférieure aux autres valeurs : il s'agit en fait de l'échantillon obtenu par dépôt après sédimentation et n'ayant subi aucun tassement mécanique avec le maillet. Cet état non-consolidé semble donc présenter un comportement sensiblement différent pour lequel nous n'avons pas pour le moment d'interprétation. Il s'agit donc là encore d'un cas où, bien que la compacité soit équivalente, la réponse de l'échantillon n'est pas la même et traduit des différences au niveau micro-structurel.

La figure 1.15 fait également apparaître une zone dite de fluage dans laquelle le milieu se déforme très lentement et de façon quasi-continue. Ce mouvement est observé sur des écarts angulaires de l'ordre de 10° et, soit il s'intercale entre la première et la seconde déstabilisation dans le cas des échantillons lâches, soit il précède le départ de l'avalanche de surface. Dans tous les cas, l'étape ultime du processus de déstabilisation correspond à une fine avalanche de surface qui érode progressivement la pente sableuse pour la ramener à son angle de repos. Cette coulée de surface démarre pour une inclinaison qui augmente progressivement et régulièrement avec la compacité initiale de l'échantillon comme le montre le diagramme de la figure 1.15. Notons que sur ce diagramme, cet angle de déclenchement de l'avalanche finale semble légèrement remonter pour les empilements les plus lâches. Il s'agit juste d'une conséquence de la forte déformation de la surface libre de l'échantillon, induite par la phase de fluage et surtout par la deuxième instabilité, qui diminue la pente locale à la surface de l'empilement et augmente donc d'autant l'inclinaison nécessaire au démarrage d'une avalanche.

Au bilan, comme on l'a vu ici, l'influence de la fraction volumique initiale ne se fait pas seulement ressentir sur la valeur du seuil limite de stabilité mais aussi sur le scénario de la déstabilisation qui s'en suit. Ce point sera étudié en détails au paragraphe suivant 1.5.

Relation entre le seuil de stabilité et la dilatance

Les résultats précédents s'interprètent directement dans le cadre général de la dilatance des matériaux granulaires. En effet, lorsqu'il se déforme, un empilement de grains ne peut généralement pas maintenir son volume constant et, selon que son arrangement initial est dense ou lâche, il va devoir se dilater, ou au contraire se contracter, au cours des premiers instants de sa mise en mouvement. Ce comportement dilatant ou contractant est modélisé simplement par l'intermédiaire d'un angle de dilatance, noté ϕ , et qui, dans le cadre spécifique d'une instabilité de pente, s'ajoute au coefficient de frottement de Coulomb (noté $\mu = \tan \varphi$ et déjà introduit au paragraphe 1.4.1) :

$$\sigma'_{xy} = (\tan \varphi + \tan \phi) \sigma'_{yy}.$$

Comme schématisé sur la figure 1.18, l'angle de dilatance ϕ est défini par l'enchevêtrement

géométrique entre grains à travers la relation $\tan \phi = \frac{\Delta X}{\Delta Y}$; on a ainsi un comportement dilatant, i.e. $\phi > 0$, accompagne d'une augmentation du frottement effectif pour un empilement dense et, inversement, un comportement contractant, i.e. $\phi < 0$, avec diminution du frottement effectif pour un empilement lâche.

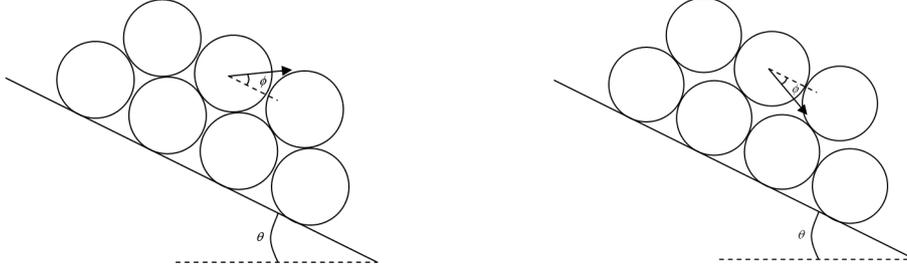


Fig. 1.18 – Exemple d'empilements de disques monodisperses. L'angle ϕ est l'angle de dilatance, positif lors de la dilatation d'un empilement dense et négatif lors de la contraction d'un échantillon lâche.

Un modèle simple, initialement proposé par Roux et Radjai [156] puis repris dans un modèle rhéologique complet [137], relie cet angle de dilatance à la fraction volumique : $\tan \phi = \beta(\Phi - \Phi_c)$ où Φ_c est la fraction volumique du matériau à l'état critique qui marque très exactement la frontière entre contractance et dilatance.

Si l'on extrait de la figure 1.15 les seules valeurs d'angles correspondant au premier mouvement détecté dans le milieu (hors fluage), il est possible, comme cela est présenté à la figure 1.19, d'ajuster les données par la relation :

$$\tan \theta_{ins} = \tan \varphi + \beta(\Phi - \Phi_c) \quad (1.52)$$

Cela n'est cependant possible que si l'on utilise des valeurs différentes du paramètre β de part et d'autre de la fraction volumique critique Φ_c . Plus précisément, on obtient approximativement : $\varphi \approx 44^\circ$, $\Phi_c \approx 0,566$, $\beta_- \approx 10$ dans le régime contractant ($\Phi < \Phi_c$) et $\beta_+ \approx 2,5$ dans le régime dilatant ($\Phi > \Phi_c$). La valeur de $\beta_+ \approx 2,5$ pour le comportement dilatant est relativement en accord avec celle identifiée par Pailha *et al* [137] qui, pour des billes de verre de densité 2,5 et de diamètre moyen $160\mu m$, obtiennent une valeur de β comprise entre 3,4 et 4,1, sachant que leur ajustement de β est réalisé uniquement pour des fractions volumiques supérieures à Φ_c , soit uniquement dans le régime dilatant, du fait de l'utilisation de billes de verre qui rend difficile l'exploration d'échantillon dont la fraction volumique est nettement inférieure à la fraction volumique critique.

Cette dernière remarque peut sans doute expliquer pourquoi ce changement de comportement entre contractance et dilatance n'a visiblement pas été relevée jusqu'à présent. Il est en effet difficile d'explorer le régime contractant dans une gamme assez étendue et c'est là un des atouts de notre dispositif. L'existence de ces pentes très différentes entre comportement dilatant et comportement contractant marque la principale originalité de ces résultats puisqu'il était jusqu'à présent considéré que la relation quasi-linéaire entre dilatance et densité était la même sur toute la gamme et non découpée par morceaux. Notons toutefois que, au vu de la figure 1.15, si cet effet spécifique des échantillons contractants est très net lorsque l'on s'intéresse aux angles de première instabilité, il s'estompe progressivement pour les instabilités suivantes ($\beta_- \approx 5,5$ pour les angles des deuxièmes déstabilisations) jusqu'à disparaître complètement quand il est question de l'angle menant à une

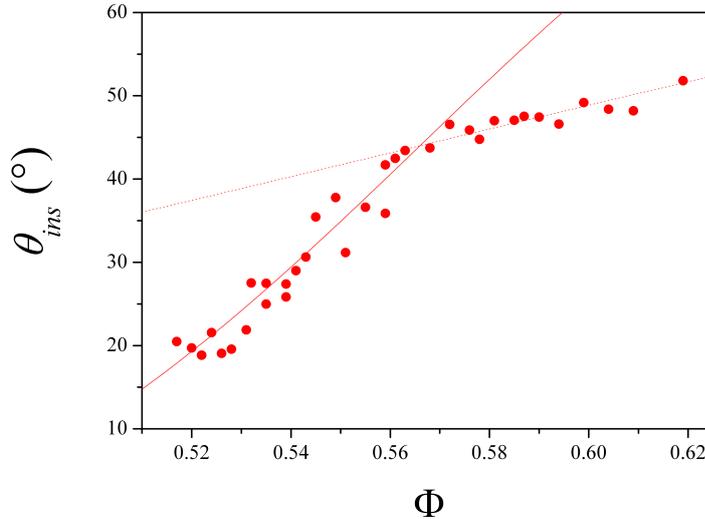


Fig. 1.19 – Evolution de l'angle de stabilité en fonction de la fraction volumique de l'échantillon. La ligne en pointillés représente le modèle de prédiction de l'angle d'instabilité pour des échantillons denses ($\Phi > \Phi_c$). La ligne en trait plein représente le modèle de prédiction de l'angle d'instabilité pour des échantillons lâches ($\Phi < \Phi_c$).

déstabilisation d'ensemble par coulée ($\beta_- \approx \beta_+ \approx 2,5$).

1.5 Impact de la densité initiale sur le mode de déstabilisation

1.5.1 Mise en évidence et description

Comme cela a été relevé au paragraphe précédent relatif au seuil de stabilité lors d'un chargement progressif par inclinaison de l'échantillon, le scénario de la déstabilisation apparaît beaucoup plus complexe dans le cas lâche par comparaison au cas dense où est simplement observée une avalanche de surface. On a vu en effet qu'il pouvait y avoir un enchaînement de plusieurs événements, assez localisés, avant d'atteindre une situation ultime de déstabilisation massive donnant finalement lieu à une coulée superficielle. Comme on le voit notamment sur la figure 1.16, il y a un couplage fort avec la géométrie de la cellule et notamment la paroi de droite qui sert de butée. Ces événements successifs sont locaux, au sens où ils correspondent à une déformation ne touchant qu'une partie de l'échantillon granulaire, mais ils ne sont toutefois pas directement comparables aux "précurseurs" d'avalanche qui ont pu être étudiés par [99][129][131][134][165][166][167][182]. Ces précurseurs sont localisés mais avec une répartition dans une grande partie de l'échantillon sans incidence des conditions aux limites comme dans la situation présente. Ils se caractérisent par des évolutions brutales de l'orientation des chaînes de contacts, de la distribution des contraintes, du nombre de contacts critiques, ainsi que par des bouffées d'énergies cinétique, des réarrangements de grains et des micro-ruptures. Notons que, à l'exception de [99], ces travaux n'ont pas cherché à mettre en évidence de relation entre ces précurseurs et la fraction volumique du matériau ou, de façon plus générale, le mode de préparation du milieu. Seul le rôle du désordre a été analysé [134].

1.5.2 Du chargement progressif à l’effondrement contrôlé

Pour mieux analyser le mode de déstabilisation de ces échantillons lâches et pour accéder à une comparaison directe avec le cas dense, un nouveau protocole expérimental a été mis au point. L’idée consiste à observer la déstabilisation à angle imposé, quelque soit la fraction volumique du matériau. En pratique, cela est réalisé à l’aide d’un écoulement hydraulique stabilisateur, tel que celui utilisé au paragraphe 1.3 pour l’étude du tassement par chargement hydraulique. Un gradient hydraulique suffisant (qui induit donc un léger tassement de l’échantillon, de l’ordre d’1mm dans cette étude) permet d’incliner l’ensemble de la cellule à un angle θ choisi. Le couplage hydraulique est supprimé brutalement en arrêtant l’écoulement par l’intermédiaire d’une électrovanne et le scénario de déstabilisation est ainsi enclenchée par effondrement contrôlé. Ce protocole permet d’accéder à des inclinaisons très nettement supérieures à l’angle maximal de stabilité, $\theta > \theta_{ins}$, et induit de cette façon des déstabilisations plus intenses qu’en chargement progressif pour lesquelles une analyse quantitative peut être menée. On peut ainsi réaliser une étude paramétrique complète en fonction des deux paramètres de contrôle que sont ici l’inclinaison imposée θ et la fraction volumique initiale Φ .

Ce protocole présente comme le voit de nombreux avantages, auxquels on peut ajouter un point très important pour la réalisation pratique des expérimentations : la caméra et la cellule sont désormais fixes toutes les deux et il n’y a pas à retrancher le champ de déplacement lié à la rotation solide de la cellule ce qui, techniquement, se révèle très délicat à réaliser. On a pu également vérifier que le mode de déstabilisation assez spécifique observé dans le cas lâche en chargement progressif était qualitativement le même en situation d’effondrement contrôlé. En effet, on note bien une similitude de forme entre le champ de déplacement de la figure 1.16 et ceux qui seront présentés dans la suite avec le nouveau protocole. A la différence que la cinématique est cette fois adaptée à une analyse vélocimétrique et non à la simple déformation cumulée. Il y a cependant une difficulté imprévue avec l’utilisation de ce protocole : de façon assez étonnante et sans que nous ayons pour l’heure véritablement d’explication pour cela, il apparaît que le régime transitoire pendant lequel le gradient de pression, qui maintenait initialement en place le matériau, relaxe vers zéro a une durée de l’ordre de la seconde malgré un temps de fermeture très court de la vanne (environ 40ms). En conséquence, dans de nombreux cas, les phases d’arrêt de la force stabilisatrice et de déstabilisation gravitaire de l’échantillon vont se dérouler, au moins en partie, de façon simultanée, sans découplage dans le temps.

Des travaux antérieurs existent sur ce type de protocole par effondrement qui induit des écoulements granulaires rapides et fortement instationnaires. Du point de vue expérimental, l’effondrement peut être initié en retirant brutalement des parois de confinement [8][41][102][115] ou, comme dans notre dispositif, en supprimant une force stabilisatrice [162]. La simulation numérique par éléments discrets permet quant à elle très simplement de déclencher un tel effondrement [101][166]. Ces différents travaux ont surtout été développés pour proposer des lois d’échelle entre la longueur de dépôt et le rapport d’aspect initial de l’empilement granulaire. Cependant, il n’y a pas eu d’étude spécifique sur l’influence de la densité initiale du système (qui n’est souvent même pas spécifiée) sur la façon dont il se déstabilise. Cette influence du mode de préparation a seulement été mise en évidence dans une série d’expériences mais sans analyse quantitative [41]. On comprend bien que, dans le cadre général des écoulements gravitaires le long d’une topographie en pente, le matériau

se cisaille fortement et perd rapidement la mémoire de son état initial qui ne doit pas influencer significativement la quantité de matériau mobilisée et la distance parcourue. En revanche, les déstabilisations gravitaires observées sur les ouvrages hydrauliques se distinguent par leur brièveté et par leur faible emprise spatiale. La densité de départ du milieu γ joue alors un rôle crucial. C'est dans cet objectif qu'est mené ce travail sur ces instabilités granulaires, brèves et n'entraînant qu'un faible déplacement cumulé le long de la pente.

1.5.3 Analyse type des données

Allure du champ cinématique

Une difficulté relative au traitement des images obtenues par caméra rapide est liée à la différence d'échelles temporelle et surtout spatiale de l'écoulement entre le cas lâche, où la déformation se fait sur des épaisseurs importantes (de l'ordre de 5 à 10cm), et le cas dense qui présente une simple avalanche de surface. En effet, si le premier cas est bien adapté à une analyse vélocimétrique par corrélation d'images (CIV/PIV), particulièrement avec le sable HN0,4-0,8 utilisé ici ainsi que dans la quasi-totalité de ce chapitre, le second cas met en jeu des épaisseurs trop petite et nécessiterait soit un zoom important (mais il n'est plus possible alors de travailler sur toute la largeur de la cellule) soit un traitement par suivi individuel de particules (Particle Velocimetry Tracking). Ce travail a déjà été mené de façon très complète dans le cas des écoulements stationnaires où une synthèse a été proposée [4][65] et des travaux plus récents sont en cours pour analyser le régime transitoire [39][97][137]. Ici l'objectif est également d'étudier la phase transitoire menant à ce type d'écoulement en avalanche de surface mais en s'intéressant plus spécifiquement au cas où l'empilement de départ est très lâche et présente une déformation initiale beaucoup plus étendue. C'est pourquoi le choix d'un traitement CIV sur la totalité de l'échantillon s'avère indispensable. En contre-partie, le champ de vitesse sera assez mal résolu lorsque la zone d'écoulement devient petite. Un exemple du type de champ de vitesse obtenu pour un échantillon initialement lâche est présenté à la figure 1.20.

Comme on le voit sur cet exemple de la figure 1.20, l'hypothèse d'une pente infinie avec invariance le long de l'interface n'est absolument pas valide ici et de forts effets de bord, induits par la géométrie de la cellule, sont à l'origine de la forme approximativement semi-circulaire de la zone cisailée. On parlera par la suite d'*effondrement semi-circulaire* pour définir ce mode de déstabilisation original qui, à notre connaissance, n'avait pas été reporté jusqu'à présent dans la littérature, vraisemblablement parce que notre protocole expérimental permet d'atteindre des états de départ très lâches par rapport à ce qui est usuellement obtenu dans les expériences d'avalanches granulaires comme cela sera discuté de façon approfondie un peu plus loin.

Cette influence de la géométrie sur l'étendue de la zone cisailée dans les premiers instants de la déstabilisation sera analysée plus en détail au paragraphe 1.5.4. Elle a, on le voit, un impact important sur la façon de mesurer quantitativement la cinématique de la déstabilisation. Le premier choix qui a été retenu ici consiste à tracer le profil de vitesse, perpendiculairement à la surface libre, à l'endroit où la profondeur mobilisée est maximale (cf droite verticale sur la figure 1.20. Un exemple type est présentée à la figure 1.21. On y observe une vitesse maximale à la surface de l'échantillon, avec d'abord une décroissance quasi-linéaire avec la profondeur suivie par un raccordement vers zéro de forme plus ou moins exponentiel. Là encore, cette allure sera commentée et comparée dans la suite de ce paragraphe.

De la forme de ce profil de vitesse, il est possible d'extraire par ajustement linéaire (cf figure 1.21) :

- (1) le taux de cisaillement γ_{cis} égal à la pente ;
- (2) la profondeur mobilisée h_{mob} qui correspond à

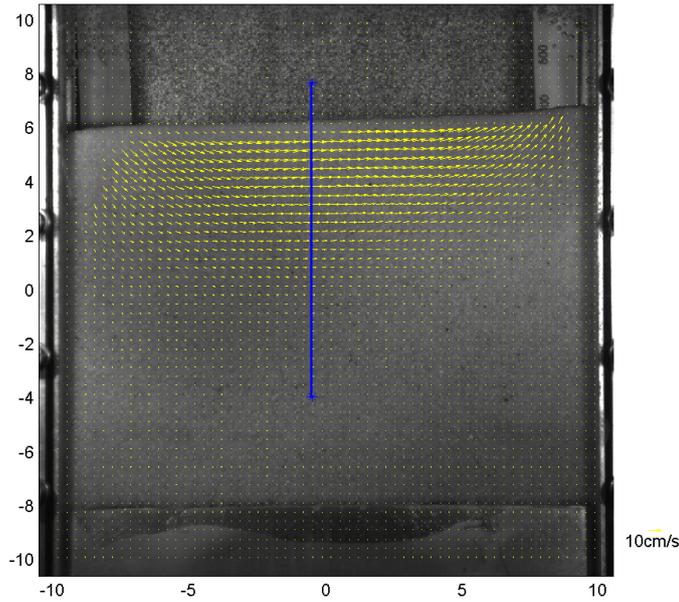


Fig. 1.20 – Exemple de champ PIV lors de l’avalanche d’un échantillon lâche ($\Phi \approx 0,52$). La droite médiane est utilisée pour extraire un profil de vitesse.

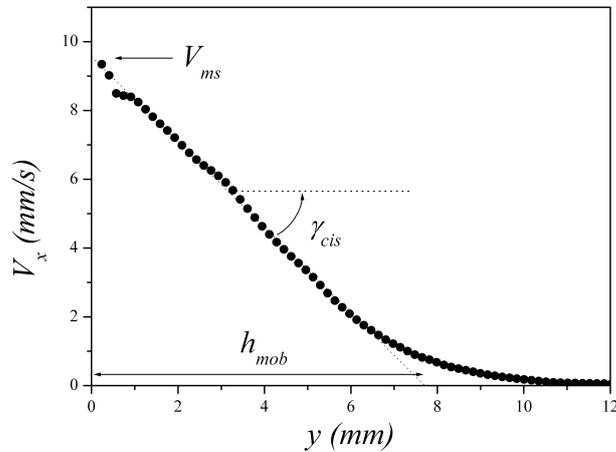


Fig. 1.21 – Exemple de profil de vitesse type mesuré dans la zone de mobilisation maximale lors d’un effondrement semi-circulaire. V_x est la composante de la vitesse parallèle à la surface libre et mesurée le long de la droite normale représentée sur la figure 1.20. L’origine $y = 0$ est prise au niveau de la surface libre. Un ajustement linéaire permet d’extraire la vitesse maximale au niveau de la surface supérieure V_{ms} , la profondeur mobilisée h_{mob} et le taux de cisaillement γ_{cis} .

l’intersection entre la droite d’ajustement et l’axe horizontal; (3) la vitesse maximale à la surface V_{ms} par intersection entre la droite d’ajustement et la position de la surface libre. Le suivi temporel de ces grandeurs permet alors, en théorie, d’analyser de façon quantitative la déformation tout au long de la déstabilisation. En guise d’illustration, un suivi temporel est présenté à la figure 1.22. Il s’agit là d’un cas très particulier où le suivi est de très bonne qualité car, en pratique, cette

technique fait malheureusement face à des limites assez fortes qui, dans la plupart des cas, ont rendues pratiquement impossibles l'exploitation des données par cette procédure.

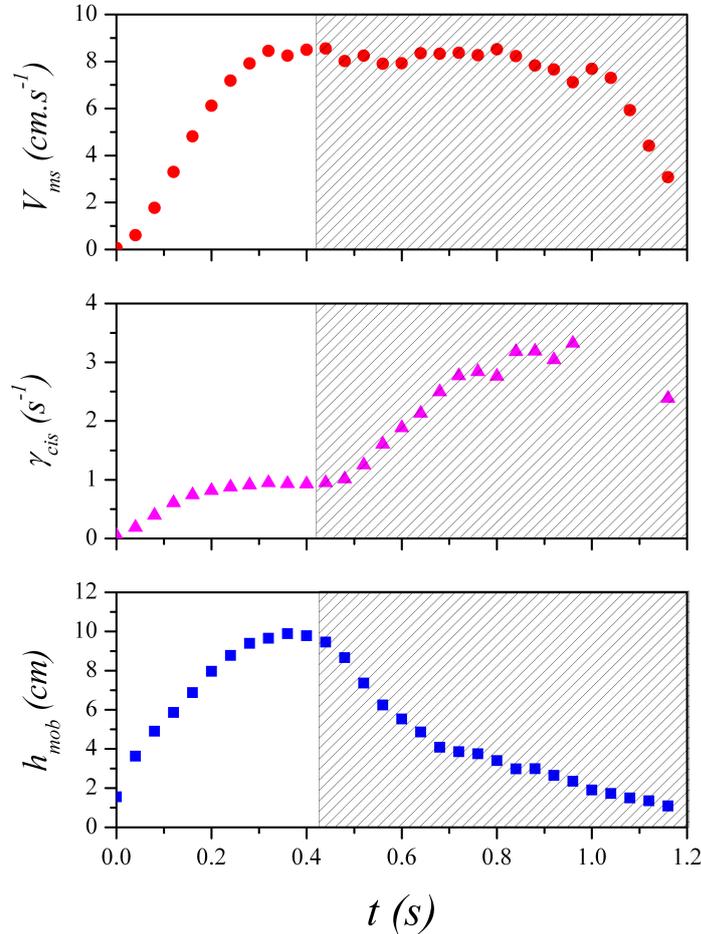


Fig. 1.22 – Suivi temporel de la vitesse maximale à la surface V_{ms} , du taux de cisaillement γ_{cis} et de la profondeur mobilisée h_{mob} par effondrement contrôlé à une inclinaison de 55° sur un échantillon lâche ($\Phi \approx 0,52$). Les résultats présentés dans la partie grisée sortent de la zone où le profil de vitesse est approximativement perpendiculaire à la surface libre. L'origine des temps est prise au moment où un premier mouvement est détecté.

Tout d'abord, la position du segment sur lequel est calculé le profil est fixée une fois pour toutes et reste invariante au cours du suivi temporel. Or, au cours de la déformation de l'échantillon, la surface libre évolue significativement et le segment s'éloigne donc progressivement de la normale à la surface. De ce fait, la composante tangentielle de la vitesse extraite le long du segment de mesure n'est plus négligeable par rapport à la composante normale et les domaines correspondants sont repérés par la zone grisée sur la figure 1.22. Un autre problème lié à ce choix définitif pour la position du segment de mesure vient du fait que, dans la phase de déclenchement, la déstabilisation est plutôt située sur la gauche de l'échantillon avant d'envahir rapidement une plus vaste zone, en se recentrant vers la

droite. En choisissant, comme on l'a fait, un segment de mesure au centre de la cellule, la mesure ne peut rendre compte correctement des premiers instants de l'instabilité puisqu'elle est réalisée en dehors ou en périphérie de la zone mobilisée. C'est vraisemblablement pour cette raison que, comme on peut le voir sur la figure 1.22, une variation abrupte de la hauteur mobilisée h_{mob} est quasi-systématiquement observée mais, n'étant pas validée par les données qui seront présentées ci-après, elle peut être défait interprétée comme un artefact de mesure. Un second effet peut également contribuer à cet artefact. En effet, l'estimation de la profondeur mobilisée se base sur l'extrapolation de la partie linéaire du profil de vitesse or, au tout début de la déstabilisation, il est probable que cette zone à cisaillement constant n'existe pas comme cela a été constaté expérimentalement par [39] pour des avalanches transitoires en tambour tournant où seule une allure exponentielle est retrouvée au niveau du profil. Il est sûr qu'une extrapolation linéaire sur ce type de profil peut alors surestimer sensiblement la profondeur cisailée.

Une autre difficulté vient de ce que les procédures automatiques qui ont été développées pour l'extraction du taux de cisaillement et de la profondeur mobilisée sont sensibles à la qualité du champ PIV obtenu. Or nous travaillons ici avec des champs bruts qui présentent par endroit des cellules PIV où la corrélation a échoué ou a donné une valeur incorrecte et pour lesquels il n'y a pas de possibilité ni de moyenne temporelle (comme cela est réalisée en régime stationnaire [4][65]), ni de moyenne spatiale (comme cela peut parfois être mené en régime transitoire [97]). De ce fait, le suivi temporel est très bruité et, si la qualité des champs PIV n'est pas suffisante, l'extraction du taux de cisaillement et de la profondeur mobilisée peut même se révéler impossible. Un exemple est présenté sur la figure 1.23 où le suivi automatique s'avère délicat et, de ce fait, difficile à exploiter quantitativement.

Pour pallier à ces difficultés, une autre solution a été mise en oeuvre pour obtenir un suivi temporel de la déstabilisation. L'idée est de travailler avec une grandeur calculée sur l'ensemble du champ cinématique afin de limiter, d'une part, le bruit causé par les champs PIV bruts et, d'autre part, le biais induit par le choix et l'orientation définitifs du segment où est réalisée la mesure. Pour cela, on repère la zone totale mobilisée en distinguant dans l'échantillon la partie mobile de la partie statique. Pour y parvenir, un critère de seuil sur l'amplitude de la vitesse est appliqué pour obtenir à partir du champ initial une image binarisée où les zones en noir correspondent aux endroits où la vitesse dépasse le seuil. Le suivi temporel de ces images peut être utilisé pour analyser la localisation au cours du temps de la déstabilisation. On peut aussi quantifier l'aire de cette zone mobilisée que, par abus de langage, on a appelée *masse mouvante* puisque, si l'écoulement était invariant dans l'épaisseur de la cellule (ce qui n'est pas le cas du fait du frottement sur les parois avant et arrière [96]), cette aire serait directement reliée au volume et donc, à peu de chose de près, à la masse des grains en mouvement. Plus précisément, il s'agit en fait de la fraction de l'aire totale de l'échantillon dans laquelle les grains sont en écoulement au-dessus du seuil. La valeur de la masse mouvante M reste donc comprise entre 0 et 1. La figure 1.24 montre, pour la même déstabilisation que celle présentée à la figure 1.23, le type d'évolution temporelle obtenue pour la masse mouvante $M(t)$ ainsi que quelques images binarisées obtenue par seuillage. Plusieurs remarques peuvent être faites au vu de la figure 1.24. Tout d'abord, on retrouve très bien sur les premières images binarisées la forme semi-circulaire déjà décrite précédemment. En fin de déstabilisation, cette forme disparaît progressivement pour laisser place à une frontière inférieure linéaire et non plus circulaire. On retrouve bien ici la signature d'une transition de l'effondrement semi-circulaire vers l'avalanche de surface où les lignes de courant tendent à s'aligner entre elles. Ensuite, on observe sur cet exemple que la déstabilisation se fait en deux étapes, marquées par deux pics : une première phase de courte durée, suivie d'une

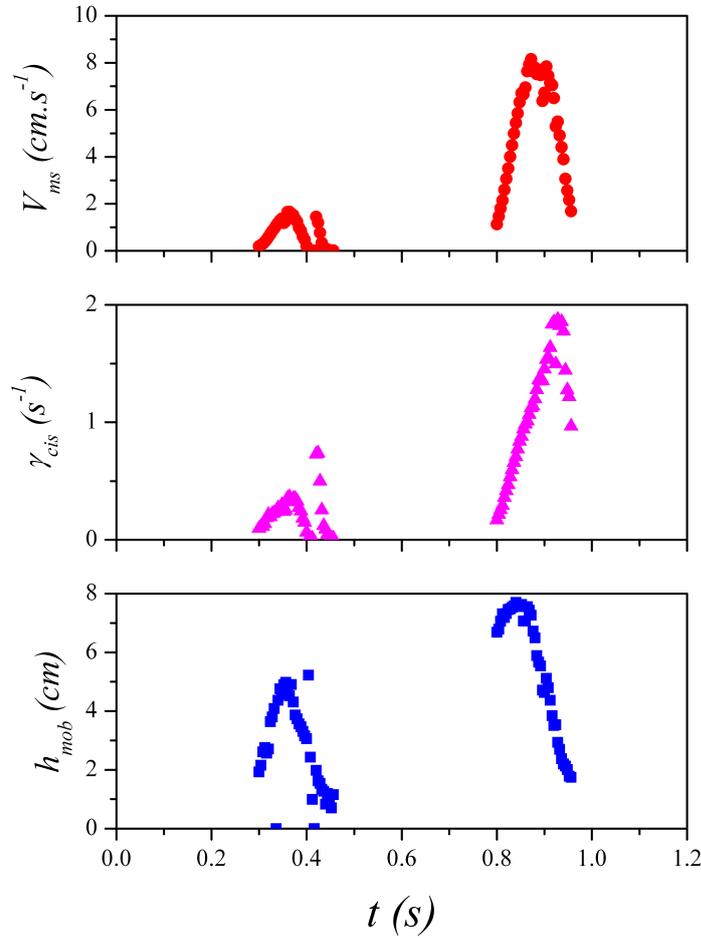


Fig. 1.23 – Suivi temporel de la vitesse maximale à la surface V_{ms} , du taux de cisaillement γ_{cis} et de la profondeur mobilisée h_{mob} par effondrement contrôlé à une inclinaison de 55° sur un échantillon modérément lâche ($\Phi \approx 0,543$).

restabilisation totale mais temporaire de l'échantillon, avant un deuxième événement qui mobilise une plus grande zone et induit une forte déformation de la surface libre. Cette déstabilisation en plusieurs étapes, deux comme ici et jusqu'à 5 ou 6, est systématiquement observée avec donc une ou plusieurs séquences où l'échantillon apparaît transitoirement stable, sans fluage apparent (ou alors non détectable par la PIV). C'est là une phénoménologie complexe et surprenante qui se décrit un peu en détails dans la suite (cf paragraphe 1.5.4). Une autre remarque concerne les tout premiers instants de chacun des effondrements successifs où l'on constate qu'il n'y a pas de saut sur la valeur de M mais bien une évolution continue. Cela confirme l'existence d'un artefact dans la figure 1.22. D'ailleurs, si l'on regarde plus finement cette phase de montée, on observe une évolution linéaire de M avec t . Or, à partir des images binarisées, il est également possible de calculer à chaque instant la plus grande épaisseur de mobilisation, notée h , et, comme le montre la figure 1.26, on voit qu'il y a simplement proportionnalité entre h et la masse mouvante M tant que la transition finale

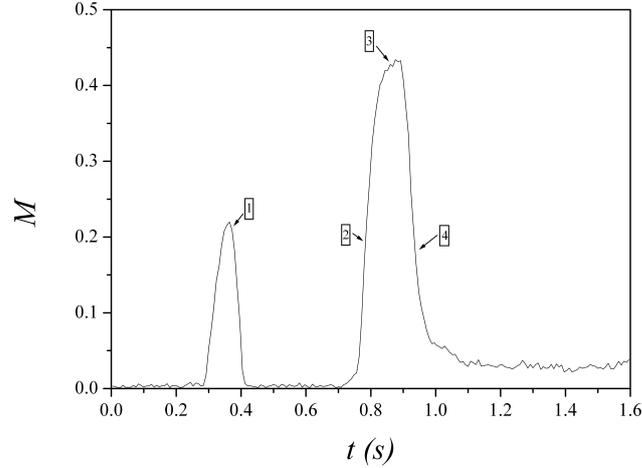


Fig. 1.24 – *Suivi temporel de la masse mouvante au cours de la déstabilisation par effondrement contrôlé d'un échantillon modérément lâche, $\Phi = 0,543$, à un angle de 55° . Les images binarisées correspondant aux instants repérés par les flèches numérotées de 1 à 4 ont été reportées sur la figure 1.25 en guise d'illustration.*

vers la coulée de surface n'est pas entamée. Cela signifie que la zone mobilisée conserve une forme approximativement autosimilaire au cours de la déstabilisation. Cela veut aussi dire que, au même titre que M , la profondeur de mobilisation h croît linéairement avec le temps ce qui définit ainsi une vitesse C de mobilisation en profondeur qui, à cette inclinaison de 55° , semble à peu près la même quelque soit la fraction volumique initiale et vaut approximativement $C \sim 1,3m.s^{-1}$.

Discussion vis à vis du mode de déstabilisation par effondrement semi-circulaire

A ce stade, il est d'ores et déjà possible de comparer les caractéristiques de ce mode de déstabilisation original qu'est l'effondrement semi-circulaire au sein des échantillons les plus lâches à la déstabilisation par avalanche observée dans le cas dense et surtout à divers travaux comparables tirés de la littérature.

Du côté des différences, on constate d'abord que l'effondrement semi-circulaire mobilise les grains beaucoup plus en profondeur que dans une simple avalanche de surface, la couche cisillée atteint ici typiquement de 10 à 15cm mais ne dépasse pas 2 à 3cm pour une avalanche. Il semble également que les effondrements semi-circulaires observés dans ces expériences mettent en jeu des vitesses plus élevées que les avalanches denses. Enfin, contrairement à l'avalanche qui est presque invariante le long de la pente et n'est sensible aux conditions aux limites qu'à travers la zone de dépôt qui remonte progressivement depuis la paroi latérale inférieure, l'effondrement circulaire apparaît directement relié à la géométrie de la cellule et particulièrement à l'écartement entre face avant et face arrière comme on le verra ci-après et surtout aux parois latérales : le mouvement s'initie à proximité de la paroi supérieure (gauche) tandis qu'une zone morte apparaît par butée sur la paroi inférieure (droite) et persiste au niveau du coin inférieur droit. C'est donc la géométrie de la cellule qui, par compatibilité cinématique, impose cette forme approximativement semi-circulaire à la frontière entre matériau immobile et matériau en mouvement.

Cependant, des similitudes évidentes existent entre l'effondrement semi-circulaire et les écoule-

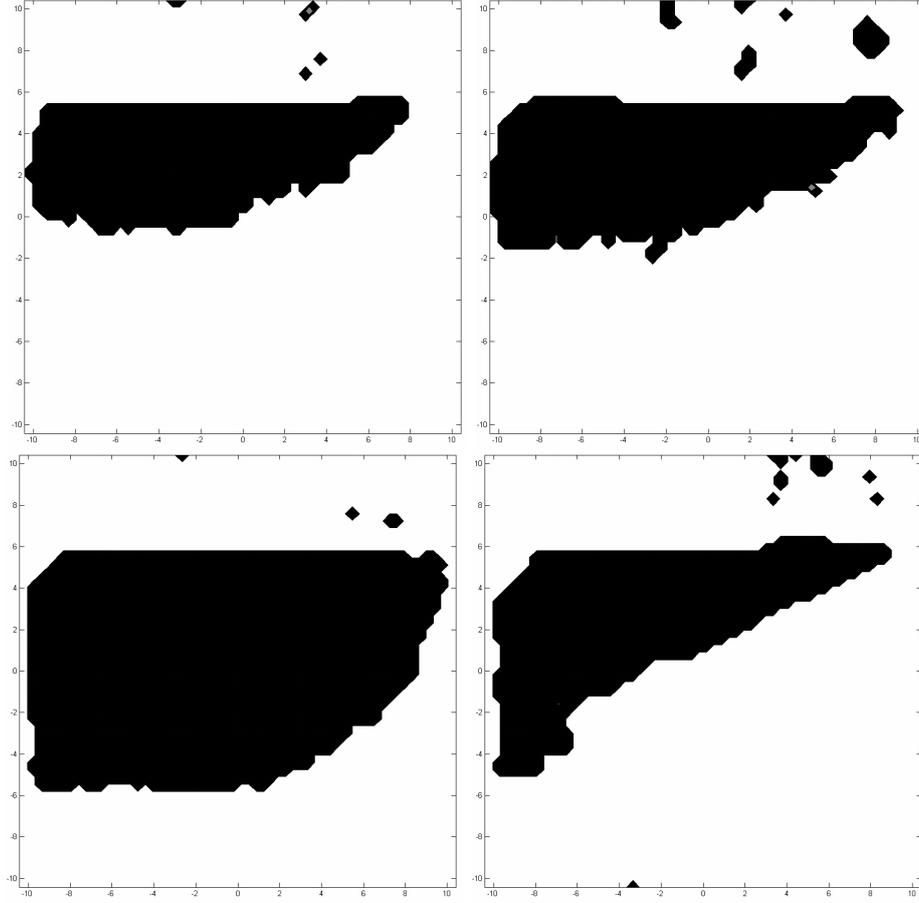


Fig. 1.25 – Images binarisées observées aux instants (1) $t = 0,38s$, (2) $t = 0,78s$, (3) $t = 0,86s$ et (4) $t = 0,93s$ du suivi temporel de la masse mouvante présenté à la figure 1.24. Les échelles horizontales et verticales visibles sur ces images sont en centimètres.

ments granulaires sur fond meuble Pour une comparaison quantitative, il faut d’abord s’intéresser au régime associé au couplage entre fluide et grains. La définition de ces différents régimes a été initialement proposée par Courrech du Pont *et al.* [38] à partir d’une analyse de la chute sous gravité d’un grain dans un fluide. Le cas classique des avalanches sèches correspond au régime de chute libre sans influence du fluide tandis que deux autres régimes sont eux contrôlés par le couplage hydrodynamique à travers la force de traînée : le régime limite inertiel (traînée turbulente constante) et le régime limite visqueux (traînée de Stokes). Les nombres sans dimension permettant de distinguer ces différents régimes sont le nombre de Stokes et le rapport de densité $s = \rho_g/\rho_f$. Nos expériences se placeraient alors pratiquement dans la zone frontière entre le régime limite visqueux et le régime limite inertiel avec un nombre de Reynolds proche de 2. Cependant, il n’est plus possible ici de continuer à supposer comme dans [38] que le coefficient de traînée C_d est soit turbulent et constant, soit de type Stokes. En tenant cette fois compte de la dépendance de ce coefficient C_d avec le nombre de Reynolds Re , par exemple avec les expressions empiriques $C_d = \frac{24}{Re}(1 + 0,15Re^{0,687})$ [35] ou $C_d = \left(1 + \sqrt{\frac{24}{Re}}\right)^2$ (généralisation de la relation de Ferguson et Church [57] appliquée ici à du sable), il est désormais possible d’attester définitivement que nos observations sont réalisées dans un régime limite à tendance inertielle. Or, dans ce régime avec des conditions d’écoulements sur fond meuble en régime transitoire, il n’y a pas à notre connaissance d’études qui puissent être directement com-

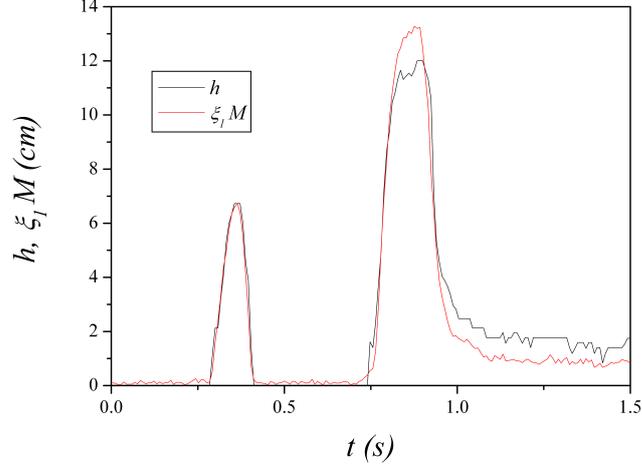


Fig. 1.26 – Suivi temporel de l'épaisseur mobilisée h pour le même effondrement qu'à la figure 1.24. Est également reportée sur la courbe la masse mouvante M à un coefficient de proportionnalité près, $\xi = h_{m_1}/M_{m_1}$ (où l'indice 1 indique le maximum du premier pic).

parées à la notre. Toutefois des similitudes fortes existent avec cette allure du profil de vitesse visible à la figure 1.21 qui présente une décroissance linéaire suivie d'un raccordement approximativement exponentielle et qui est qualitativement très proche des profils observés dans des avalanches, aussi bien en régime stationnaire [18][95][148][168] qu'en situation transitoire [39][97]. Notons bien qu'il n'était pas du tout évident de retrouver ainsi une allure analogue au vu de la très nette différence en termes de morphologie entre l'effondrement semi-circulaire et les avalanches. Quantitativement, la vitesse maximale en surface devrait être contrôlée dans tous les cas par la vitesse caractéristique associée [38] : $U_{ff} = \sqrt{gd}$ en régime de chute libre et $U_i = \sqrt{(s-1)gd}$ en régime limite inertiel. Soit avec notre sable dont le diamètre médian est $\bar{d} \approx 600\mu\text{m}$: $U_i \approx 9\text{cm.s}^{-1}$. C'est effectivement l'ordre de grandeur qui est retrouvé dans nos expériences. La vraie différence entre ces profils de vitesse apparaît donc, comme on l'a vu précédemment, au niveau de la profondeur de la zone mobilisée. On notera cependant que la longueur caractéristique de la queue exponentielle estimée ici semble sensiblement identique à celle mesurée par [97]. En régime stationnaire, plusieurs travaux [37][95][96][168] ont montré que la profondeur de la couche cisailée, h_∞ , était imposée par l'épaisseur du canal l et le frottement aux parois latérales μ_W via la relation suivante :

$$\frac{h_\infty}{l} = \frac{\tan \theta - \tan \theta_{ins}}{\mu_W} \quad (1.53)$$

Il sera discuté au paragraphe 1.5.4 dans quelle mesure cette expression, validée pour des écoulements de type avalanches sur fond meuble en régime transitoire, peut être comparée aux présentes observations qui correspondent à des effondrements semi-circulaires en régime fortement instationnaire.

Une dernière remarque peut être formulée quant au fait que ce type de déstabilisation, mobilisant un milieu initialement très lâche sur de grandes profondeurs, n'avait a priori pas été reporté jusqu'à ce jour. On peut en effet penser que, de la même façon qu'au paragraphe 1.4, les matériaux et les protocoles habituellement utilisés ne permettaient pas d'explorer véritablement le régime contractant. Beaucoup de travaux ont été menés avec des grains sphériques de faible polydispersité et dont les empilements restent toujours assez denses [39][65][95][97]. D'autres études sont basées sur

un protocole de préparation imposant un état de départ fixe et généralement modérément dense [8][46][99][102][115][162]. Un travail expérimental spécifique [136] ainsi qu'une modélisation analytique [137] ont toutefois été menés vis à vis de l'influence de la fraction volumique solide initiale sur le régime transitoire d'avalanche mais dans le cas de billes de petite taille immergées dans un liquide de viscosité assez élevée, soient des conditions pour lequel le couplage hydrodynamique entre fluide et grains est très fort et induit un effet de ralentissement de régime transitoire dans le cas dense et, au contraire, d'accélération dans le cas lâche. Cette étude ne peut cependant pas être comparée à notre situation, notamment parce qu'elle est réalisée sur fond rigide et intègre une moyenne dans la profondeur.

1.5.4 Etude paramétrique

Une phénoménologie complexe

Contrairement au protocole de chargement progressif, la variation de la fraction volumique du protocole d'effondrement contrôlé permet de mettre en évidence trois modes principaux de déstabilisation. Le premier est bien évidemment le régime stable pour lequel l'angle imposé reste en dessous de l'angle d'instabilité de l'échantillon. Le deuxième régime recense une faible instabilité qui s'achève par une restabilisation définitive de l'échantillon. Le troisième régime regroupe un ou plusieurs événements, séparés, pour les fractions volumiques les moins fortes, par une phase de restabilisation temporaire mais se terminant finalement par une avalanche de surface. La figure 1.27 schématise la répartition de ces régimes dans le graphique représentant l'inclinaison θ en fonction de la fraction volumique Φ . Comme on peut le constater sur la figure, la déstabilisation par chargement progressif coïncide quasi-parfaitement avec la frontière entre le deuxième et le troisième régime de déstabilisation visualisé par effondrement contrôlé.

L'étude paramétrique présentée dans ce paragraphe a été réalisée sur le troisième régime de déstabilisation menant donc à une relaxation globale de l'angle d'inclinaison s'achevant par un dépôt final de la coulée de surface contre la paroi latérale aval. Dans ce régime, on observe une phénoménologie très complexe, mais reproductible, du processus de déstabilisation. Celui est, comme l'a vu, analysé par l'intermédiaire de l'évolution temporelle de la masse mouvante M . Une allure typique de masse mouvante a déjà été présentée à la figure 1.24 et une autre, choisie volontairement parmi les plus complexes ayant été observées, est tracée sur la figure 1.28.

Comme on le voit sur ces deux figures, une déstabilisation par effondrement contrôlé se compose d'une succession de pics dont le premier se déclenche après un temps de réaction t_{init} . Selon les conditions, il peut y avoir un seul ou plusieurs pics. Les observations ont montré qu'il n'y a le plus souvent qu'un à deux pics mais dans certains cas comme à la figure 1.28, ce nombre peut aller jusqu'à six, avec toutefois les deux derniers qui apparaissent concomitamment à l'avalanche finale. La figure 1.29 recense le nombre de pics observés en fonction des conditions de densité et d'inclinaison.

Dans les cas les plus denses et pour des inclinaisons pas trop élevées, seule l'avalanche finale est observée tandis que dans tous les autres cas, il y a d'abord des déstabilisations du type effondrement semi-circulaire. Dès lors qu'il y a plusieurs événements successifs, on observe à chaque fois une phase de restabilisation entre la fin d'un pic et le début du suivant. Pendant ce temps de latence, aucune déformation et aucun "fluage" ne sont détectés par corrélation d'images. De façon très surprenante, le milieu semble donc, transitoirement, à l'équilibre mais va cependant se déstabiliser de

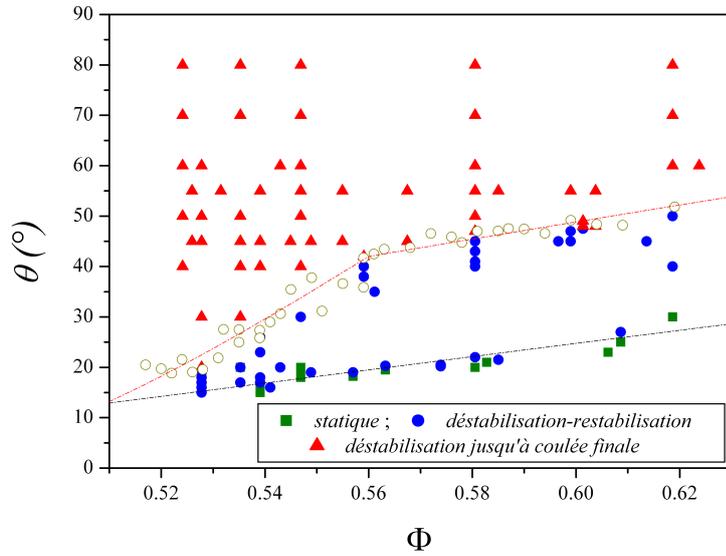


Fig. 1.27 – Mise en évidence des trois principaux régimes de déstabilisation observés lors d’un effondrement contrôlé. L’angle limite de stabilité mesuré par chargement progressif (cf. figure 1.15) est représenté par des cercles vides à titre de comparaison.

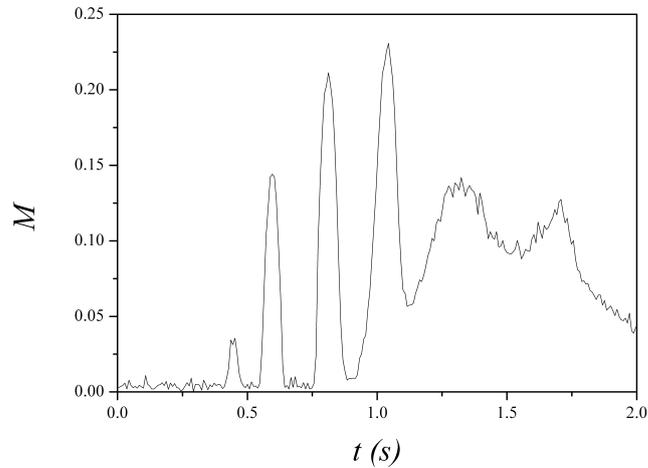


Fig. 1.28 – Evolution temporelle de la masse mouvante observée pour un échantillon de fraction volumique $\phi = 0,574$ incliné à un angle de 55° . On recense 6 pics lors de l’effondrement contrôlé, les deux derniers apparaissant alors que l’avalanche finale est déjà en cours.

nouveau. Notons également que, avant que l’avalanche finale ne se déclenche, l’amplitude maximale de chaque pic est généralement croissante : chaque événement mobilise donc une zone plus grande que son prédécesseur comme cela est par exemple le cas pour les quatre premiers pics de la figure 1.28.

Cette dynamique de déstabilisation s’avère assez éloignée de ce que nous pensons obtenir avec ce protocole d’effondrement contrôlé, à savoir une unique instabilité dont l’amplitude, l’étendue spatiale

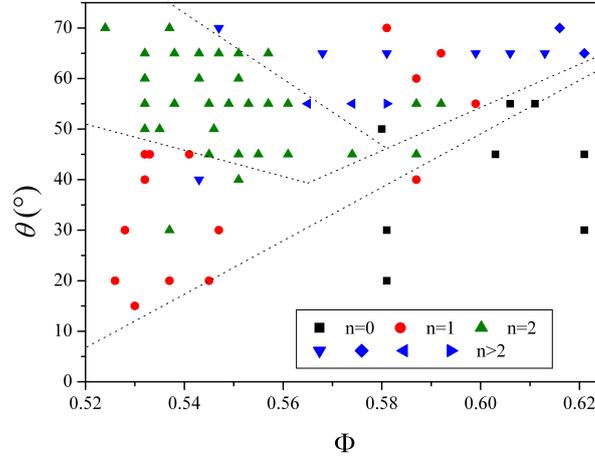


Fig. 1.29 – Nombre de pics successifs observés au cours du processus de déstabilisation en fonction de la fraction volumique initiale Φ et de l'angle d'inclinaison θ .

et la durée auraient été directement contrôlées, dans une géométrie figée, par l'angle d'inclinaison et par la fraction volumique initiale de l'échantillon. L'évolution réelle est, on le voit, beaucoup plus riche que cela et, de ce fait, nettement plus difficile à analyser de façon systématique même si, comme il sera montré juste après, des tendances peuvent être clairement identifiées quant à l'influence des paramètres de contrôle.

Temps de déclenchement

L'interprétation du temps de déclenchement t_{init} est assez délicate du fait que, comme cela a déjà été évoqué, la phase d'arrêt de la force stabilisatrice est loin d'être instantanée. L'amorce de la déstabilisation gravitaire de l'échantillon peut se dérouler de façon simultanée à cette phase de suppression du couplage hydrodynamique. Ce n'est pas le cas pour des échantillons suffisamment denses mais, en revanche, pour les empilements les plus lâches, il y a une très nette coexistence temporelle. Une piste d'interprétation consisterait à s'appuyer sur la relation 1.50 entre seuil de stabilité et gradient hydraulique du paragraphe 1.4 et notamment sur la figure 1.13. En effet, à fraction volumique Φ constante et à inclinaison donnée, on peut supposer que l'initiation du mouvement se fait pour une valeur intermédiaire de gradient i_{init} imposée par l'inclinaison et définissant ainsi implicitement le temps de déclenchement t_{init} . Cependant, en s'appuyant sur les résultats précédents, on ne parvient a priori à interpréter semi-quantitativement que la variation de t_{init} avec θ (cf. figure 1.30) mais pas celle avec Φ (cf. figure 1.31) pour laquelle il faut en outre utiliser la relation 1.52 reliant $\theta_{ins}(0)$ et Φ dans les régimes contractant et dilatant (cf. figure 1.19).

A l'heure actuelle, il n'a pas été possible, ni véritablement tenté, d'aller plus loin en termes d'interprétation de ce temps de déclenchement de l'instabilité qui apparaît contrôlé en grande partie par la cinétique non instantanée de suppression du couplage hydrodynamique. Cette cinétique d'arrêt de l'écoulement marque clairement une limitation du dispositif expérimental.

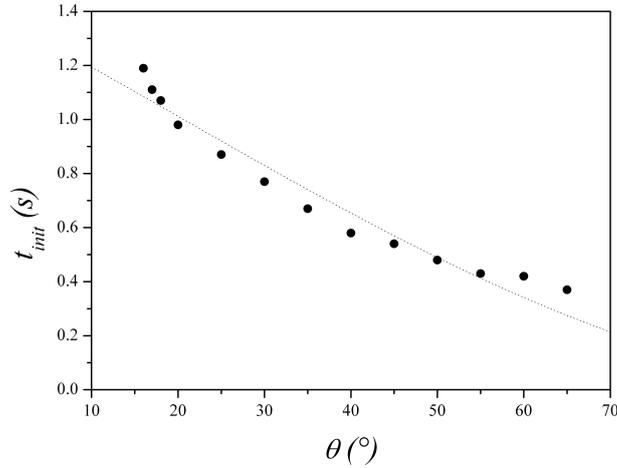


Fig. 1.30 – Dépendance du temps de déclenchement t_{init} avec l'angle d'inclinaison θ pour une fraction volumique initiale $\Phi = 0,539$. La courbe correspond à l'interprétation tirée de la relation 1.50.

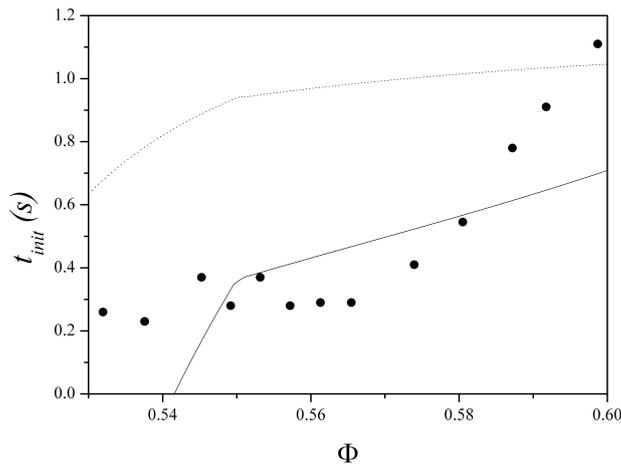


Fig. 1.31 – Dépendance du temps de déclenchement t_{init} avec la fraction volumique initiale Φ pour une inclinaison de 55° . Les courbes sont des tentatives d'interprétation basées notamment sur les relations 1.50 et 1.52 et utilisant soit la loi de Darcy (trait pointillé), soit une loi débit-charge empirique plus réaliste (trait plein).

Profondeur mobilisée

Comme on l'a dit précédemment, la masse mouvante M est directement proportionnelle à la profondeur h de mobilisation maximale du milieu et le suivi temporel de M permet donc de connaître l'évolution de cette profondeur de mobilisation à travers les différents pics observés. On a vu que, au démarrage de chacun de ces pics, le milieu est mobilisé progressivement en profondeur à vitesse constante, notée C . Le pic atteint ensuite une amplitude maximale M_{m_i} avant de diminuer et, dans la plupart des cas, revenir à zéro dans un état métastable de restabilisation transitoire. La valeur de ce maximum correspond donc à un paramètre très important, directement relié à la profondeur

de plus grande mobilisation atteinte au cours de l'évènement. Dans la figure 1.32, on a reporté en fonction de l'angle d'inclinaison θ les valeurs prises successivement par M_m au cours des différents pics pour un échantillon de fraction volumique $\Phi \approx 0,539$.

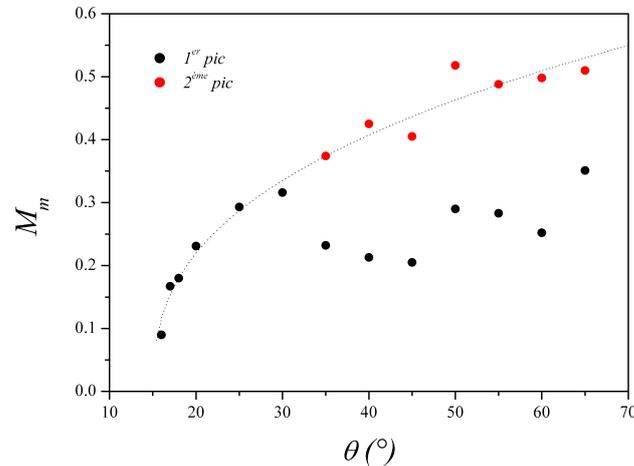


Fig. 1.32 – Dépendance de la masse mouvante maximale M_m de chaque pic successif avec l'angle d'inclinaison θ pour une fraction volumique initiale $\Phi = 0,539$. La courbe en pointillée propose juste une interpolation qualitative.

On observe sur cette figure une augmentation progressive de M_{m_1} tant qu'il n'y a qu'un seul pic recensé. Ensuite, la valeur de M_{m_1} chute significativement mais le maximum du second pic, M_{m_2} , est alors du même ordre de grandeur que les valeurs précédentes et son évolution présente à son tour une augmentation régulière, dans la parfaite continuité du début de la courbe. Ce type d'évolution est obtenue de façon systématique, quelque soit le nombre de pics. De la même façon, on retrouve relativement bien ce genre d'évolution pour la dépendance de M_m avec la fraction volumique initiale Φ comme cela est illustré sur la figure 1.33 pour une inclinaison de 55° . A noter ici que seul le cas le plus lâche a un comportement différent comme cela sera discuté plus loin.

Il apparaît donc ainsi que la grandeur contrôlée par les paramètres θ et Φ soit la plus grande des amplitudes des pics, soit $M_{max} = \max(M_{m_i})_{i \geq 1}$. Il s'agit donc en fait, à une facteur de proportionnalité près, de la profondeur de mobilisation la plus grande atteinte au cours de la totalité de la déstabilisation que l'on notera h_{max} . Sur ces données, on retrouve assez logiquement que h_{max} augmente assez régulièrement avec l'inclinaison θ et diminue avec la fraction volumique initiale Φ . Plus précisément, il semble que, à l'exception du cas le plus lâche, il y ait une sorte de saturation de h_{max} aux plus faibles valeurs de Φ et approximativement dans tout le régime contractant défini au paragraphe 1.4.2 comme le montre la figure 1.34. Cette saturation est probablement due au fait que la zone de mobilisation commence à atteindre le fond de la cellule.

Pour interpréter ces dépendances de h_{max} avec θ et Φ , nous n'avons à notre disposition que la relation 1.53 qui explicite, pour un écoulement stationnaire invariant le long de la pente, la profondeur mobilisée h_∞ en fonction de l'écartement l entre les parois de confinement latéral. Cette expression fait directement apparaître une relation linéaire entre h_∞ et $\tan \theta$ qui peut être testée sur

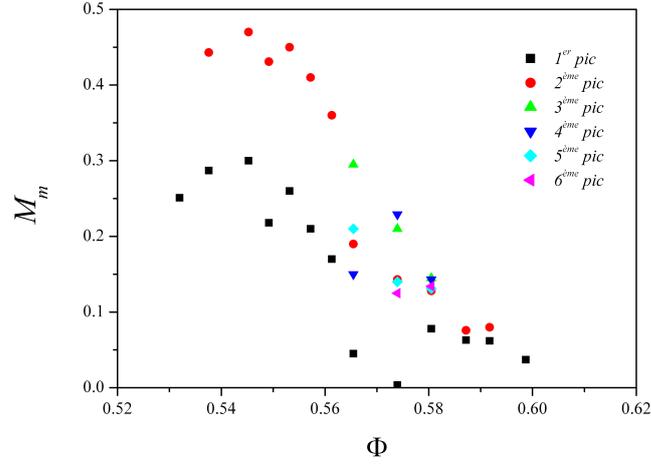


Fig. 1.33 – Dépendance de la masse mouvante maximale M_m de chaque pic successif avec la fraction volumique initiale Φ pour une inclinaison de 55° .

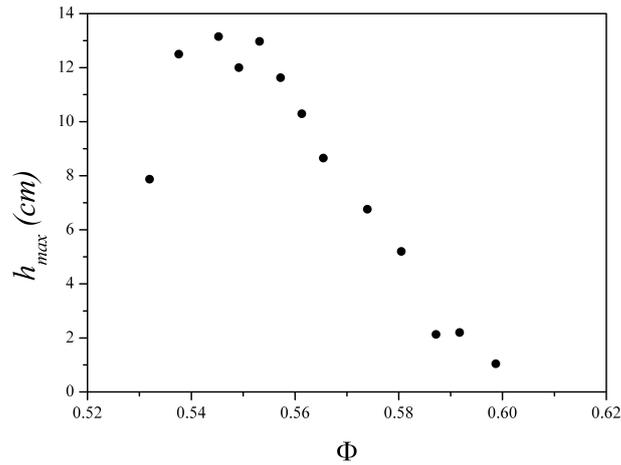


Fig. 1.34 – Dépendance de la hauteur maximale mobilisée h_{max} avec la fraction volumique initiale Φ pour une inclinaison de 55° .

nos mesures comme cela est montré à la figure 1.35 pour les données correspondant à la figure 1.32.

Sur cette courbe, on ne retrouve pas véritablement de relation linéaire mais on constate néanmoins que l'ordre de grandeur est correct. Il est ici possible d'aller plus loin puisque, sur cette série uniquement, un suivi manuel a été réalisé pour évaluer, au sommet de chaque pic, la vitesse maximale à la surface, V_{ms} , la profondeur mobilisée, h_{mob} et le taux de cisaillement γ_{cis} tirés du profil de vitesse comme présenté au paragraphe 1.5.3. Les maxima, pour l'ensemble des pics, de ces grandeurs sont notés respectivement V_{max} , $h_{mob-max}$ et $\gamma_{cis-max}$. On voit alors sur la figure 1.35 que les valeurs de $h_{mob-max}$ s'ajustent assez bien, aux plus faibles inclinaisons, avec la loi d'échelle 1.53. Il y a donc a priori une surestimation de la profondeur mobilisée par la méthode de la masse mouvante. Pour de plus fortes inclinaisons, on observe une saturation probablement due là encore à la limitation géométrique de la zone mobilisée par la hauteur initiale de l'échantillon.

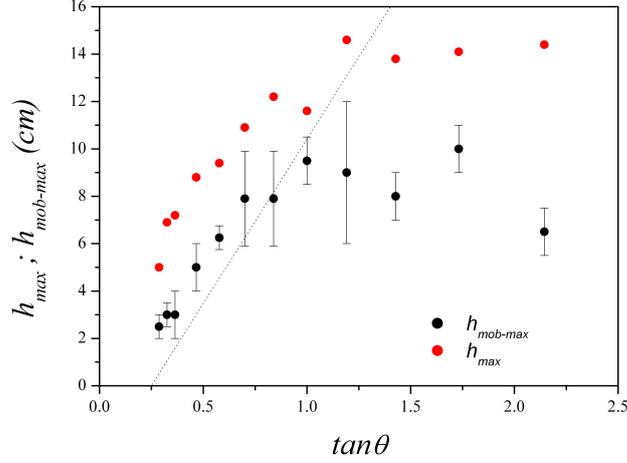


Fig. 1.35 – Tracé des profondeurs maximales de mobilisation h_{max} et $h_{mob-max}$ en fonction de $\tan \theta$ pour une fraction volumique initiale $\Phi = 0,539$. La droite en pointillé correspond à la relation 1.53 où le paramètre θ_{ins} est pris égal à 14° .

Vues les différences très importantes entre notre situation (régime transitoire composé de plusieurs évènements successifs, système lâche, contrôle géométrique) et les conditions d’obtention de la loi 1.53 (régime stationnaire, système dense, invariance le long de la pente), il est à la fois étonnant et encourageant d’observer un tel accord et c’est là un résultat fort qui montre que, malgré la richesse et la complexité de la phénoménologie présente, le contrôle de la zone de mobilisation semble assez similaire à la situation stationnaire.

Un second aspect lié à la relation 1.53 concerne la dépendance avec la fraction volumique initiale. Dans cette expression, celle-ci apparaît implicitement à travers le terme θ_{ins} qui désigne l’angle maximale de stabilité. A priori, il devrait s’agir du terme mesuré dans le cas du chargement progressif et donné par la relation 1.52 avec les paramètres adaptés aux deux régimes, contractant et dilatant. Or, en utilisant ce paramètre θ_{ins} comme variable d’ajustement lors du calage des données expérimentales sur la relation 1.53 pour différentes valeurs de l’angle d’inclinaison θ , la dépendance avec la fraction volumique Φ obtenue pour θ_{ins} ne correspond pas du tout à cela comme le montre la figure 1.36. Seule est retrouvée la différence de comportement très marquée entre le régime contractant ($\Phi < 0,56$) et le régime dilatant ($\Phi > 0,56$) ainsi que le comportement différent observé pour la situation pathologique de l’échantillon le plus lâche.

Une dernière analyse qui peut être menée et discutée concerne, outre $h_{mob-max}$ déjà présenté à la figure 1.35, les deux autres grandeurs extraites des profils de vitesse : V_{max} et $\gamma_{cis-max} = V_{max}/h_{mob-max}$. Ainsi on voit sur la figure 1.37 que V_{max} augmente d’abord avec l’inclinaison avant de saturer rapidement au-delà de 45° ($\tan \theta \sim 1$) à une valeur proche de 10 cm.s^{-1} qui est bien de l’ordre de $U_i = \sqrt{(s-1)gd} \approx 9 \text{ cm.s}^{-1}$. Quant à $\gamma_{cis-max}$, la figure 1.38 suggère, tout au moins sur cette unique série, que sa valeur resterait approximativement constante, autour de $\gamma_{cis-max} \approx 1,2 \text{ s}^{-1}$, indépendamment de l’inclinaison θ . Ce dernier résultat semble très intéressant

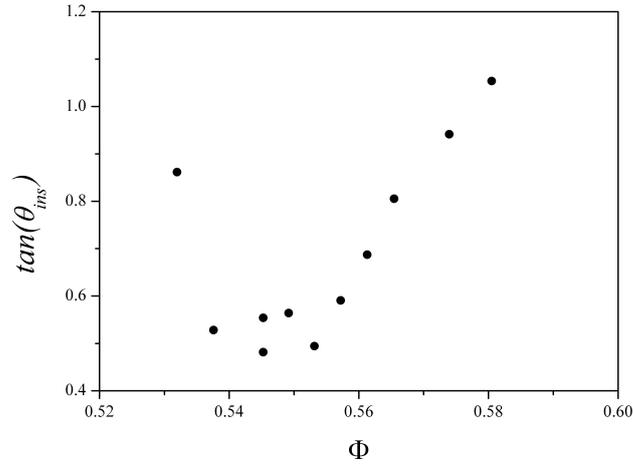


Fig. 1.36 – Dépendance avec la fraction volumique initiale Φ du paramètre $\tan\theta_{ins}$ obtenu par ajustement de la loi d'échelle 1.53 aux données expérimentales pour une inclinaison de 55° .

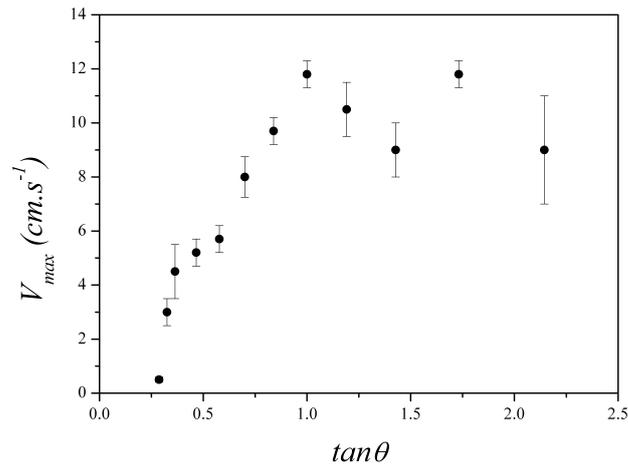


Fig. 1.37 – Vitesse maximale V_{max} observée à la surface au cours de la totalité de la déstabilisation en fonction de $\tan\theta$ pour une fraction volumique initiale $\Phi = 0,539$.

mais demanderait confirmation sur d'autres données, ce qui n'a pas pu être réalisé, et reste bien sûr ensuite à interpréter.

Influence de la géométrie

Il a déjà été souligné que, contrairement aux avalanches de surface obtenues en régime dense qui sont relativement indépendantes par translation le long de la pente, la déstabilisation par effondrement semi-circulaire observée pour un échantillon initialement lâche semble en grande partie contrôlée par les conditions aux limites et donc par les dimensions de l'échantillon. Pour tester cette dépendance, des expériences ont été réalisées pour des échantillons de tailles différentes. Pour modifier ainsi la géométrie de l'échantillon, des cales en plexiglas ont été placées à l'intérieur de la

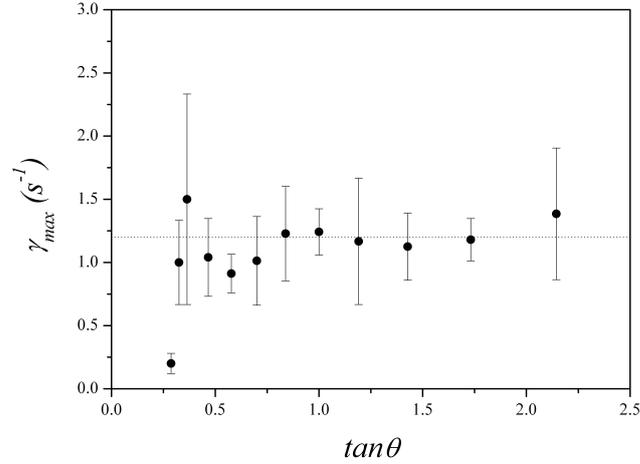


Fig. 1.38 – Cisaillement maximal $\gamma_{cis-max}$ mesuré au cours de la totalité de la déstabilisation en fonction de $\tan\theta$ pour une fraction volumique initiale $\Phi = 0,539$. La droite horizontale en pointillé correspond à $\gamma = 1,2s^{-1}$.

cellule de façon à limiter la section transverse en faisant ainsi varier la longueur L et/ou l'épaisseur l . Les dimensions sans cales sont $L = 20cm$ et $l = 5cm$ et correspondent à la géométrie G_0 utilisée précédemment. L'ajout des cales a permis de tester trois nouvelles géométries : la géométrie G_1 où $L = 10cm$ et $l = 5cm$, la géométrie G_2 où $L = 20cm$ et $l = 3cm$, et enfin la géométrie G_3 où $L = 10cm$ et $l = 2,6cm$. Cette dernière géométrie conserve approximativement le rapport d'aspect de la géométrie d'origine G_0 . Notons également que, dans chacune de ces géométries, la masse de sable utilisée a été adaptée en conséquence afin que travailler dans la même gamme de hauteur de l'échantillon ($12cm < H_0 < 15,5cm$). Les différentes géométries utilisées sont représentées schématiquement sur la figure 1.39.

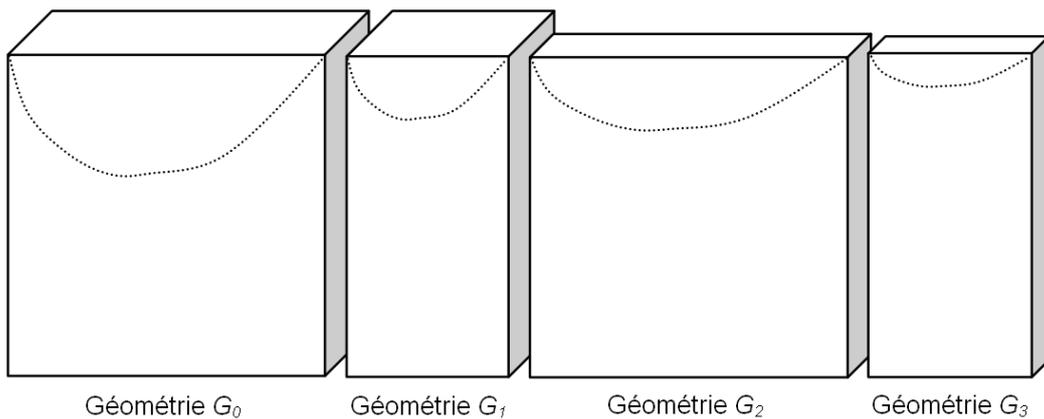


Fig. 1.39 – Représentation schématique des quatre géométries utilisées : géométrie G_0 ($L = 20cm$; $l = 5cm$) ; géométrie G_1 ($L = 20cm$; $l = 3cm$) ; géométrie G_2 ($L = 10cm$; $l = 5cm$) ; géométrie G_3 ($L = 10cm$; $l = 2,6cm$). L'allure des zones de mobilisation a été représentée dans l'hypothèse d'une simple mise à l'échelle avec la longueur L et l'épaisseur l de la cellule.

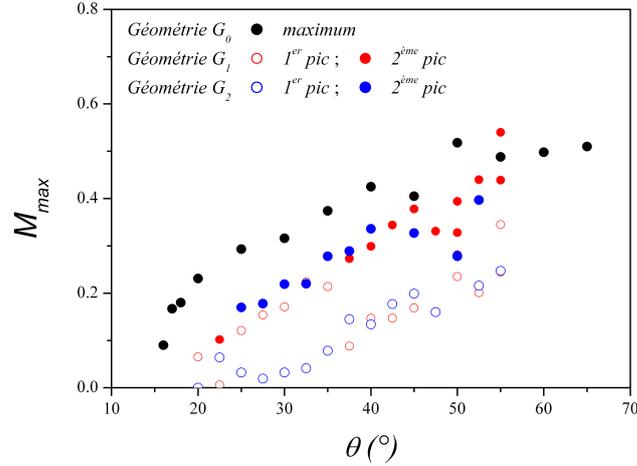


Fig. 1.40 – Représentation schématique des quatre géométries utilisées : géométrie G_0 ($L = 20\text{cm}$; $l = 5\text{cm}$) ; géométrie G_1 ($L = 20\text{cm}$; $l = 3\text{cm}$) ; géométrie G_2 ($L = 10\text{cm}$; $l = 5\text{cm}$) ; géométrie G_3 ($L = 10\text{cm}$; $l = 2,6\text{cm}$). L'allure des zones de mobilisation a été représentée dans l'hypothèse d'une simple mise à l'échelle avec la longueur L et la largeur l de la cellule.

Sur la figure 1.40, les maxima de masse mouvante de chaque pic M_{m_i} sont tracés en fonction de l'inclinaison θ pour les géométries G_1 et G_2 en régime lâche, soit respectivement $\Phi = 0,532$ et $\Phi = 0,544$. Pour ces nouvelles géométries, on retrouve que c'est le plus grand de tous les maxima en termes de profondeur de mobilisation, M_{max} , qui est contrôlé par l'angle d'inclinaison. Les données relatives à la géométrie G_0 avec $\Phi = 0,539$ ont été également portées sur la figure. La comparaison quantitative n'est pas directe car la valeur absolue de la masse mouvante dépend de la taille réelle des images sur lesquelles est effectué le calcul. Ici, le champ de la caméra est fixé par la longueur L de l'échantillon. Il est donc inchangé en passant de la géométrie G_0 à la géométrie G_2 tandis qu'il est réduit approximativement d'un facteur deux pour les deux dernières géométries, G_1 et G_3 . Ainsi, si l'on compare d'abord les géométries G_0 et G_1 , on voit sur la figure 1.40 que la réduction par deux de la longueur de l'échantillon diminue plus ou moins dans la même proportion la profondeur de la zone d'écoulement, l'accord n'étant toutefois pas optimal. De la même manière, la figure 1.41 montre que la géométrie G_2 donne des résultats comparables à ceux de la géométrie G_0 si l'on tient compte de la mise à l'échelle de la zone d'écoulement par l'épaisseur l suggérée par la relation 1.53. Avec cependant une incidence liée à l'écartement entre les parois latérales qui, dans la géométrie G_2 , commence visiblement à induire un effet stabilisateur par frottement [37] avec, en conséquence, une augmentation de l'angle limite de stabilité et, sur la figure, un décalage vers les angles élevés.

Il semble donc bien y avoir, d'un point de vue tout au moins qualitatif, deux effets d'échelle liés respectivement à la longueur L et à l'épaisseur l de l'échantillon. Cela a été testé directement avec la géométrie G_3 pour laquelle il y a une réduction simultanée d'un facteur 0,5 sur L et l vis à vis de la géométrie de référence G_0 . Les résultats sont présentés sur la figure 1.42 et ne donnent qu'approximativement le bon ordre de grandeur, sans véritable prédiction quantitative. Cela s'explique vraisemblablement d'une part par le décalage du paramètre θ_{ins} de la relation 1.53 vers les plus fortes inclinaisons pour cette plus faible épaisseur l , et d'autre part par la mise à l'échelle avec la longueur L qui, comme déjà observée à la figure 1.40, ne se réduit peut-être pas à un simple

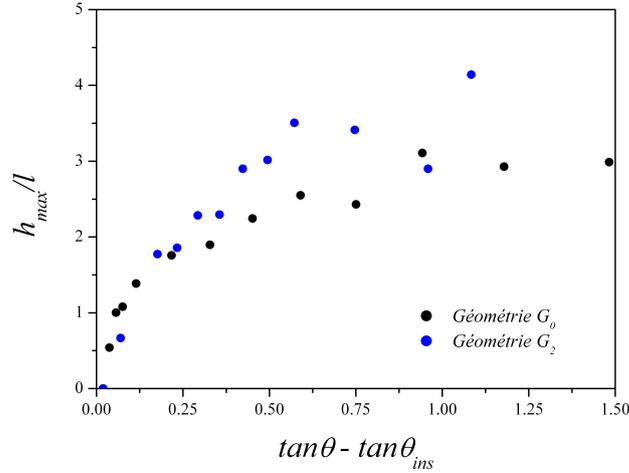


Fig. 1.41 – Tracé du rapport entre la profondeur maximale de mobilisation h_{max} et l'épaisseur de la cellule l en fonction de $\tan\theta - \tan\theta_{ins}$ dans les géométries G_0 et G_2 pour des fractions volumiques initiales proches, respectivement égales à $\Phi = 0,539$ et $\Phi = 0,544$. Les valeurs du paramètre θ_{ins} ont été prises respectivement égales à 14° (géométrie G_0) et 19° (géométrie G_2).

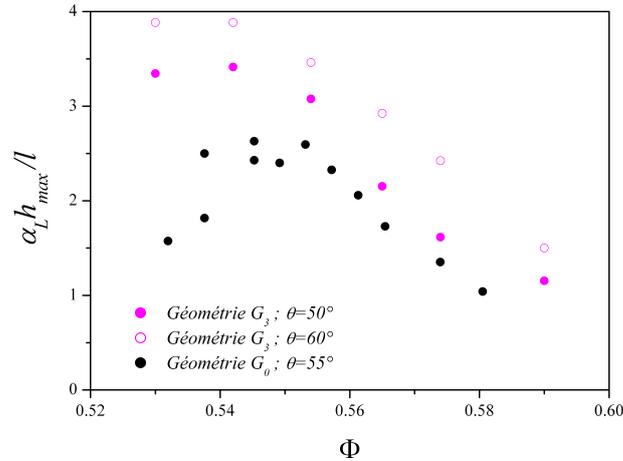


Fig. 1.42 – Tracé du rapport entre la profondeur maximale de mobilisation h_{max} , corrigée du facteur d'échelle $\alpha_L = L_{G_i}/L$ (avec $i = 0$ ou 3), et l'épaisseur de la cellule l en fonction de la fraction volumique initiale Φ en géométrie G_0 pour un angle de 55° et en géométrie G_3 pour des inclinaisons de 50° et 60° .

facteur correctif $\alpha_L = L_G/L$ comme supposé ici.

Mise en évidence du rôle de la microstructure

Des questions peuvent se poser quant à la validité du choix de la fraction volumique pour rendre compte de la résistance mécanique du matériau vis à vis de la gravité et pour décrire la dynamique d'une coulée. S'il est certain qu'un lien doit exister avec la fraction volumique, c'est en effet sans

doute plus au niveau de la microstructure que doivent se trouver les paramètres physiques les plus pertinents comme par exemple le nombre moyen de contact ou l'anisotropie de la distribution des forces de contact exprimée à travers la texture [4].

Une mise en évidence de l'insuffisance de la fraction volumique en tant que paramètre de contrôle a été réalisée comme suit. Trois échantillons ont été préparés avec une même fraction volumique initiale $\Phi \approx 0,555$ mais par des protocoles de fabrication différents. Le premier protocole, noté P1, est celui utilisé dans tout ce travail et correspondant à une fluidisation, suivie d'une redéposition progressive puis de quelques coups de maillet. Le second protocole P2, proche du premier, est aussi constitué d'une fluidisation suivie d'une redéposition sauf qu'une grille avait été placée au préalable à la base de l'échantillon. La fin du protocole se fait alors en remontant lentement cette grille jusqu'au haut de l'échantillon, ce qui permet ainsi de décompacter légèrement ce dernier. enfin, le troisième mode de préparation P3 est totalement différent : il s'agit d'une technique de damage humide (voir par exemple [13]) où 8 couches de 250g de sable chacune, légèrement humidifiées (environ 4% d'eau en masse), sont successivement compactées à l'aide d'une dame, les unes après les autres et les unes au-dessus des autres. L'échantillon ainsi créé n'est pas saturé immédiatement mais on y fait d'abord circuler pendant environ une demie heure du dioxyde de carbone qui est soluble dans l'eau et va éviter le piégeage de bulles d'air lors de la saturation finale. Les résultats obtenus pour une inclinaison de 55° sont présentés sur la figure 1.43. On voit bien sur cette courbe l'importance des paramètres

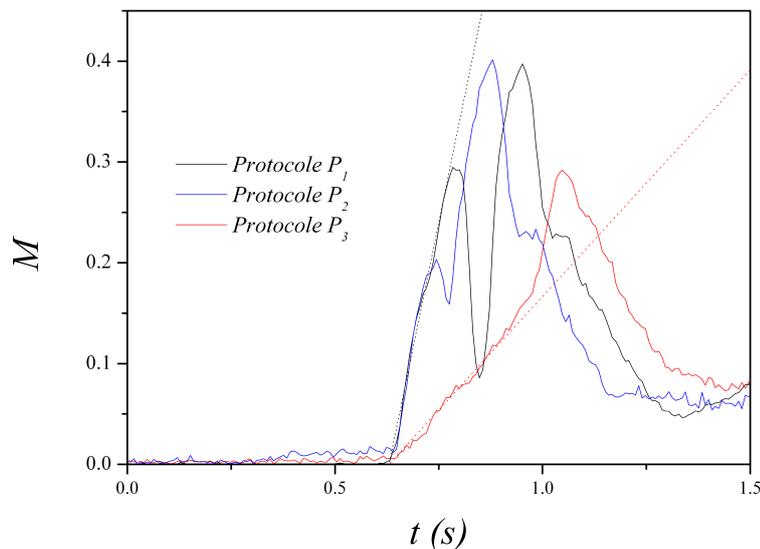


Fig. 1.43 – Evolutions temporelles de la masse mouvante pour une inclinaison de 55° et des échantillons de même fraction volumique $\Phi = 0,555$ obtenus avec les 3 protocoles de préparation P1, P2 et P3. Les courbes en pointillé correspondent à la mobilisation en profondeur initiale de la zone de coulée, quasi-linéaire, avec une pente égale à C . Pour les différents protocoles on trouve $C_1 \approx C_2 \approx 4C_3$.

microstructurels qui, malgré une même valeur de densité, génèrent des différences extrêmement fortes avec, notamment, un facteur de l'ordre de 4 sur la vitesse initiale de mobilisation en profondeur de la zone de coulée lorsque les modes de préparation sont très éloignés (P1 et P3)! Au contraire, lorsque les protocoles sont assez similaire (P1 et P2), les résultats restent assez comparables. Notons par ailleurs que, dans les analyses réalisées au cours de ce travail, des comportements atypiques ont

souvent été observés pour les échantillons les moins consolidés n'ayant pas été sollicités par des coups de maillet. Il est fort probable que cela s'explique par des effets microstructuraux, le tout premier coup maillet entraînant au niveau de la microstructure des modifications bien plus importantes que le simple décalage de la fraction volumique qui en résulte.

1.5.5 Bilan et perspectives

Nous avons mené ici une campagne expérimentale pour caractériser les déstabilisations d'un milieu granulaire en passant d'un protocole de chargement progressif à un protocole d'effondrement contrôlé. La phénoménologie observée lors de ces différentes séries expérimentales s'est révélée particulièrement complexe, notamment pour les effondrements contrôlés. Une telle richesse de comportement n'était pas attendue et a bien sûr été source de difficulté en termes de mesure des grandeurs cinématiques et d'interprétation des données obtenues. Cela explique pourquoi, au sortir de ce travail, ces processus de déstabilisations, brèves et localisées, sont encore loin d'être entièrement compris et modélisés. Mais nous avons toutefois progresser de façon significative dans leur connaissance et plusieurs résultats importants ont pu être mis en évidence.

Ainsi, lorsqu'on se place bien au-dessus du seuil de stabilité, l'effondrement contrôlé qui s'en suit induit une dynamique de déstabilisation de l'échantillon similaire à celle rencontrée en chargement progressif mais fortement accentuée par la plus grande inclinaison. Le temps de déclenchement de l'instabilité semble principalement contrôlé par la phase de l'arrêt de l'écoulement hydraulique de stabilisation initiale, soulignant ainsi une limitation du dispositif expérimental. En suivant l'évolution temporelle de la quantité de matériau mobilisée, nous observons la présence d'un à plusieurs pics liés à des séquences de déstabilisation-restabilisation temporaires, d'une durée typique de 0,2 à 0,3s. Ces pics sont toujours présents, même à inclinaison élevée où l'on est loin du seuil et où l'on pourrait s'attendre à ce que les possibilités de restabilisation soient moindres. Seul le plus grand de ces pics semble être contrôlé par l'angle d'inclinaison et la fraction volumique ce qui constitue un premier résultat étonnant. La façon dont se fait ce contrôle est compatible avec le scaling de Taberlet [168] obtenu, en régime stationnaire, pour un écoulement dense avec confinement latéral. C'est là encore une observation étonnante au vue des différences expérimentales très marquées entre les deux situations. Nous notons également un effet de taille avec la longueur de l'échantillon, où la phénoménologie observée reste à peu près identique à un rapport de proportionnalité près. Par ailleurs, des résultats préliminaires très intéressants semblent montrer que le cisaillement maximal atteint au cours de la totalité d'un processus d'effondrement serait indépendant de l'inclinaison initiale de l'échantillon. Cela suggère que le cisaillement saturerait rapidement à cette valeur limite qui constituerait donc un maximum atteignable. Mais cela reste bien sûr à confirmer.

Enfin, quelques analyses complémentaires ont été réalisées et fournissent autant de nouvelles perspectives à ce travail. Une première série d'expériences a montré que le couplage fluide-grains, s'il était a priori peu important dans notre configuration de base, devient vite sensible, voire très sensible, pour un liquide plus visqueux et, surtout, pour des échantillons constitués de grains plus petits où la perméabilité diminue en conséquence. L'importance de la microstructure a également pu être mise en évidence de façon assez spectaculaire en modifiant le mode de préparation de l'échantillon étudié. Les conséquences directes sont très importantes pour une coulée d'un matériau réel dont l'histoire du dépôt préalable peut être très variable. On peut envisager un travail plus important au niveau expérimental sur le rôle de la microstructure dans ce type d'instabilité mais c'est surtout du point de vue théorique que des progrès sont à attendre pour clarifier l'influence de la microstructure et cela

passera très certainement par de la modélisation numérique s'appuyant notamment sur la Méthode des Éléments Discrets ou DEM.

1.6 Forme du dépôt post-avalanche

On présente ici une étude rapide sur la forme du dépôt après arrêt complet de l'écoulement de déstabilisation. Ce travail n'est pertinent que dans un contexte où l'influence des conditions aux limites reste faible et, au regard de ce qui a été discuté au paragraphe 1.5, il ne s'applique qu'au cas où l'empilement granulaire se déstabilise par une avalanche de surface de faible amplitude. Celle-ci se dépose rapidement du fait de la diminution de l'inclinaison de la surface libre et non par effet de butée à la paroi latérale aval de la cellule. Dans ce cadre bien précis, on sait que, dans la situation classique où il n'y a pas d'écoulement liquide, la surface libre de l'empilement de grains après arrêt de l'avalanche est encore linéaire et définit ainsi un angle θ_r , appelé angle de repos, qui est légèrement inférieur à l'angle d'avalanche θ_{ins} . La question que l'on se pose ici est de savoir ce qu'il en est dans le cas étudié au paragraphe 1.4.1 où un drainage hydraulique est présent au sein du matériau granulaire. La première réponse fournie par les observations expérimentales met en évidence une surface libre post-avalanche qui est cette fois incurvée et non plus linéaire comme cela peut se voir sur la photographie de la figure 1.44.

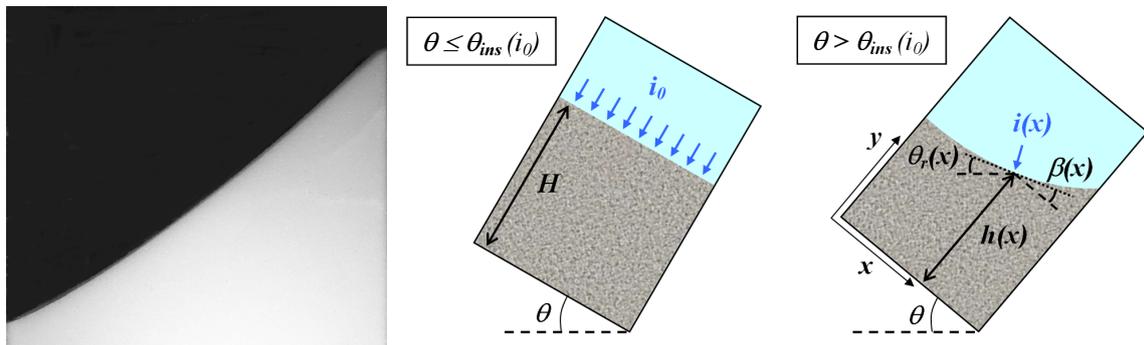


Fig. 1.44 – (a) Photographie de la surface supérieure d'un échantillon de sable sous drainage contrôlé après arrêt d'une avalanche de surface. La surface est incurvée et non pas linéaire comme dans le cas hydrostatique. (b) Schémas présentant la situation avant et après le déclenchement d'une avalanche dans un empilement d'épaisseur initiale H soumis à un gradient hydraulique uniforme i_0 . Dans la situation post-avalanche, on introduit à chaque abscisse x la hauteur locale $h(x)$, l'angle de repos local $\theta_r(x)$, la pente locale $dh/dx = \tan \beta(x)$ ainsi que le gradient hydraulique $i(x)$ (perpendiculaire à la surface libre).

Cette forme incurvée de l'échantillon se comprend assez bien car, au moment de l'arrêt de l'avalanche, l'écoulement liquide à travers la couche de grains est significativement modifié du fait que l'épaisseur de la couche n'est plus constante. Le gradient hydraulique n'est plus uniforme : il augmente là où l'épaisseur est la plus faible, c'est-à-dire à l'amont de l'avalanche, et diminue à l'aval de l'avalanche. Dans la suite, nous présentons rapidement un modèle capable de rendre compte de cet effet.

Modèle

Les deux schémas de la figure 1.44 montrent l'empilement granulaire juste avant qu'une avalanche se déclenche et après qu'elle se soit arrêtée. Dans le premier cas, il s'agit d'une couche d'épaisseur constante H soumise à un gradient hydraulique uniforme i_0 . Les grandeurs ne sont plus uniformes dans le second cas et on introduit à chaque abscisse x les grandeurs locales suivantes : hauteur $h(x)$, angle de repos $\theta_r(x)$, pente $dh/dx = \tan \beta(x)$ et gradient hydraulique $i(x)$ (qui reste perpendiculaire à la surface libre). Nous avons vu au paragraphe 1.4.1 que l'angle limite de stabilité auquel se déclenche l'avalanche pouvait s'écrire : $\theta_{ins}(i_0) = \theta_{ins}(0) + \arcsin(i_0/i_c \sin \theta_{ins}(0))$. Nous ferons ici l'hypothèse que cette relation, qui a été obtenue à l'échelle d'un échantillon homogène, peut, d'une part, s'appliquer à l'angle de repos et, d'autre part, se généraliser à l'échelle locale. On peut ainsi écrire :

$$\theta_r(i(x)) = \theta_r(0) + \arcsin\left(\frac{i(x)}{i_c} \sin \theta_r(0)\right) \quad (1.54)$$

La pente locale étant reliée simplement à l'angle de repos par la relation $\beta(x) = \theta - \theta_r(i(x))$, on a aussi :

$$\beta(x) = \theta - \theta_r(0) - \arcsin\left(\frac{i(x)}{i_c} \sin \theta_r(0)\right) \quad (1.55)$$

Pour boucler le problème, il faut trouver l'expression du gradient local $i(x)$ à la surface libre de la couche granulaire. Pour cela, il faut résoudre l'équation de Laplace $\Delta \tilde{P} = 0$ (écoulement de Darcy et liquide incompressible) dans un milieu poreux d'épaisseur variable. Une expression analytique approchée peut être obtenue en deux temps. Tout d'abord, pour une variation linéaire de l'épaisseur ($\beta(x) = \beta_0$) et en négligeant les effets de bords (i.e. pas de parois latérales), on peut trouver la solution suivante pour l'équation de Laplace et en déduire le gradient hydraulique à la surface supérieure :

$$i(x) = \frac{\tan \beta_0}{\beta_0} \frac{\tilde{P}_2 - \tilde{P}_1}{\rho_1 g h(x)} = i_0 \frac{\tan \beta_0}{\beta_0} \frac{H}{h(x)} \quad (1.56)$$

où $\tilde{P}_1 = \tilde{P}(x, 0)$ et $\tilde{P}_2 = \tilde{P}(x, h(x))$.

Ensuite, dans un second temps, on généralise l'expression précédente au cas d'une épaisseur $h(x)$ non linéaire mais présentant une variation modérée. Ce qui donne au final l'expression approchée suivante pour le gradient hydraulique de surface $i(x)$:

$$i(x) = i_0 \frac{\tan \beta(x)}{\beta(x)} \frac{H}{h(x)} \quad (1.57)$$

Résolution et validation expérimentale

En se rappelant que $dh/dx = \tan \beta(x)$, on calcule l'épaisseur $h(x)$ en résolvant le système d'équations 1.55 et 1.57. Cela a été fait de façon numérique et ces valeurs théoriques ont été confrontées à des mesures expérimentales de $h(x)$ relevées soit après la première avalanche générée à l'angle $\theta_{ins}(i_0)$, soit après les avalanches successives qui suivent cette première avalanche lorsque l'on continue à augmenter l'inclinaison de la cellule. Des résultats type sont présentés sur la figure 1.45 pour un empilement de billes de verre de diamètre $0,3 < d < 0,4 \text{ mm}$, de fraction volumique solide $\Phi \simeq 0,605$ et d'épaisseur initiale $H \simeq 10,7 \text{ cm}$. Le gradient hydraulique imposé dans la configuration initiale vaut $i_0 \simeq 0,45$ (régime stabilisant cf paragraphe 1.2.3). L'accord entre le modèle et les mesures relevées pour quatre inclinaisons successives est très bon, à l'exception de la première inclinaison, dans la zone en aval de l'avalanche. Il s'agit ici de la première avalanche, qui est de plus grande

amplitude que les suivantes et qui atteint la paroi latérale aval de la cellule pour y créer un dépôt dont ne peut bien évidemment pas rendre compte le modèle. Cette zone n'est pas en équilibre du point de vue de la relation locale entre l'angle de repos et le gradient hydraulique de surface qui est postulée dans l'équation 1.54.

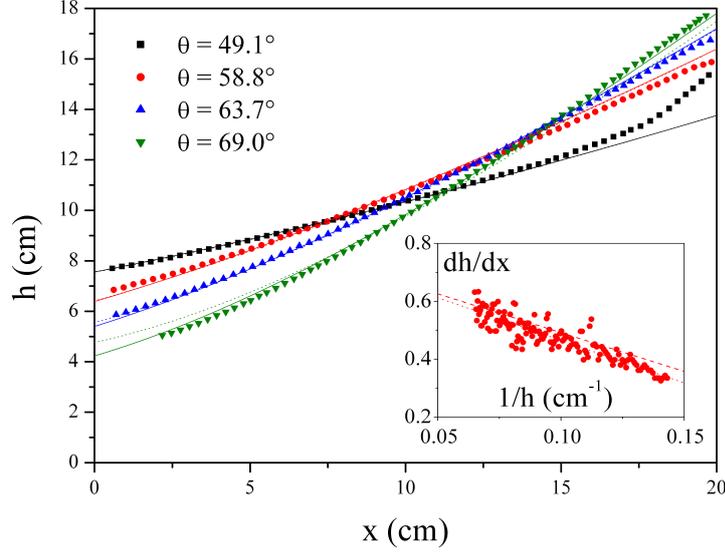


Fig. 1.45 – *Épaisseurs théoriques et expérimentales obtenues pour un empilement de billes de verre* ($0,3 < d < 0,4\text{mm}$, $\Phi \simeq 0,605$ et $H \simeq 10,7\text{cm}$), en régime de drainage stabilisant ($i_0 \simeq 0,45$), pour les inclinaisons successives : $\theta = 49,1^\circ$, $58,8^\circ$, $63,7^\circ$ et $69,0^\circ$. La résolution numérique du modèle est donnée par les courbes en trait plein tandis que l'expression analytique approchée tirée de l'équation 1.61 est représentée par les courbes en pointillé. Inset : pente locale tirée des mesures expérimentales pour $\theta = 58,8^\circ$ et comparée à la prédiction de l'équation 1.58 avec le paramètre h^* qui est soit fixé par l'équation 1.59 (trait tireté), soit laissé libre comme paramètre ajustable (trait pointillé).

Il est également possible de résoudre analytiquement le modèle après linéarisation des équations dans le cas où $|i(x) - i_0| \ll i_c$. On obtient après quelques lignes de calcul l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dh}{dx} = \tan \beta^* \left[1 + \frac{h^*}{h(x)} \right] \quad (1.58)$$

où les deux paramètres h^* et $\tan \beta^*$ sont donnés par :

$$h^* = H \frac{i_0 \tan \beta_0 \sin \theta_r(0)}{i_c \beta_0 \cos^2 \beta_0 \tan \beta^* \sqrt{1 - (i_0/i_c \sin \theta_r(0))^2}} \quad (1.59)$$

$$\tan \beta^* = \tan \beta_0 - \frac{i_0 \sin \theta_r(0)}{i_c \cos^2 \beta_0 \sqrt{1 - (i_0/i_c \sin \theta_r(0))^2}} \quad (1.60)$$

avec $\beta_0 = \theta - \theta_r(i_0)$.

On peut alors intégrer l'équation 1.58 et obtenir pour l'épaisseur $h(x)$ une équation implicite :

$$h(x) = H + \tan \beta^* (x - x_H) + h^* \ln \left[\frac{h(x) + h^*}{H + h^*} \right] \quad (1.61)$$

où la constante d'intégration x_H correspond à l'abscisse pour laquelle la hauteur locale $h(x_H)$ est égale à l'épaisseur initiale H .

Comme on peut le voir sur la figure 1.45, l'écart entre la solution analytique approchée tirée de l'équation 1.61 et la résolution numérique directe reste assez faible. On remarque cependant que les expressions des paramètres h^* (Eq. 1.59) et, dans une moindre mesure, $\tan \beta^*$ (Eq. 1.60) sont assez sensibles à des variations, mêmes faibles, des paramètres de contrôle du problème et, comme le montre la figure 1.45, un meilleur accord sera obtenu avec les mesures expérimentales si h^* n'est plus donné par l'équation 1.59 mais laissé libre comme paramètre d'ajustement.

Chapitre 2

Action hydrodynamique principale menant à une instabilité mécanique : cas de la fluidisation localisée

Nous abordons dans ce chapitre la situation où l'effort exercé par un liquide en écoulement sur des grains immobiles est suffisant, à lui seul, pour mettre en mouvement certains de ces grains. Il y a alors une réorganisation interne de la structure granulaire qui est susceptible de rétroagir sur l'écoulement interstitiel en ouvrant par exemple des chemins préférentiels de moindre résistance hydraulique. En général, ce couplage hydrodynamique entre fluide et grains va accélérer ou faciliter la déstabilisation du matériau. L'archétype de ce type d'instabilités hydro-mécaniques est la fluidisation, déjà présentée rapidement au paragraphe 1.2.3. Malgré le nombre impressionnant de travaux dédiés aux lits fluidisés du fait de leur utilisation intensive dans de nombreuses branches de l'industrie, il n'y a eu à notre connaissance que très peu d'études concernant la phase initiale de développement de l'instabilité avant fluidisation complète du milieu. C'est ce point précis que nous allons traiter ici dans une configuration de fluidisation localisée qui consiste à forcer l'existence d'une frontière entre milieu granulaire statique et grains fluidisés en limitant pour cela la taille de la zone d'injection au regard des dimensions du milieu granulaire. L'objectif ici est d'analyser le développement spatio-temporel et l'état stationnaire finalement atteint par une zone de grains fluidisés localement par une injection à débit constant à la base de la couche granulaire.

2.1 Contexte général de la fluidisation localisée d'un sol granulaire

Au contraire d'un sol cohésif qui, sous l'effet d'une forte différence de pression, est forcé de se fracturer le long d'un chemin préférentiel [58], un sol constitué de grains a l'aptitude de se réorganiser progressivement, et sur une échelle d'espace adaptée, afin d'ajuster ainsi sa structure à l'écoulement imposé par le gradient de pression. C'est typiquement la situation de la fluidisation d'un matériau granulaire. Cependant, malgré les nombreuses études dédiées aux lits fluidisés, seul un très petit nombre d'entre elles s'est intéressé aux premiers instants de l'instabilité, lorsqu'une zone fluidisée se développe localement au sein du milieu granulaire. Cette situation peut être le résultat d'une localisation de l'écoulement fluide lui-même [184] ou d'un écoulement initialement homogène qui se focalise dans le matériau, au niveau d'une zone faible, de moindre perméabilité [130][155][178]. Dans les deux cas, la déstabilisation des grains se fait à une échelle intermédiaire et, du fait du couplage

entre les vitesses de fluide et la structure du milieu, impose un effet rétroactif sur l'écoulement qui intensifie les vitesses dans la zone fluidisée. Cela est responsable du développement d'une cheminée fluidisée à travers la couche granulaire. Des ondes de porosité de ce type ont été observées expérimentalement et modélisées dans le cas de la fluidisation homogène d'une colonne de sable [138][173][174]. L'objectif de ce travail est d'analyser la situation de la fluidisation localisée avec, en toile de fond, la question scientifique sous-jacente du couplage hydrodynamique entre fluide et grains dans un matériau granulaire frictionnel plus ou moins dense [157]. Des approches numériques récentes ont été proposées pour étudier cette question, combinant des modélisations discrète et continue pour les phases solide et fluide [22][36][40][43][52][75][56]. Mais pratiquement aucune données expérimentales n'existent, à l'exception notable de l'étude de Zoueshtiagh et Merlen [184] à laquelle on se référera plusieurs fois au cours de ce chapitre.

Plusieurs domaines d'application sont concernés par la situation de fluidisation localisée. On peut citer par exemple le procédé industriel de "lit en jaillissement" qui permet le mélange de particules par un jet vertical à la base du lit [142] ou encore certains systèmes de fluidisation de sédiments servant à la maintenance des voies navigables [177]. La formation de cavités souterraines suite à une fuite dans une conduite enfouie dans le sol est un problème assez répandu qui peut avoir des conséquences catastrophiques comme cela a été le cas en Février 2005 à Helsingborg (Suède) lors de l'accident intervenu dans l'usine de la compagnie Kemira Kemi [40][164]. Le comportement mécanique de ces suspensions granulaires très concentrées, fortement contrôlées par le frottement [157], joue également un rôle fondamental pour l'extraction de gaz et d'hydrocarbures dans les grès [24][128][138], pour la séquestration du CO₂ ou encore pour le procédé très controversé de fracturation hydraulique permettant la récupération des gaz de schiste [120][147]. Des fissurations par fluidisation sont également évoquées en sédimentologie pour expliquer certaines structures géologiques spécifiques au sein de couches sédimentaires stratifiées [127][132]. Des mécanismes assez similaires sont reliés à d'autres processus géologiques comme la création de conduits magmatique de forme divergente [66][175] ou des remontées de fluide, principalement du gaz (méthane), dans des lits sédimentaires non consolidés [171][172]. A plus petite échelle et comme cela a déjà été évoqué dans l'Introduction de ce mémoire, des dépôts côneiques de sable, appelés "sandboils", peuvent apparaître au niveau du pied aval d'une digue et sont causés par une fluidisation localisée suite à un écoulement d'infiltration dans la fondation de l'ouvrage qui débouche en partie aval [11][135][160]. Si les conditions hydrauliques sont trop défavorables, la zone fluidisée va se développer de façon régressive, vers la retenue d'eau, jusqu'à éventuellement former un conduit, connectant l'aval à l'amont. L'érosion devient alors irréversible et va amener, en quelques heures, à la rupture de la digue [11][19].

2.2 Dispositif et techniques expérimentales

La difficulté pour mener à bien cette étude est de parvenir à visualiser les évolutions de la structure granulaire à l'intérieur du milieu sans avoir recours à une géométrie quasi-bidimensionnelle [66][183] qui, si elle permet la visualisation de la zone de fluidisée, nécessite l'ajout de parois avant et arrière qui vont très vraisemblablement de modifier le comportement vis à vis du cas tridimensionnel, notamment du fait du frottement aux parois. La solution retenue consiste à utiliser un milieu iso-indice constitué de billes de verre transparentes immergées dans un liquide de même indice de réfraction. Le milieu est ainsi rendu translucide et, après ajout d'un colorant fluorescent, l'illumination du système par une nappe laser permet, par apposition d'un filtre optique, de ne récupérer que la lumière réémise par fluorescence et provenant donc exclusivement de la phase liquide

comme cela est schématisé sur la figure 2.1. Des détails sur la mise en oeuvre de cette technique tomographique peuvent être trouvés dans un article de revue récent [44]. Dans le cas présent, nous avons utilisé des billes sphériques en verre borosilicate (de masse volumique $\rho_b \approx 2230\text{kg.m}^{-3}$) dans un mélange de deux huiles minérales (de masse volumique $\rho_m \approx 850\text{kg.m}^{-3}$ et de viscosité $\eta_m \approx 18,3 \cdot 10^{-3}\text{kg.m.s}^{-1}$) avec, pour chacune des phases, un même indice optique : $n \approx 1,473$.

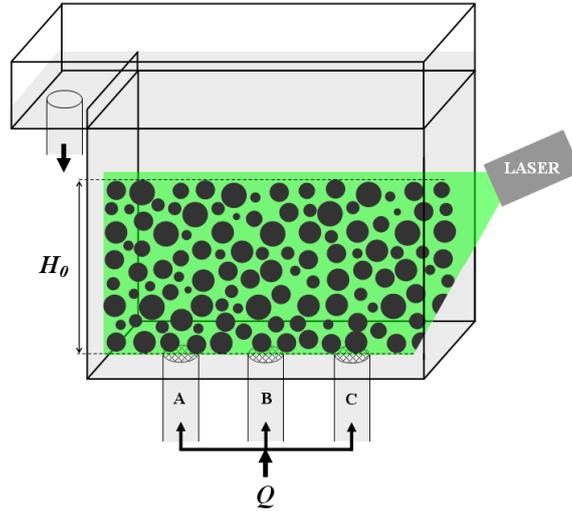


Fig. 2.1 – Schéma du dispositif expérimental.

La figure 2.1 présente également le dispositif utilisé : les billes sont placées dans une cellule de section interne $200 \times 80\text{mm}$ puis saturées par le mélange d'huiles. Le milieu iso-indice ainsi créé est éclairé par une nappe laser verticale centrée sur la ou les zones d'injection. Celles-ci sont situées à la base de l'empilement, au niveau des buses A, B et C dont l'espacement est de 40mm et dont le diamètre peut être choisi égal soit à $D_1 = 14\text{mm}$, soit à $D_2 = 6\text{mm}$. Dans la plupart des cas, c'est la seule buse B du milieu qui est ouverte mais il est également possible de les ouvrir simultanément. Un débit Q constant est maintenu au cours de l'injection qui se fait par l'intermédiaire d'une pompe à engrenages. Un système à débordement assure un niveau de liquide constant dans la cellule. Chaque expérience est filmée à la fréquence de 5 images par seconde. Nous avons travaillé avec 3 valeurs de diamètres de billes : $d = 3\text{mm}$, $d = 5\text{mm}$ et $d = 6,4\text{mm}$. La masse M de billes utilisée varie entre $0,25 \leq M \leq 3\text{kg}$ et l'état de départ est obtenu après avoir remué de façon homogène l'empilement à l'aide d'une tige en verre. On a ainsi un échantillon de départ assez bien reproductible avec une fraction volumique $\Phi_0 \approx 0,61$ quelque soit la taille des billes. La hauteur initiale de l'empilement, notée H_0 , varie quant à elle entre 1 et $13,5\text{cm}$. La pompe nous autorise un débit maximal de l'ordre de $120\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$.

2.3 Etats stationnaires

2.3.1 Description

Lorsque l'on augmente par incréments réguliers la valeur du débit d'injection, on constate que le système passe successivement par trois états stationnaires différents :

(i) *Empilement statique* : le milieu reste immobile pendant toute la séquence d'injection à l'exception d'une très faible expansion d'ensemble lors de la mise sous pression initiale.

(ii) *Régime de cavité fluidisée* : une zone de fluidisation se développe au-dessus de la buse d'injection et forme une cavité remplie de grains fluidisés animés d'un mouvement turbulent de convection tandis que la partie supérieure de l'empilement reste statique ou quasi-statique.

(iii) *Régime de cheminée fluidisée* : la zone fluidisée s'étend jusqu'au sommet de la couche granulaire et crée une cheminée de grains fluidisés avec, à la base du conduit, une alimentation continue en grains assurée par des avalanches au sein de la zone latérale voisine de la cheminée, le long d'une surface de rupture de forme approximativement conique.

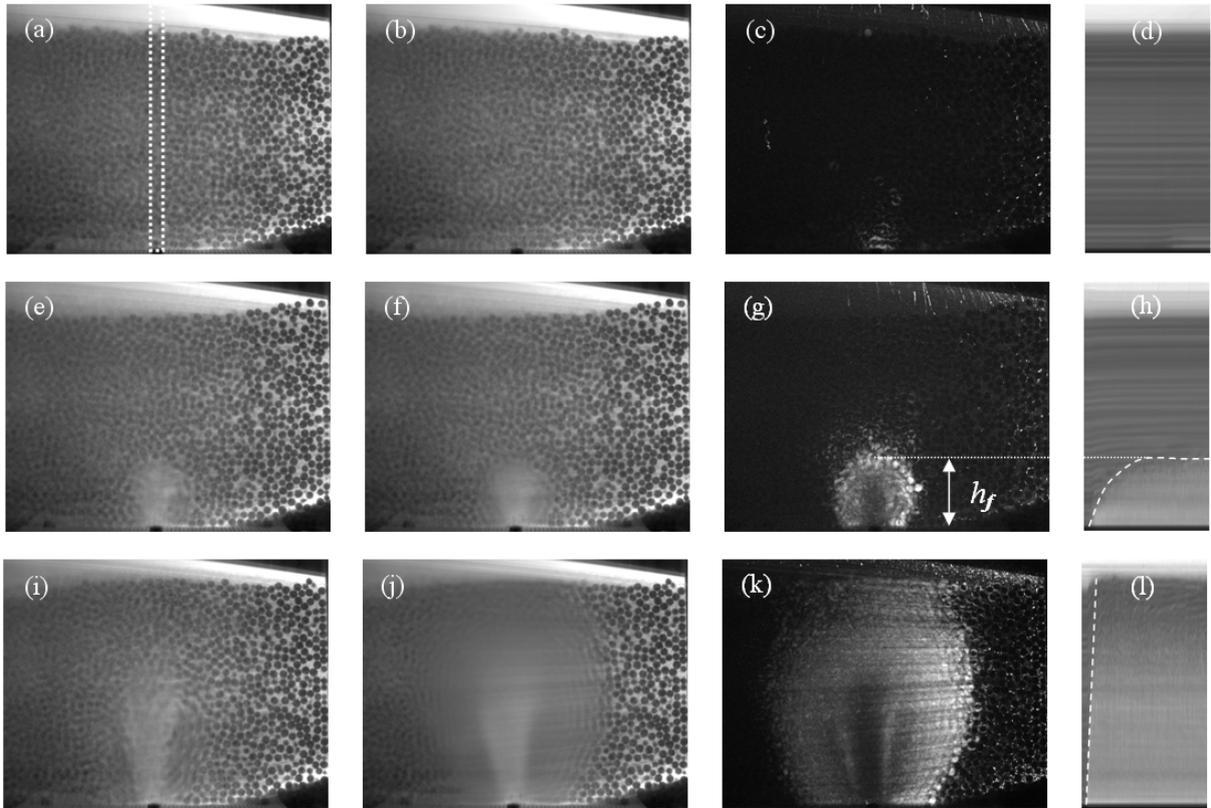


Fig. 2.2 – Illustration des trois régimes stationnaires observés pour un empilement de billes de 5mm de hauteur initiale $H_0 = 12,0\text{cm}$ et avec un diamètre d'injection $D_2 = 14\text{mm}$: (i) *Empilement statique* ($Q = 69,5\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$; images a, b, c et d) ; (ii) *Régime de cavité fluidisée* ($Q = 86,9\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$; images e, f, g et h) ; (iii) *Régime de cheminée fluidisée* ($Q = 100,8\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$; images i, j, k et l).

La figure 2.2 montrent des séries d'images illustrant chacun de ces régimes stationnaires. Sur cette figure, il est d'abord présenté pour chaque régime une image type (Fig. 2.2a, e, i) ainsi qu'une image moyennée sur une séquence temporelle de plusieurs secondes une fois le régime stationnaire atteint (Fig. 2.2b, f, j). La troisième série d'images (Fig. 2.2c, g, k) est obtenue par traitement d'images en deux étapes : (1) soustraction de l'image moyenne précédente ; (2) projection ne retenant sur l'ensemble de la séquence que les pixels les plus lumineux. On voit ainsi apparaître, par comparaison avec les images moyennes, une zone plus claire seulement là où il y a du mouvement. Ceci permet notamment de bien distinguer le régime stationnaire (ii), avec une cavité de hauteur h_f surmontée d'un plafond quasi-statique (cf Fig. 2.2g), du régime (iii) pour lequel la couche de

grains est entièrement perforée par la zone fluidisée (cf Fig. 2.2k). Enfin, la dernière série d'images (Fig. 2.2d, h, l) correspond à des diagrammes spatio-temporel où l'abscisse représente le temps et l'ordonnée est, pour chaque image successive de la séquence complète (phase transitoire puis régime stationnaire), le niveau de gris moyenné par ligne horizontale dans la zone en pointillée représentée à la figure 2.2a, centrée sur la buse d'injection et de dimension $768 \times 50 \text{ pixels}$. Ces diagrammes permettent de visualiser le développement de la zone fluidisée jusqu'à atteindre l'état final de cavité fluidisée (Fig. 2.2h) ou de cheminée fluidisée (Fig. 2.2l).

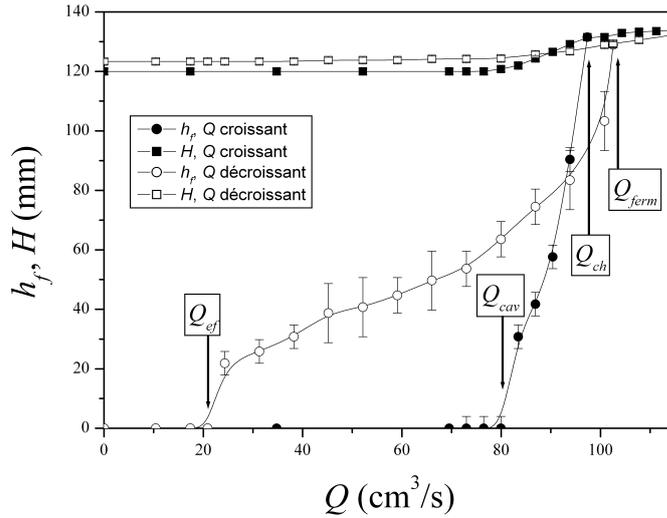


Fig. 2.3 – Hauteur de la zone fluidisée h_f (cercles) et hauteur totale H (carrés) de l'empilement au-dessus de la buse d'injection en fonction du débit d'injection Q pour un empilement de billes de 5mm, de hauteur initiale $H_0 = 12,0\text{cm}$ et avec un diamètre d'injection $D_2 = 14\text{mm}$. Un important effet d'hysteresis est observé en comparant les mesures obtenues lors d'une première phase d'augmentation du débit par paliers successifs (symboles pleins) et lors d'une seconde phase de diminution du débit par paliers successifs (symboles vides).

2.3.2 Hysteresis dans le régime de cavité fluidisée

Pour trouver la frontière entre les régimes (ii) et (iii), on peut augmenter le débit Q par paliers successifs (suffisamment longs pour atteindre un état stationnaire) et tracer la hauteur h_f de la zone fluidisée en fonction de Q comme cela est présenté sur la figure 2.3. L'apparition d'une valeur non nulle pour h_f détermine la limite inférieure du régime de cavité fluidisée, que l'on note Q_{cav} , tandis que la frontière marquant la transition vers le régime de cheminée fluidisée correspond au débit Q_{ch} pour lequel h_f augmente brusquement avant de se stabiliser à une valeur légèrement supérieure à H_0 du fait de la dilatation du milieu. Mais si l'on procède dans le sens inverse, partant du régime de cheminée fluidisée et diminuant la valeur du débit par paliers successifs, un comportement très différent est obtenu comme le montre la figure 2.3. En effet, la cheminée commence par se refermer pour une valeur de débit Q_{ferm} assez proche de Q_{ch} . Mais cette fois, dans le régime de cavité fluidisée, on observe qu'une cavité continue à exister pour des valeurs de débit nettement inférieures à Q_{cav} . Plus précisément, la hauteur h_f de la cavité fluidisée décroît quasi-linéairement et ne finit par s'effondrer sur elle-même que pour un débit Q_{ef} qui peut être 3 à 4 fois plus petit que Q_{cav} .

Cette difficulté très marquée à "cicatriser" après une déstabilisation initiale en cheminée peut bien évidemment avoir des implications fortes au niveau des applications visées et notamment en termes de sûreté des ouvrages hydrauliques. Cet effet spectaculaire s'interprète cependant simplement comme une conséquence du caractère localisé de l'injection qui permet, lors de la transition du régime de cheminée au régime de cavité, la création d'une structure en voûte au sommet de la cavité qui déporte latéralement le poids de la couche supérieure et diminue ainsi la contrainte effective verticale. Ce point sera discuté plus en détail dans la suite.

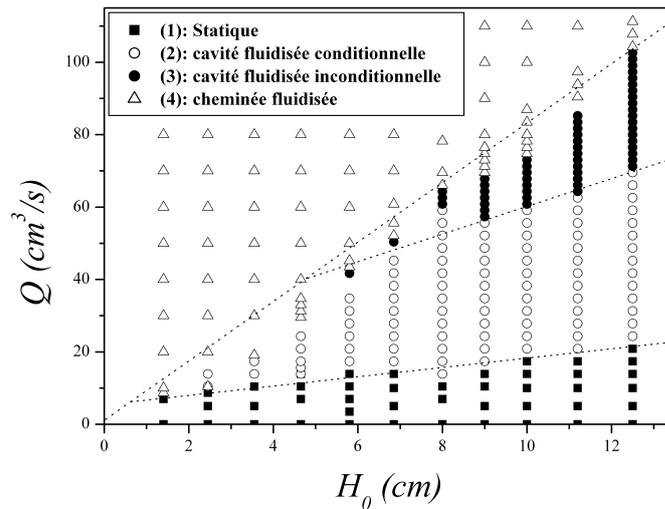


Fig. 2.4 – Diagramme de phases représentant les différents états stationnaires atteints en injectant un débit Q à la base d'un empilement de hauteur initiale H_0 . L'empilement est constitué de billes de 5mm et le diamètre d'injection est $D_1 = 6\text{mm}$. On distingue 4 domaines distincts : (1) domaine purement statique (carrés pleins) ; (2) domaine d'existence conditionnelle d'une cavité fluidisée (cercles vides) ; (3) domaine d'existence inconditionnelle d'une cavité (cercles pleins) ; (4) domaine d'existence d'une cheminée fluidisée (triangles vides).

2.3.3 Diagramme de phases

Au final, pour un empilement de hauteur initiale H_0 et compte tenu de cet effet d'hysteresis, c'est 4 régimes différents qui doivent être considérés :

- (1) $Q < Q_{ef}(H_0)$: domaine purement statique
- (2) $Q_{ef}(H_0) < Q < Q_{cav}(H_0)$: domaine d'existence conditionnelle d'une cavité fluidisée
- (3) $Q_{cav}(H_0) < Q < Q_{ch}(H_0)$: domaine d'existence inconditionnelle d'une cavité fluidisée
- (4) $Q > Q_{ch}(H_0)$: domaine d'existence d'une cheminée fluidisée.

Comme on l'a expliqué ci-avant, la condition d'existence d'une cavité fluidisée dans le domaine (2) nécessite le passage préalable du système par les domaines (4) puis (3).

Sur la figure 2.4, ces différents domaines sont représentés dans un diagramme (H_0, Q) . Chaque point correspond à une expérience menée en injectant un débit Q à la base d'un empilement de hauteur initiale H_0 . On a travaillé ici avec des billes de 5mm et un diamètre d'injection $D_1 = 6\text{mm}$.

Les dépendances des débits Q_{ef} , Q_{cav} et Q_{ch} avec H_0 apparaissent aux frontières entre les différents domaines. On constate sur la figure 2.4 que ces délimitations sont approximativement des droites et que ces différents débits présente donc une variation quasi-linéaire avec H_0 . Cela est particulièrement vrai pour le débit critique Q_{ch} d'apparition d'une cheminée fluidisée comme on peut le voir sur la figure 2.5 où Q_{ch} est tracé en fonction de H_0 pour les trois tailles de billes et les deux diamètres d'injection utilisés dans cette étude. On peut constater sur cette figure que, dans la gamme explorée,

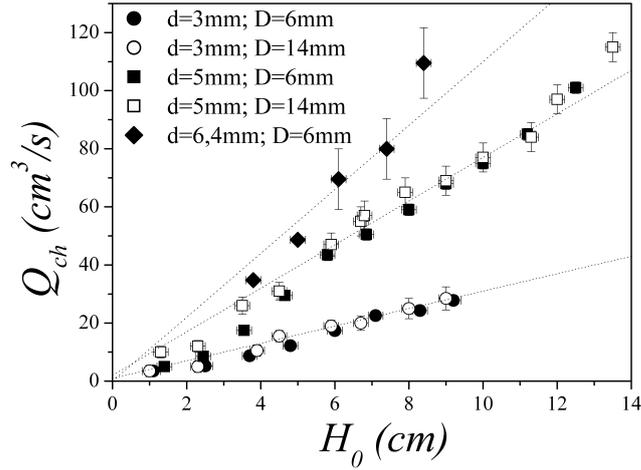


Fig. 2.5 – Dépendance du débit critique Q_{ch} d'apparition d'une cheminée fluidisée avec la hauteur initiale H_0 pour des empilements de billes monotailles de diamètre respectif $d = 3\text{mm}$ (cercles), $d = 5\text{mm}$ (carrés) et $d = 6,4\text{mm}$ (losanges), et pour les deux diamètres d'injection $D_1 = 6\text{mm}$ (symboles pleins) et $D_2 = 14\text{mm}$ (symboles vides).

le diamètre d'injection ne semble pas avoir d'effet notable, contrairement au diamètre des billes qui, en augmentant, impose un débit critique Q_{ch} plus élevé. Comme on va le voir par la suite, il s'agit là d'un effet de la perméabilité du milieu. En effet, le moteur de la déstabilisation est le gradient de pression et non le débit, qui en est relié par l'intermédiaire de la perméabilité. Celle-ci étant proportionnelle au carré du diamètre des grains, il est normal de retrouver une dépendance de ce type pour Q_{ch} .

2.4 Durée du régime transitoire

Comme on l'a vu sur les diagrammes spatio-temporels de la figure 2.2, le régime stationnaire est précédé d'une phase transitoire au cours de laquelle la zone fluidisée se développe du bas vers le haut au sein de l'empilement. Des mesures systématiques de la durée T de ce régime transitoire ont été réalisées et sont présentées sur la figure 2.6.

On observe logiquement une divergence de T lorsque Q tend vers Q_{ch} par valeurs supérieures. Il est possible de rendre compte simplement de cette divergence en définissant un taux de croissance caractéristique $V = H_0/T$. En effet, comme on peut le voir sur la figure 2.6, les mesures expérimentales

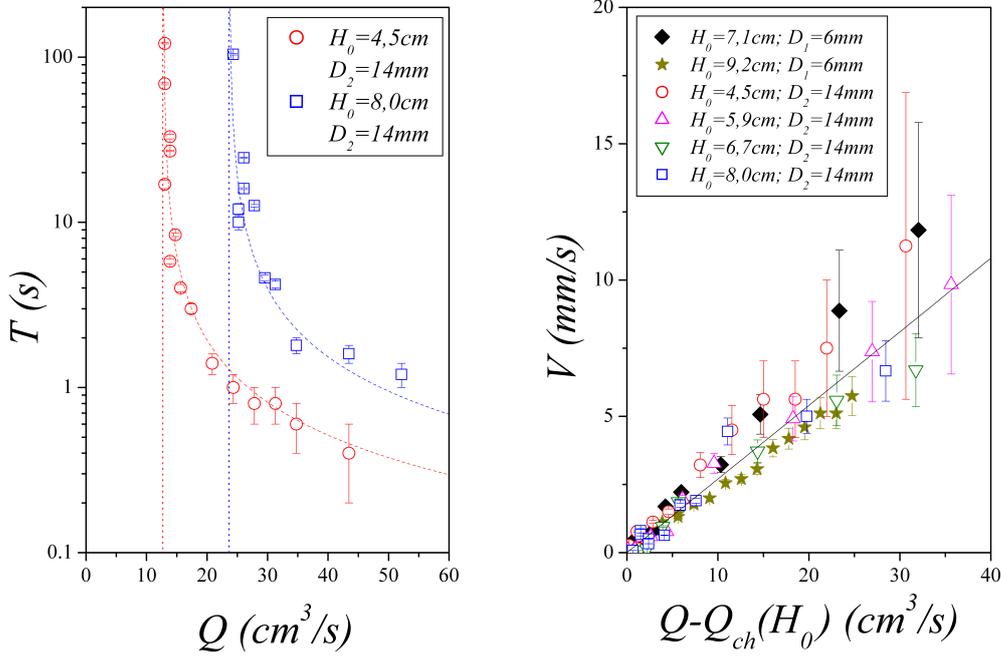


Fig. 2.6 – (a) Durée T de la phase de croissance verticale de la zone fluidisée, jusqu'à établissement d'une cheminée, en fonction du débit Q pour un empilement de billes de 3 mm , un diamètre d'injection $D_2 = 14 \text{ mm}$ et pour deux hauteurs initiales différentes : $H_0 = 4,5 \text{ cm}$ (cercles rouges) et $H_0 = 8,0 \text{ cm}$ (carrés bleus). Les droites en pointillés représentent les deux asymptotes verticales et les courbes en tirets sont de la forme : $T \propto (Q - Q_{ch})^{-1}$. (b) Taux de croissance $V = H_0/T$ en fonction de $Q - Q_{ch}(H_0)$ pour les deux diamètres d'injection $D_1 = 6 \text{ mm}$ (symboles pleins) et $D_2 = 14 \text{ mm}$ (symboles vides) et pour $H_0 = 7,1 \text{ cm}$ (losanges noirs), $H_0 = 9,2 \text{ cm}$ (étoiles oranges), $H_0 = 4,5 \text{ cm}$ (cercles rouges), $H_0 = 5,9 \text{ cm}$ (triangles magenta), $H_0 = 6,7 \text{ cm}$ (triangles verts), $H_0 = 8,0 \text{ cm}$ (carrés bleus). La droite en trait plein correspond à l'Eq. 2.1 avec $A = 0,27 \text{ cm}^{-2}$.

sont compatibles avec une loi de la forme :

$$V(Q, H_0) = \frac{H_0}{T(Q, H_0)} = A(Q - Q_{ch}(H_0)) \quad (2.1)$$

Pour les billes de 3 mm , on trouve $A_{3 \text{ mm}} \approx 0,27 \pm 0,02 \text{ cm}^{-2}$ tandis que pour $d = 5 \text{ mm}$ on obtient, avec un peu plus de dispersion, $A_{5 \text{ mm}} \approx 0,16 \pm 0,04 \text{ cm}^{-2}$.

2.5 Interaction entre deux cheminées

Quelques expérimentations préliminaires ont également été réalisées pour étudier au cours du régime transitoire l'interaction entre deux cavités fluidisées selon l'écartement δ imposé entre les buses d'injection. Comme cela a été présenté au paragraphe 2.2, le dispositif permet deux choix pour l'écartement : $\delta_1 = 40 \text{ mm}$ et $\delta_2 = 80 \text{ mm}$ par ouverture simultanée des buses B et C ou A et C. Dans ces expériences, le diamètre d'injection reste égal à $D_1 = 6 \text{ mm}$ et le débit Q correspond au débit total injecté à travers les deux buses ouvertes.

Il y a eu peu d'études sur cette interaction entre zones localement fluidisées et seuls des travaux sur les lits fluidisés en jaillissement (spouted beds) peuvent être ici cités (voir [28] et les références qui y sont répertoriées).

En résumé, ce que montrent les expériences c'est que deux cavités fluidisées suffisamment éloignées l'une de l'autre présentent chacune un comportement individuel similaire au cas d'une injection unique, sans interaction visible entre elles. A l'inverse, pour un écartement plus faible, le régime transitoire est fortement perturbé : les cavités fluidisées créées à chaque buse d'injection s'attirent mutuellement jusqu'à fusionner entre elles pour ne donner au final qu'un seul conduit de cheminée. Cela est illustré à la figure 2.7 pour les deux écartements δ_1 et δ_2 avec un empilement de billes de $3mm$, de hauteur initiale $H_0 = 9,2cm$, et pour un débit Q choisi juste au-dessus du seuil d'apparition de cheminée(s) fluidisée(s).

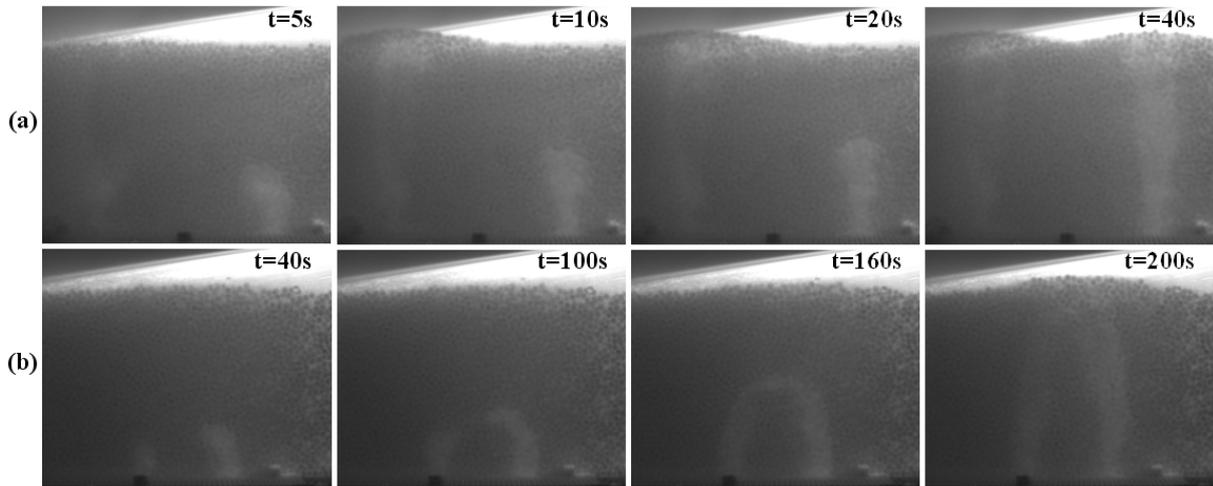


Fig. 2.7 – *Etapes successives de la fluidisation d'un empilement de billes de 3mm de hauteur initiale $H_0 = 9,2cm$ par injection à travers deux buses séparées d'une distance δ et pour un débit constant Q sélectionné juste au-dessus du seuil d'obtention de cheminée(s) fluidisée(s) : (a) $\delta = \delta_2 = 80mm$ et $Q = 45,2cm^3.s^{-1}$; (b) $\delta = \delta_1 = 40mm$ et $Q = 29,6cm^3.s^{-1}$*

De façon plus quantitative, dans la configuration expérimentale correspondant à la figure 2.7, on trouve, pour les deux écartements δ_1 et δ_2 , des débits seuil d'apparition de cheminée fluidisée $Q_{ch}^{2b}(\delta_1) \approx 29cm^3.s^{-1}$ et $Q_{ch}^{2b}(\delta_2) \approx 44cm^3.s^{-1}$. Ces valeurs sont à comparer à celle obtenue pour une seule buse d'injection qui vaut $Q_{ch}^{1b} \approx 27cm^3.s^{-1}$. On retrouve bien un débit seuil proche de deux fois cette valeur dans le cas où l'interaction est faible (i.e. $\delta_2 = 80mm$). En revanche, lorsque les cavités fluidisées ont suffisamment proches pour fusionner et mettre ainsi en commun leurs écoulements de fluidisation, le seuil d'apparition d'une unique cheminée fluidisée reste quasiment inchangé.

Ces premiers résultats très intéressants appellent à de plus amples travaux sur ce sujet qui seront menés très prochainement sur un dispositif amélioré, permettant une plus large gamme de variation pour l'écartement δ et offrant la possibilité d'analyser l'interaction entre deux injections ou plus.

2.6 Discussion et modélisation

2.6.1 Modèle simple pour le seuil d'apparition du régime de cheminée fluidisée

On utilise ici le modèle proposé par Zoueshtiagh et Merlen [184] pour estimer le débit Q_{ch} au seuil d'apparition d'une cheminée fluidisée. La démarche consiste à considérer l'écoulement comme la superposition d'un écoulement poreux issu d'une source quasi-ponctuelle et d'un écoulement vertical ascendant localisé uniquement dans la zone qui va être fluidisée. Le premier débit est noté Q_{sp} et peut être calculé en fonction du gradient de pression dans la limite d'un milieu poreux semi-infini avec un écoulement vérifiant la loi de Darcy et issu d'un point source [184]. La seconde contribution, notée Q_{fh} , correspond en fait simplement au débit de fluidisation homogène dans un volume que, au vu notamment des images des figures 2.2(i-k), l'on va ici considérer comme cylindrique avec un diamètre λ et une section $\Sigma = \pi\lambda^2/4$. Par égalité de la pression au niveau de l'injection dans chacun des deux écoulements, on trouve finalement pour le débit total au seuil de fluidisation dans la cheminée [184] :

$$Q_{ch} = Q_{sp} + Q_{fh} = Q_{fh} \left(1 + 4 \frac{H_0}{\lambda} \right) \quad (2.2)$$

On voit que cette prédiction théorique rend bien compte de la dépendance linéaire de Q_{ch} avec la hauteur initiale H_0 présentée dans la figure 2.5. En outre, on supposant également valable la loi de Darcy pour la contribution Q_{fh} et en utilisant la relation empirique de Carman-Kozeny pour la perméabilité k , on peut calculer Q_{fh} :

$$Q_{fh} = \Sigma \frac{k}{\eta_m} \left(\frac{\Delta P_f}{H_0} \right) = \frac{\pi\lambda^2}{4} \frac{(1 - \Phi)^3 d^2 (\rho_b - \rho_m) g}{180\Phi\eta_m} \quad (2.3)$$

La seule inconnue dans cette expression est λ , le diamètre de la cheminée. En accord avec nos observations mais aussi avec celles reportées par Zoueshtiagh et Merlen [184], on peut supposer que λ ne dépend pas, ou peu, du diamètre d'injection D et du diamètre des billes d . Il n'y a donc *a priori* pas dans le système de longueur de référence imposant la taille de la cheminée. Et en conséquence, il n'est pas possible de construire un débit sans dimension. Mais on peut toutefois introduire une section de référence σ qui regroupe les influences relatives liées aux billes et au liquide :

$$\sigma = \frac{180\Phi\eta_m Q}{(1 - \Phi)^3 d^2 (\rho_b - \rho_m) g} \quad (2.4)$$

A partir des Eqs. 2.2 and 2.3, on trouve que la fluidisation en cheminée apparaît dans un empilement de billes de hauteur H_0 dès que σ atteint la valeur critique :

$$\sigma_{ch}(H_0) = \frac{\pi}{4} \lambda^2 \left(1 + 4 \frac{H_0}{\lambda} \right) \quad (2.5)$$

Pour tester et valider cette relation, les données de la figure 2.5 sont reportées dans la figure 2.8 en traçant cette fois σ_{ch} en fonction de H_0 . Cette figure montre d'une part que l'utilisation de σ_{ch} au lieu de Q_{ch} permet de réunir l'ensemble des données sur une même droite, et d'autre part qu'un accord quantitatif est obtenu au regard de la prédiction théorique de l'équation 2.5. On trouve alors un diamètre de cheminée fluidisée $\lambda \approx 24mm$ qui semble tout à fait raisonnable au vu des images de la figure 2.2 et des mesures qui avaient été réalisées par Zoueshtiagh et Merlen [184].

Notons d'abord que ce résultat ne peut rester raisonnablement valable si le diamètre d'injection D est augmenté : λ devrait alors sûrement lui aussi augmenter. Le résultat d'un diamètre λ constant n'est donc correct que pour des diamètres d'injection suffisamment faibles, vraisemblablement $D \lesssim \lambda$.

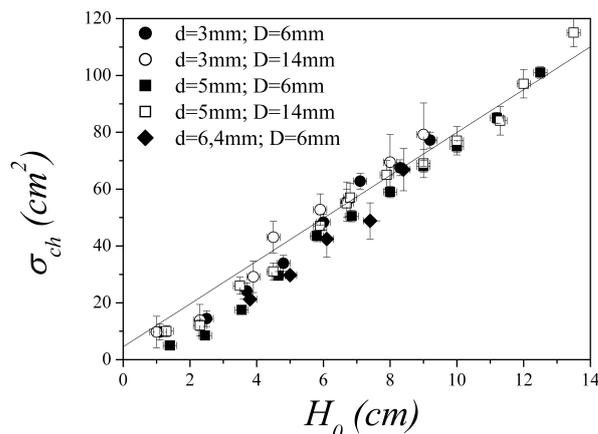


Fig. 2.8 – Dépendance de σ_{ch} , la section caractéristique critique d’apparition d’une cheminée fluidisée, avec la hauteur initiale H_0 pour des empilements de billes monotailles de diamètre respectif $d = 3\text{mm}$ (cercles), $d = 5\text{mm}$ (carrés) et $d = 6,4\text{mm}$ (losanges), et pour les deux diamètres d’injection $D_1 = 6\text{mm}$ (symboles pleins) et $D_2 = 14\text{mm}$ (symboles vides). La droite représente le meilleur ajustement de l’Eq. (2.5) obtenu pour $\lambda = 24\text{mm}$.

Par ailleurs, l’indépendance de λ avec le diamètre d des billes ne doit là encore plus être vérifiée pour des billes plus grosses. Tout ce que l’on dire c’est que cette influence n’est pas visible dans la gamme explorée ici qui correspond approximativement à $\lambda > 4d$. Enfin, ce diamètre λ permet d’expliquer l’interaction entre deux zones fluidisées présentée au paragraphe 2.5. En effet, si l’on considère deux cheminées de diamètre λ , situées chacune au-dessus de chaque buse d’injection qui sont séparées entre elles d’un écartement δ , on voit que la largeur $l = \delta - \lambda$ de la zone statique située entre les deux cheminées va déterminer l’importance de l’interaction entre cheminées : si $l > \lambda$, cette zone reste statique tandis que si $l < \lambda$ elle va se fluidiser et entraîner ainsi la fusion des deux zones fluidisées. Cela se voit bien sur les deux séquences de la figure 2.7 où l’on a $\delta_1 - \lambda < \lambda < \delta_2 - \lambda$.

2.6.2 Interprétation de l’effet d’Hysteresis du régime de cavité fluidisée

Une étude bibliographique poussée semble indiquer que nos expériences sont les premières à analyser localement ce régime de cavité fluidisée au sein d’un empilement granulaire statique. Cet état d’équilibre a été prédit et brièvement discuté par Zoueshtiagh et Merlen [184] sans qu’il n’ait pu être observé dans leurs expérimentations. Des ondes de porosité assez similaires ont déjà été étudiées [138][173][174] mais dans le cas d’une colonne de grains fluidisée de façon homogène et non localement comme ici. Très récemment, ce régime de cavité a été modélisé par simulation numérique [40] mais sans réelle analyse systématique du phénomène.

Nous présentons donc ici des résultats originaux sur l’effet d’Hysteresis du régime de cavité fluidisée qui a été décrit au paragraphe 2.3.2. Dans le contexte général des lits fluidisés, évoquer un effet d’Hysteresis renvoie à celui observé en comparant la séquence de fluidisation, par montée progressive du débit, à la séquence de défluidisation en re-diminuant le débit. L’écart observé reste toutefois faible et peut être interprété par l’influence du frottement intergranulaire [93][184].

Ici, nous parlons d’un effet beaucoup plus spectaculaire comme cela a déjà été souligné au paragraphe 2.3.2. Ainsi le domaine d’existence de la cavité fluidisée se retrouve élargi d’un facteur 3

à 4 entre la montée et la descente en débit. Il s'agit là d'une conséquence directe de la petite taille de notre zone fluidisée qui lui permet, par l'intermédiaire encore du frottement entre particules, de construire une structure en voûte au sommet de la cavité lors de la défluidisation, quand la cheminée fluidisée se referme. Au fur et à mesure que le débit est diminué, le système parvient à maintenir cette arche dynamique qui, avec l'aide la force exercée par l'écoulement, résiste au poids de la couche statique supérieure en reportant les efforts sur les parties latérales non fluidisées du lit granulaire. Cet équilibre mécanique ne devient irrémédiablement instable et l'arche ne s'effondre définitivement que lorsque la force hydrodynamique commence à faire défaut, soit pour un très faible débit Q_{ef} .

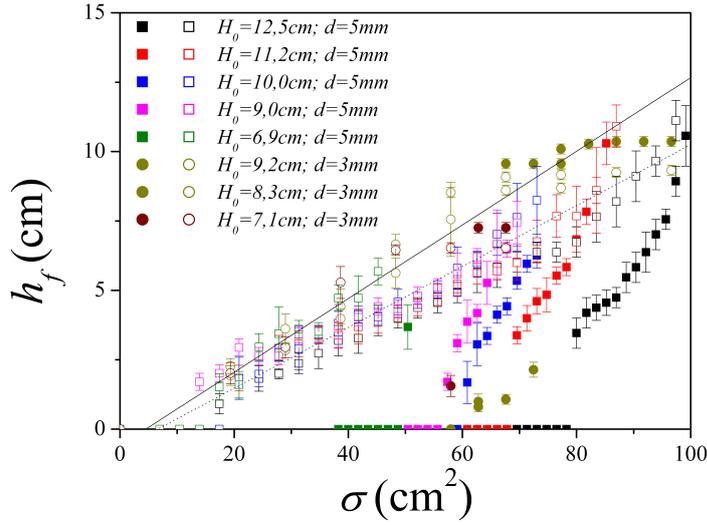


Fig. 2.9 – Hauteur h_f de la cavité fluidisée en fonction de σ durant une séquence d'augmentation (symboles pleins) puis de diminution (symboles vides) du débit avec un diamètre d'injection $D = 6mm$, pour des billes de 3mm (cercles) et 5mm (carrés) et pour plusieurs valeurs de hauteurs initiales H_0 : $d = 5mm$ et $H_0 = 12,5cm$ (en noir), $H_0 = 11,2cm$ (en rouge), $H_0 = 10,0cm$ (en bleu), $H_0 = 9,0cm$ (en magenta), $H_0 = 6,9cm$ (en vert); $d = 3mm$ et $H_0 = 9,2cm$ (en kaki), $H_0 = 8,3cm$ (en orange), $H_0 = 7,1cm$ (en marron). Les droites en trait plein et pointillé correspondent à l'Eq. 2.6 avec $\lambda = 24mm$ et $\lambda = 29mm$.

En considérant le modèle précédent décrit au paragraphe 2.6.1, on peut supposer que la quasi-totalité du poids de la couche statique supérieure ne se fait pas ressentir au sommet de la zone fluidisée. Cette zone statique du dessus ne jouant alors aucun rôle, la situation est plus ou moins équivalente à celle d'une cheminée fluidisée dans un empilement de hauteur h_f pour laquelle le seuil de fluidisation s'écrit $Q = Q_{ch}(h_f)$ ou, de façon plus générale, $\sigma = \sigma_{ch}(h_f)$. En remplaçant H_0 par h_f et $\sigma_{ch}(H_0)$ par σ dans l'équation 2.5, on obtient la relation suivante entre h_f et σ :

$$h_f = \frac{\sigma}{\pi\lambda} - \frac{\lambda}{4} \quad (2.6)$$

Sur la figure 2.9, on voit bien que, en traçant la hauteur de la cavité fluidisée h_f en fonction de σ lors de la phase de défluidisation, il y a un assez bon regroupement de toutes les données. L'accord quantitatif est cohérent avec la valeur de λ obtenue précédemment, i.e. $\lambda = 24mm$, et peut être amélioré en augmentant légèrement cette valeur : $\lambda = 29mm$.

2.6.3 Confirmation de la loi d'échelle dans le régime transitoire

Le modèle du paragraphe 2.6.1 propose, à travers la définition de σ , une loi d'échelle qui peut être testée sur les mesures effectuées dans le régime transitoire. Pour cela, les données de la figure 2.6 relatives au taux de croissance V sont tracées en fonction de σ pour les séries obtenues avec les billes de 3mm et 5mm. Comme on le voit sur la figure 2.10, il y a là encore un regroupement correct des mesures avec toutefois un peu plus de dispersion.

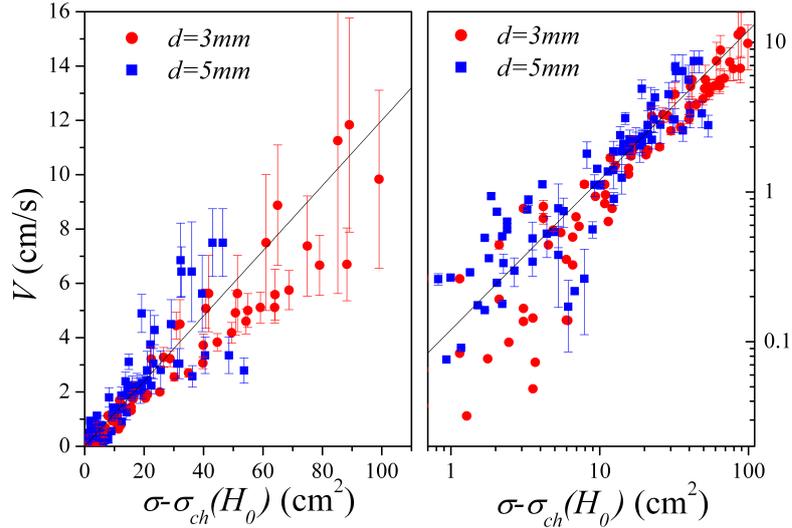


Fig. 2.10 – Taux de croissance V en fonction de $\sigma - \sigma_{ch}(H_0)$ en représentations linéaire-linéaire et log-log pour toutes les données obtenues avec des billes de 3mm (cercles rouges) et de 5mm (carrés bleus) et pour les deux diamètres d'injection $D_1 = 6\text{mm}$ et $D_2 = 14\text{mm}$. La droite correspond à l'Eq. 2.7 avec $a = 0,1\text{cm}^{-1}.\text{s}^{-1}$.

La relation de proportionnalité ainsi obtenue avec un coefficient approximatif $a \sim 0,10\text{cm}^{-1}.\text{s}^{-1}$ s'écrit :

$$V = a \left(\sigma - \sigma_{ch}(H_0) \right) \quad (2.7)$$

A notre connaissance, il n'existe pas de prédiction théorique pour cette vitesse d'expansion d'une zone fluidisée de petite dimension transverse. Il en existe en revanche dans le cas d'une fluidisation homogène dans un lit fluidisé avec des modèles unidimensionnels pour décrire la célérité d'une onde cinématique séparant deux zones fluidisées de porosités différentes [71][93][174]. Zoueshtiagh et Merlen [184] ont également raisonné de la même façon pour proposer une expression assez similaire de cette célérité. Ces différentes expressions prédisent de façon générale une simple relation de proportionnalité entre la célérité et le débit ce qui est ici en désaccord avec nos observations. Les ondes dynamiques pouvant également exister dans un lit fluidisé ne présenteraient quant à elles aucune dépendance avec Q selon l'expression simple, mais controversée, proposée par Gibilaro [71]. Là encore, cela est en désaccord avec nos mesures.

Deux différences fondamentales peuvent expliquer que la situation étudiée ici soit significativement éloignée de celle d'un lit fluidisé. D'une part, il y a une influence très forte de la géométrie discrète du milieu liée à la faible extension transversale de la zone fluidisée. Cet effet est déjà visible dans le cas de l'Hysteresis et on ne peut absolument pas se placer dans le cadre d'une approximation

unidimensionnelle. D'autre part, au contraire des ondes cinématiques où les domaines séparés par la discontinuité de porosité sont tous deux fluidisés, il s'agit ici d'une frontière entre une zone fluidisée de faible concentration en grains et une zone statique avec des grains en contact et donc une influence prépondérante du frottement statique entre particules. Au final, le couplage entre la géométrie et le frottement permet, comme on l'a vu ci-dessus, la création d'une structure en voûte très résistante au sommet de la zone fluidisée. Le régime transitoire de fluidisation s'en trouve fortement ralenti en comparaison au cas des lits fluidisés et il semble en fait plus adapté de faire ici une analogie avec l'érosion.

En effet, les grains dans la cavité fluidisée subissent une forte agitation et forment des structures tourbillonnaires qui viennent solliciter la voûte supérieure et finissent par la détruire, entraînant ainsi de nouveaux grains dans la cavité. L'arche se recrée ensuite au sommet de la cavité dont la hauteur s'est légèrement accrue. L'expansion de la cavité se fait donc par déstabilisations successives de la voûte supérieure. Ce scénario est réaliste pour des débits qui restent suffisamment proches du seuil minimal de fluidisation mais devient évidemment plus criticable lorsqu'on s'éloigne de ce seuil.

La conséquence de cette interprétation c'est que le taux de croissance V doit être relié à la quantité de mouvement fournie par l'écoulement aux phases solide et liquide dans la cavité fluidisée. C'est effectivement ce que l'on peut retrouver à partir des équations 2.3 et 2.5 dans l'approximation où $\lambda \ll H_0$:

$$V = b \frac{\Delta P - \Delta P_f}{\rho - \rho_m} \quad (2.8)$$

où ΔP est la perte de charge totale de bas en haut de l'empilement, à l'intérieur du cylindre de diamètre λ , ΔP_f est la valeur critique de cette perte de charge correspondant à la fluidisation déjà définie dans l'équation 2.3, et $\rho = \Phi \rho_b + (1 - \Phi) \rho_m$ est la fraction volumique du milieu diphasique. La relation entre b et a s'écrit simplement $b = \pi a \lambda / g \sim 7,7 \cdot 10^{-2} m^{-1} \cdot s$.

On voit ici les deux rôles antagonistes joués par l'écoulement puisque d'une part il stabilise la voûte par pression normale et d'autre part il est à l'origine de sa déstabilisation du fait des sollicitations tangentielles induites sur l'arche. La résultante de ces deux actions apparaît à travers le terme $\Delta P - \Delta P_f$ qui est relié à l'excès de quantité de mouvement fourni par l'écoulement à la cavité fluidisée.

Ecrive sous cette forme, cette relation 2.8 présente une analogie forte avec les lois empiriques de l'érosion sédimentaire dont la forme la plus communément proposée peut s'écrire [5][140] :

$$E = \beta \frac{\tau - \tau_c}{\rho_s - \rho_f} \quad (2.9)$$

où E est le taux d'érosion (en $m \cdot s^{-1}$), β est un coefficient de proportionalité (en $m^{-1} \cdot s$), τ est la contrainte de cisaillement tangentielle exercée par l'écoulement sur le sédiment (en $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}$), τ_c est la contrainte critique quantifiant la résistance du sédiment à l'érosion (en $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}$), ρ_s est la masse volumique du sédiment (en $kg \cdot m^{-3}$) et ρ_f la masse volumique du fluide (en $kg \cdot m^{-3}$). La différence de masse volumique $\rho_s - \rho_f$ correspond à la perte de masse par unité de volume lorsque le sédiment est érodé et remplacé par du fluide.

2.7 Perspectives

On a pu voir dans cette partie que l'extension proposée au modèle de Zoueshtiagh et Merlen [184] permettait d'interpréter plusieurs des observations expérimentales qui ont pu être mises en

évidence et quantifiées proprement à l'aide de la technique iso-indice. Il reste toutefois du travail pour décrire à l'échelle locale les forces hydrodynamiques et les forces de contact agissant sur les grains, particulièrement à la frontière entre la zone fluidisée et l'empilement dense statique. Cette description est indispensable pour comprendre le régime transitoire de croissance de la cavité fluidisée qui va déterminer la largeur finale de la cheminée stationnaire qui reste l'inconnue principale du modèle théorique et pour laquelle l'hypothèse d'une géométrie cylindrique peut très certainement être remise en cause. C'est également la meilleure connaissance de cet équilibre dynamique localement entre grains quasi-statiques et grains fluidisés qui pourra permettre de décrire l'interaction et les possibilités de fusion entre plusieurs zones fluidisées. Cette interrogation a été le point de départ de la thèse de Jeff Ngoma qui a démarrée fin 2011.

Pour répondre à ce besoin, nous souhaitons tout d'abord, comme déjà évoqué au paragraphe 2.5, poursuivre le travail expérimental entamé sur l'interaction entre cavités fluidisées avec une gamme de variation plus large pour l'écartement δ . Une étude plus poussée de l'influence du diamètre d'injection D , ou peut-être plus précisément du rapport D/d , pourrait également être menée pour analyser le rôle joué par la structure de voûte et la différence de comportement observé lorsque celle-ci devient trop fragile pour agir efficacement.

La seconde approche mise en oeuvre consiste à modéliser numériquement cette situation de fluidisation localisée à l'aide d'une simulation numérique par la méthode des éléments discrets (DEM) pour décrire l'empilement de grains et d'une simulation numérique continue, basée sur la méthode Lattice Boltzmann (LBM), pour résoudre les équations de la dynamique des fluides en géométrie confinée, i.e. dans l'espace poral entre les grains. L'interaction entre le fluide et les grains doit être proprement calculée en prenant en compte les efforts exercés par l'écoulement sur les grains et, du point de vue de l'écoulement, en suivant au cours du temps le déplacement des parois solides délimitant le domaine fluide. Ce travail a été amorcé dans le cadre d'une collaboration directe avec Jean-Yves Delenne et Fahrang Radjai de l'université de Montpellier qui sont spécialistes en simulation numérique des milieux discrets avec prise en compte de couplages multi-physiques au niveau des grains [122][146]. Si, à l'heure actuelle, tout n'est pas encore totalement réglée au niveau de la simulation, les premiers résultats obtenus sont très encourageants. En guise d'exemple, la figure 2.11 présentent des diagrammes spatio-temporels montrant les phases transitoire puis stationnaire d'une cavité fluidisée et d'une cheminée fluidisée. Ces diagrammes sont à mettre en correspondance avec ceux des figures 2.2h et 2.2l. En s'appuyant sur les mêmes méthodes numériques, on retrouve logiquement ce régime de cavité fluidisée étudié très récemment par Cui [40] comme déjà évoqué au paragraphe 2.6.2. Les résultats de notre simulation numérique valident également l'existence d'une relation linéaire entre le débit seuil permettant d'obtenir une cheminée fluidisée et la hauteur initiale. Mais il est encore un peu prématuré de discuter dans le détail ces résultats tant que la simulation n'a pas été définitivement validée, validation qui est toutefois en très bonne voie.

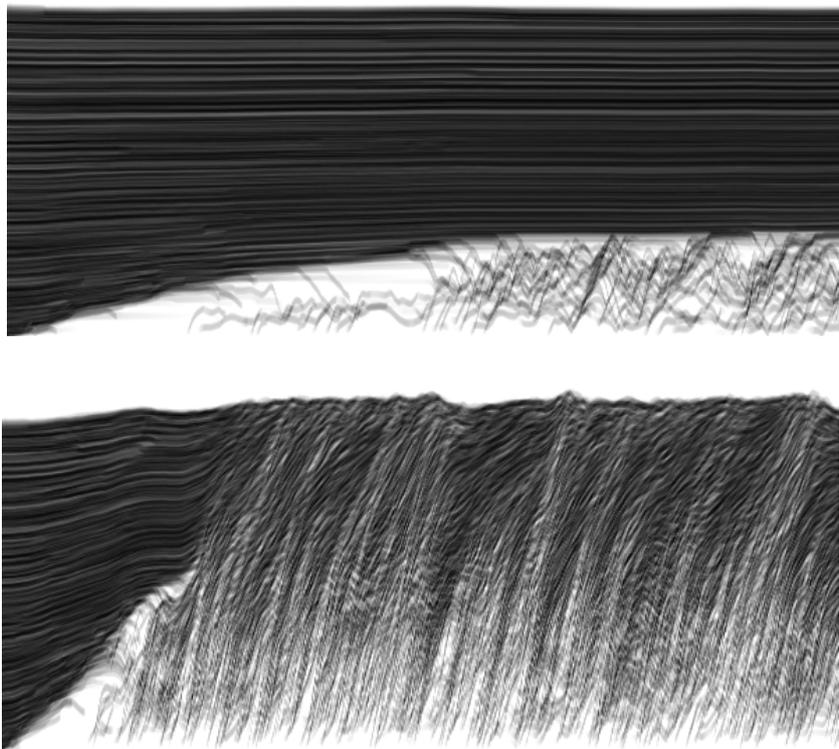


Fig. 2.11 – Exemples de diagrammes spatio-temporels obtenus par simulation numérique DEM-LBM pour les régimes transitoires menant soit à une cavité fluidisée (en haut), soit à une cheminée fluidisée (en bas)

Chapitre 3

Action hydrodynamique différenciée sur deux populations de grains : cas de l'érosion de contact et du transport intra-granulaire

Dans ce chapitre, nous abordons la situation d'un écoulement liquide en interaction avec deux populations de grains qui se distinguent par un rapport de tailles élevé. Si l'écoulement agit de fait sur les deux types de particules, ne seront considérés ici que les cas où l'écoulement est trop faible pour déstabiliser les gros grains et où seuls les plus petits sont soit mis en mouvement par l'effort hydrodynamique exercé par l'écoulement, soit soumis à un couplage dynamique avec le liquide au cours de leur mouvement. Plus précisément, les deux situations présentées ici correspondent : (i) à l'érosion de contact, quand un écoulement imposé au sein d'une couche de grains grossiers provoque, par action hydrodynamique, l'entraînement en surface de grains fins qui sont au contact, mais séparés physiquement, de la couche poreuse ; (ii) au transport de grains fins à l'intérieur d'un milieu poreux constitué de grains de plus grande taille, dans une situation sans écoulement fluide, où les grains sédimentent simplement par gravité, sans effet collectif, mais dans un environnement géométrique très contraint par les pores et les constriction de l'empilement granulaire statique.

3.1 Erosion de contact par couplage hydrodynamique

3.1.1 Contexte et motivations

La situation générale étudiée ici est celle d'un écoulement liquide induit par différence de pression à travers une géométrie à double couches. L'écoulement est dirigé parallèlement à l'interface entre ces deux couches granulaires poreuses présentant un contraste en perméabilité. Quelques mesures ont été réalisées pour des contrastes modérés, avec des couches de sphères de tailles différentes, et mettent en évidence la transition cinématique à la frontière entre couches, sur une distance de l'ordre de grandeur d'une taille des particules les plus grandes. Mais c'est plus spécifiquement le cas des grands contrastes de tailles et de perméabilités entre les deux couches qui motive ici ce travail. En effet, cette configuration est propice à l'entraînement des grains de la couche fine exposés à l'écoulement liquide, entièrement canalisé au sein de la couche de granulométrie élevée qui présente

une bien moindre résistance hydraulique. Le cas limite du contraste infini correspond à la situation classique de l'érosion sédimentaire en rivière tandis qu'un contraste important, mais fini, concerne un autre type d'érosion, appelé érosion de contact, qui a été identifié comme un des quatre modes d'érosion interne pouvant exister au sein d'un ouvrage hydraulique comme cela a déjà été présenté brièvement dans l'Introduction de ce mémoire.

En effet, les ouvrages hydrauliques, et plus particulièrement les digues fluviales de protection contre les inondations, sont constitués de matériaux très variés, notamment en termes de distributions de tailles des particules. Ce choix des matériaux est motivé par la fonctionnalité spécifique souhaitée par le concepteur de l'ouvrage pour chacun des éléments constitutifs. Il est en revanche contraint par l'éventail généralement assez limité de matériaux naturels présents à proximité des rives du cours d'eau concerné. En outre, les plaines sédimentaires dans lesquelles sont le plus souvent construits ces ouvrages de protection présentent des fondations stratifiées en couches horizontales créées par dépôts successifs et pouvant donc révéler des variations importantes en termes de perméabilité. Ces nombreuses interfaces entre zones de compositions différentes présentent, lorsque les écoulements d'infiltration sont suffisamment intenses, un risque de développement d'une érosion de contact. La configuration la plus sensible est celle d'une couche de sol grossier, dans laquelle transite l'écoulement hydraulique, au contact direct avec une couche de sol fin, qui peut être indifféremment granulaire ou cohésif, et dont les particules peuvent être alors érodées puis transportées à travers l'espace poral de la couche grossière. La présence avérée d'une érosion de contact au sein d'une digue est susceptible de générer des désordres importants dans le coeur de la structure. Comme on l'a déjà évoqué en introduction de ce mémoire, ce type de désordres peut avoir, à terme, des conséquences plus ou moins dramatiques qui, dans le cas spécifique de l'érosion de contact, vont de l'apparition de fontis en surface à la rupture de la digue par renard hydraulique.

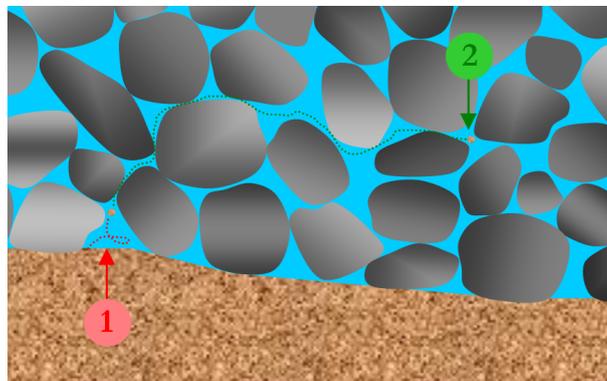


Fig. 3.1 – Représentation schématique des deux conditions nécessaires au développement d'un processus d'érosion de contact à l'interface entre deux couches de sols présentant un contraste de tailles : (1) critère hydrodynamique d'érosion de particules à la surface de la couche de sol fin ; (2) critère géométrique assurant le passage des particules érodées à travers les constriction de la couche poreuse.

Une analyse locale du problème montre, comme cela est schématisé sur la figure 3.1, que deux conditions doivent être simultanément vérifiées pour qu'une érosion de contact effective se développe à l'interface entre deux couches de sols. La première condition est purement hydrodynamique puisqu'il faut que la contrainte générée par l'écoulement à la surface de la couche de sol fin dépasse le seuil de résistance mécanique du matériau. Selon le type de sol, cette résistance mécanique est d'origine gravitaire, frictionnelle, adhésive et/ou cohésive. La seconde condition est géométrique et

tient compte directement du fait que le contraste de perméabilité reste fini, c'est-à-dire que l'écoulement se fait au sein d'un milieu poreux, à travers une succession de pores et de constriction. Ces constriction sont susceptibles de bloquer les particules érodées et de limiter ainsi la capacité de transport de l'écoulement. Ainsi, même si l'arrachement des particules à la surface de la couche de sol fin est possible, un blocage du transport limite totalement la portée du phénomène à l'échelle de l'ouvrage. Cette condition géométrique sera discutée plus en détails au paragraphe suivant (cf paragraphe 3.2.1) tandis que nous nous plaçons ici dans la situation où le contraste de tailles est suffisamment grand pour éviter toute possibilité de blocage des grains érodés dans les constriction de la couche poreuse.

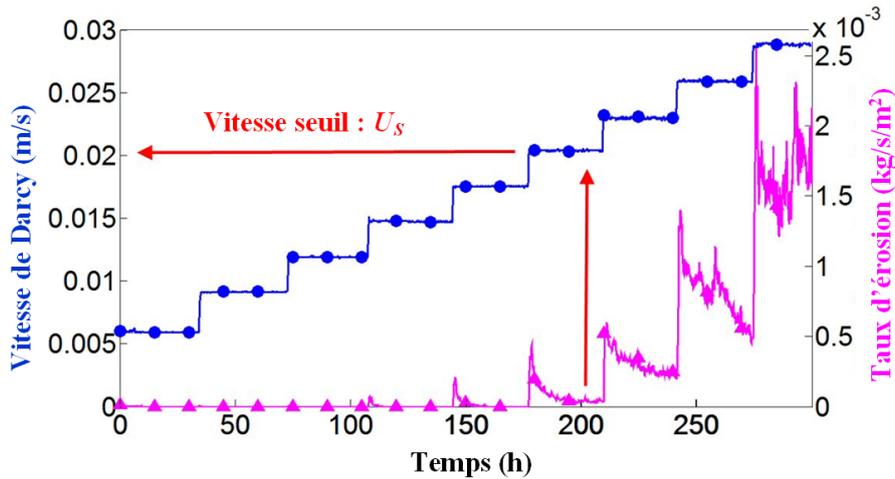


Fig. 3.2 – Exemple type d'un essai d'érosion de contact à l'échelle macroscopique. La vitesse seuil U_S est déterminée par incrémentation progressive de la vitesse de Darcy [12][77].

La détermination du critère hydrodynamique d'initiation de l'érosion de contact a été abordée dans plusieurs études passées [7][12][16][29][77][83][87][180], dans la configuration d'une couche de sol fin granulaire (sable, sablon) surmontée d'une couche de sol plus grossier. En termes d'expérimentations, les essais sont tous réalisés de façon relativement équivalente. Un résultat typique d'un essai d'érosion de contact, sur lequel nous reviendrons à la fin de cette étude, est présenté sur la figure 3.2. Il s'agit d'un essai de laboratoire où des paliers successifs en vitesse de Darcy sont imposés dans la couche grossière tandis que la turbidité est mesurée en sortie de la cellule d'essai. La vitesse à partir de laquelle une érosion persistante est observée détermine le seuil. Ici, le critère retenu pour définir le seuil correspond à l'observation d'une érosion non nulle à la fin d'un palier de 30 minutes [12][77]. Au regard de l'ensemble des résultats expérimentaux, il semble que le seuil d'initiation de l'érosion de contact corresponde à une vitesse de Darcy critique, notée U_S , plutôt qu'à une contrainte ou un gradient de pression.

En termes d'interprétation des mesures, la démarche naturelle consiste à tirer profit des connaissances désormais classiques de l'érosion de surface en rivière dans cette situation particulière où l'écoulement hydraulique se fait en environnement poreux. Pour comparer ce seuil d'initiation de l'érosion de contact au critère de Shields, les différents auteurs ont systématiquement recours à des coefficients empiriques dont l'origine physique n'est pas connue. Par exemple, comme on le voit sur la figure 3.3, une des lois les plus abouties, proposée par Bezuijen *et al.* [16], impose un facteur correctif quasi-constant, de l'ordre de 2, sans quoi la prédiction tirée du diagramme de Shields sous-estime le

seuil et surestime ainsi le risque associé.

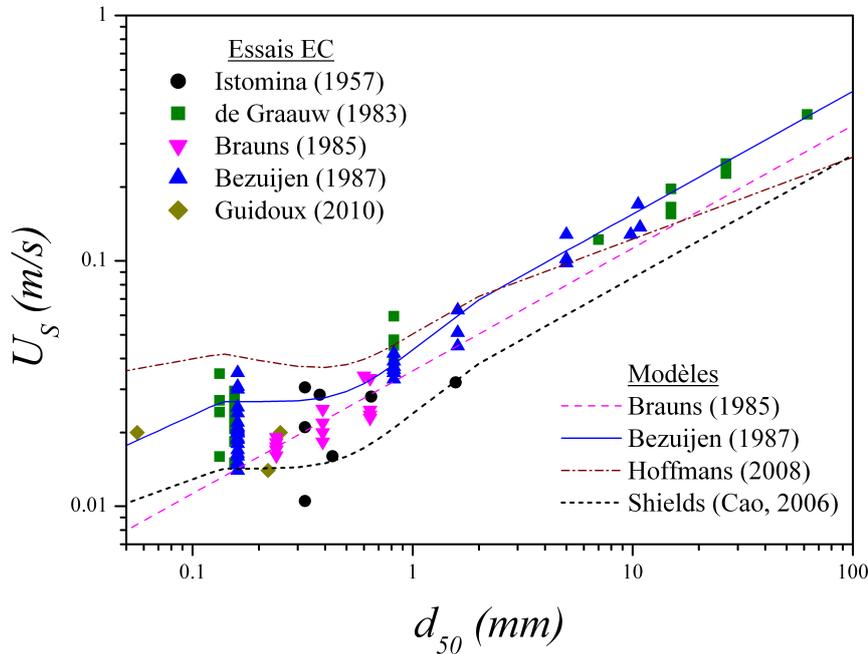


Fig. 3.3 – Synthèse extraite de [12] des données de la littérature relatives aux mesures expérimentales et aux modèles empiriques proposés pour la vitesse seuil d'initiation de l'érosion de contact à l'échelle macroscopique, notée U_s .

Comprendre l'origine physique de cette sous-estimation apparente par l'approche de Shields est l'une des motivations principales de ce travail. Pour cela, un zoom est nécessaire pour se concentrer sur les mécanismes d'érosion à l'échelle du pore et dans la zone de transition qui raccorde la surface du sol fin au coeur de la couche perméable qui canalise l'écoulement hydraulique. Une seconde motivation forte est tirée également des essais du type de celui présenté à la figure 3.2. On y voit en effet que le taux d'érosion déduit de la mesure de turbidité ne reste pas constant au cours d'un palier de vitesse mais relaxe très fortement au cours du temps. Or les lois empiriques ou phénoménologiques reliant le taux d'érosion aux sollicitations hydrauliques sont toutes univoques et prédisent une érosion constante à conditions hydrauliques fixées [159][180]. Elles ne peuvent donc pas intégrer cet effet temporel qui est en fait dû à de la ségrégation granulaire qui induit progressivement un pavage de la surface supérieure de la couche de sol fin par ses plus grosses particules [12].

3.1.2 Hydrodynamique locale de l'érosion de contact

Un dispositif expérimental original a été mis en place pour permettre d'effectuer des mesures de vitesses locales à l'intérieur de la couche grossière. L'idée est de reconstituer une configuration simplifiée d'érosion de contact avec une couche de sable surmontée d'une couche de billes de verre sphériques. Le rapport de tailles est élevé puisque le diamètre médian du sable est $d = 209\mu\text{m}$ tandis que la couche supérieure est composée d'un mélange égal en masse de billes de diamètres 7,3 et 9,7mm, soit un diamètre moyen égal à $D = 8,5\text{mm}$. Afin de permettre une visualisation à l'intérieur de cette dernière couche, nous utilisons ici encore la technique iso-indice pour rendre le

milieu transparent. L'eau a ainsi été remplacée par un liquide de même indice optique que les billes. Plus précisément, les billes sont en verre borosilicate et le liquide est un mélange de deux huiles minérales avec, pour ces deux phases solide et liquide, des indices de réfraction identiques $n = 1.473$. Le liquide, dont l'écoulement est généré par une pompe à engrenages travaillant à débit constant, a ensuite été ensemencé en traceurs fluorescents qui, lorsqu'ils sont éclairés par une nappe laser, réémettent une lumière de longueur d'onde décalée. Par interposition d'un filtre optique passe-haut, seule la lumière provenant des traceurs est transmise comme l'illustre la figure 3.4a. Des images de ce type sont récupérées à la cadence de 125 images par seconde à l'aide d'une caméra rapide (Photron Fastcam SA3). Elles sont ensuite traitées deux à deux par un algorithme de PIV (Particle Image Velocimetry) [125] pour obtenir des champs de vitesse instantanés. Ces champs bruts sont assez bruités mais peuvent être lissés en moyennant sur des séquences de 500 images. Le recours à cette moyenne temporelle est licite étant donné que le nombre de Reynolds reste inférieur ou égal à l'unité : l'écoulement poral est donc stationnaire et suit en outre la loi de Darcy. Un champ moyen typique est montré à la figure 3.4b. Il y a été ajouté un masque binaire, obtenu après traitement d'images à partir de la somme des images de la séquence. Ce masque permet d'imposer une vitesse nulle dans les zones de l'image occupées par des billes de la couche poreuse et donne également accès au profil vertical de porosité.

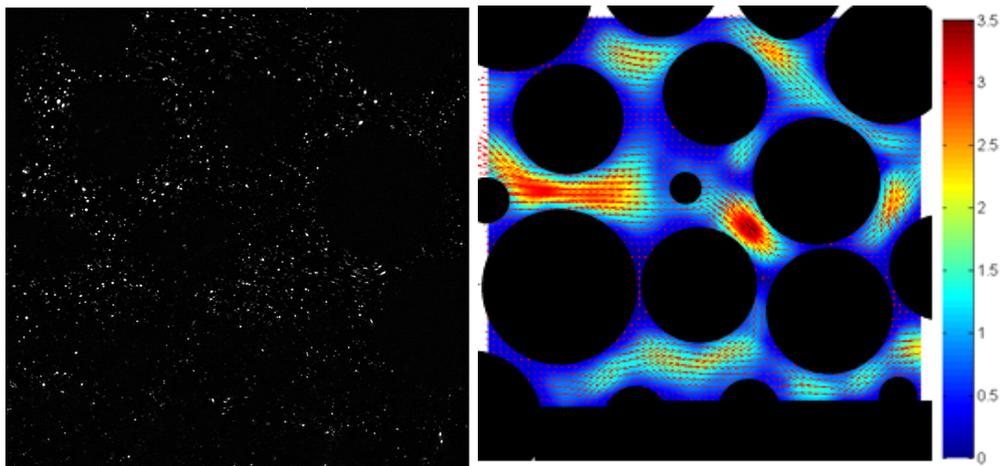


Fig. 3.4 – (a) Image type des traceurs en mouvement avec liquide interstitiel. (b) Exemple de champ de vitesse moyen (en temps) du liquide (échelle en mm/s).

Le champ de vitesse de la figure 3.4b montre la très forte variabilité spatiale de l'écoulement à l'échelle des pores. On y voit des constriction où le liquide accélère et des cavités qui ralentissent au contraire l'écoulement. Pour moyennner ces effets spatiaux, des mesures ont été réalisées de façon systématique dans toute la couche de billes en déplaçant par petits incréments la position du plan laser où est effectuée l'acquisition et en travaillant en amont, au centre et en aval de la cellule. Cette moyenne d'espace est effectuée sur l'ensemble (environ trente) des champs de vitesses et des masques binaires associés. Elle fournit ainsi un profil vertical moyen pour la vitesse longitudinale et pour la porosité du type de ceux présentés à la figure 3.5.

Sur cette figure, on constate que, même après ce calcul de la moyenne spatiale, les fluctuations spatiales autour de la valeur moyenne sont importantes avec une corrélation assez nette entre vitesse et porosité. On observe également, au voisinage immédiat de la couche de sable, l'existence d'une zone de transition où la vitesse passe rapidement d'une valeur nulle à la valeur moyenne de l'écoulement

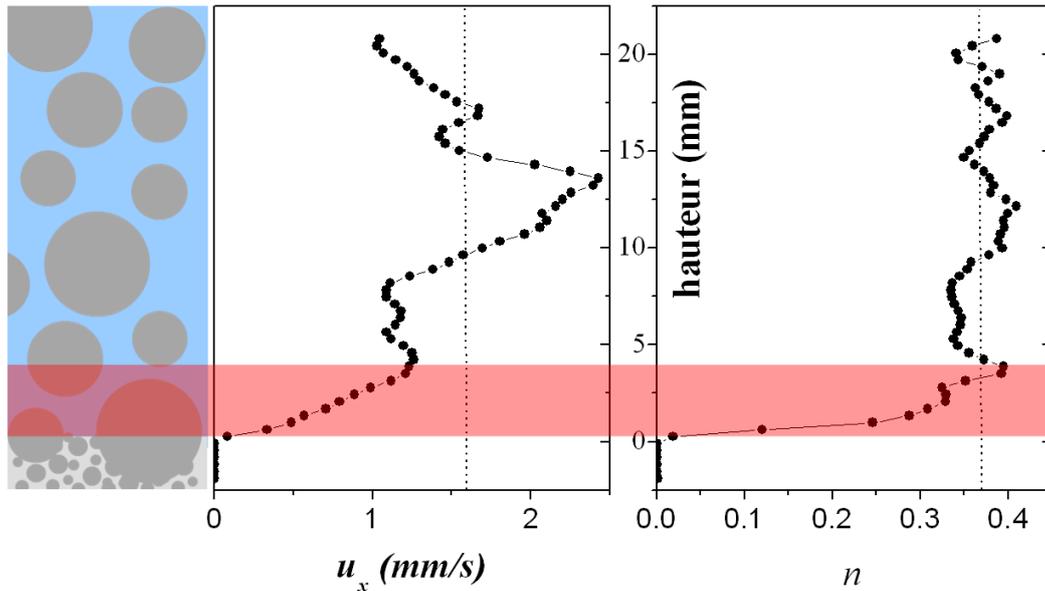


Fig. 3.5 – Exemple de profil vertical, moyenné en espace, de la vitesse longitudinale u_x et de la porosité n mettant en évidence l'existence d'une zone de transition (en rouge) au contact avec la couche de sable. Les droites pointillées verticales indiquent la valeur de la vitesse de Darcy $U = 1,62\text{mm/s}$ et celle de la porosité moyenne $n \approx 0,37$.

de Darcy. L'étendue de cette couche est de l'ordre du rayon moyen des billes et c'est à l'intérieur de cette zone de transition qu'auront lieu les processus d'érosion. Il n'est donc absolument pas acquis que la vitesse de Darcy, mesurée à l'échelle macroscopique mais non atteinte par l'écoulement dans la zone active d'érosion, soit pertinente pour paramétrer l'érosion de contact.

Un premier pas pour répondre à cette question a consisté à ne plus se limiter à la seule valeur moyenne de vitesse mais à analyser la totalité de la distribution statistique des composantes verticale et surtout longitudinale de la vitesse. On a pu vérifier que la composante verticale de la vitesse avait une répartition symétrique autour d'une valeur moyenne nulle. En revanche, comme le montre la figure 3.6, la composante longitudinale, dont la moyenne est égale à la vitesse de Darcy, présente une large distribution dont la queue vers les valeurs les plus élevées semble assimilable à une loi exponentielle. Ce résultat est en accord avec des travaux antérieurs, expérimentaux [31][106][149] et numériques [119][121], obtenus pour des écoulements poreux homogènes, c'est-à-dire sans la présence d'une couche quasi-imperméable au contact.

Cependant, si c'est la vitesse de Darcy qui a été retenue comme critère d'initiation de l'érosion de contact à l'échelle globale, c'est généralement la contrainte tangentielle de cisaillement qui est utilisée dans les modèles mécaniques et les lois empiriques d'érosion locale. Il est donc indispensable de remonter à cette grandeur. Le fluide étant newtonien, cela peut théoriquement se faire simplement en dérivant dans l'espace les champs de vitesse (avant la moyenne spatiale sur les différentes tranches laser). En pratique, la résolution spatiale des champs PIV n'est pas suffisante et une autre méthode a été mise en oeuvre. Celle-ci consiste à tracer de façon systématique le profil de vitesse longitudinale dans chaque pore et à chaque noeud de la résolution PIV. Chacun de ces profils est alors ajusté par une loi parabolique de Poiseuille dont les deux paramètres d'ajustement permettent ensuite d'évaluer la contrainte tangentielle associée. Dans ce calcul, on a distingué les pores au contact avec la couche de sable de ceux situés plus au coeur de la couche granulaire. Là encore, les valeurs obtenues sont

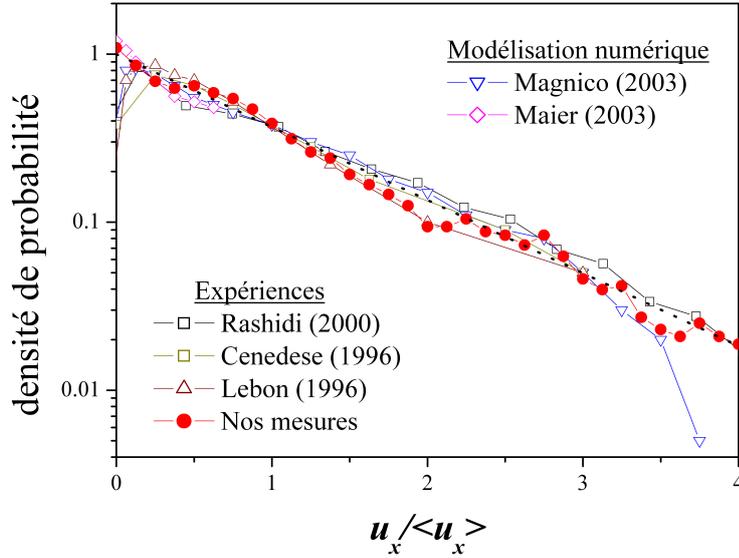


Fig. 3.6 – *Distribution statistique de la composante longitudinale de la vitesse en très bon accord avec les résultats expérimentaux et numériques antérieurs. La loi exponentielle est donnée par la droite en pointillé.*

distribuées de façon compatible avec une loi exponentielle comme on peut le voir sur la figure 3.7.

On constate cependant que les distributions sont différentes selon qu’elles soient calculées dans la zone de transition ou dans le coeur de la couche poreuse. Plus précisément, les deux distributions sont compatibles avec une densité de probabilité du type :

$$P(\tau) = \frac{1}{\langle \tau \rangle} \exp \left(- \frac{\tau}{\langle \tau \rangle} \right) \quad (3.1)$$

Mais les valeurs moyennes permettant de paramétrer ces distributions ne sont pas les mêmes. Dans le cas présent, on trouve dans la zone de transition au contact avec la couche sableuse $\langle \tau \rangle_s = 0,068 Pa$ contre une valeur $\langle \tau \rangle_p = 0,152 Pa$ dans le reste de la couche poreuse. Soit un rapport entre les deux valeurs :

$$\beta_c = \frac{\langle \tau \rangle_s}{\langle \tau \rangle_p} \sim 0.5 \quad (3.2)$$

Ce coefficient β_c caractérise le ralentissement de l’écoulement induit par la présence de la couche sableuse.

3.1.3 Modélisation de l’érosion de contact

Prise en compte de la zone de transition

Le ralentissement de l’écoulement généré par la présence de la couche sableuse, qui agit donc comme une frontière solide, explique en grande partie l’écart qui avait été relevé entre les vitesses de Darcy critiques qui ont été mesurées par le passé et les modèles tirés directement du critère de Shields, noté par la suite Θ_c , sans recourir à l’utilisation d’un coefficient empirique. Pour vérifier cela plus précisément, nous avons besoin de relier la vitesse de Darcy U à la contrainte hydraulique

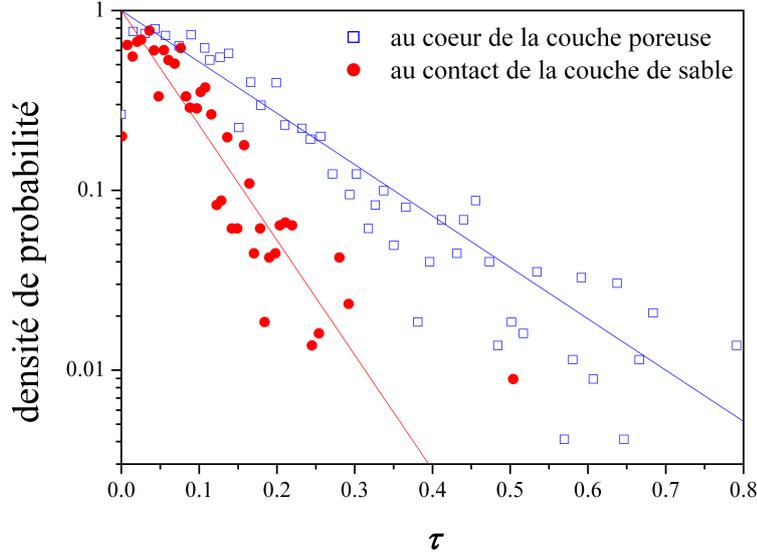


Fig. 3.7 – *Distribution statistique de la composante longitudinale de la contrainte de cisaillement au contact de la couche de sable (en rouge) et dans le reste de la couche de billes (en bleu). Les droites correspondent aux lois exponentielles associées.*

moyenne. Une première étape consiste à relier U au gradient hydraulique i . Comme déjà défini au chapitre 1, on rappelle que ce gradient hydraulique correspond au gradient de pression dynamique adimensionné par le poids volumique du fluide. Pour nos expériences, il n’y a qu’à utiliser la loi de Darcy :

$$i = \frac{\mu_f U}{k \rho_f g} \quad (3.3)$$

où μ_f est la viscosité du fluide, ρ_f sa masse volumique et k la perméabilité du milieu pour laquelle on peut utiliser la formule semi-empirique de Carman-Kozeny [10].

Par exemple, pour les mesures présentées ici avec $U = 1,62 \text{ mm/s}$ et $n \approx 0,37$, on obtient une valeur théorique $i \approx 0,072$ qui est en bon accord avec la mesure effectuée par un capteur de pression différentielle à la paroi supérieure de la cellule : $i_{mes} \approx 0,082$.

Il reste maintenant encore à relier ce gradient hydraulique i à la contrainte de cisaillement moyenne dans le milieu poreux. Pour cela, il existe un calcul théorique proposé par Wörman [180] qui consiste à effectuer un bilan des forces sur un volume de référence V du milieu poreux. Moyennant l’hypothèse qu’une même contrainte moyenne τ_W s’applique à chaque interface entre du solide et du fluide, on trouve :

$$\tau_W S = V_f \rho_f g i \quad (3.4)$$

où S est la surface totale des interfaces entre solide et fluide et $V_f = nV$ le volume dans lequel transite l’écoulement.

Dans le cas d’un empilement de sphères de diamètre D , on trouve simplement :

$$\tau_W = \frac{\rho_f g n D}{6(1-n)} i \quad (3.5)$$

Cependant, en appliquant cette formule 3.5 avec la valeur précédente $i \approx 0,072$, on surestime très fortement la contrainte de cisaillement moyenne dans la couche de billes puisqu’on a $\tau_W \approx 0,49 \text{ Pa}$,

à comparer à la valeur $\langle \tau \rangle_p \approx 0,15Pa$ obtenue au paragraphe 3.1.2. On peut comprendre pour partie l'origine de cet écart par le fait que nos mesures sont réalisées dans le plan et ne permettent donc pas d'accéder à la composante transverse du cisaillement local. Or, du fait de la tortuosité du milieu, cette contribution est loin d'être négligeable. Elle ne peut toutefois pas, et de loin, expliquer la totalité de cet écart. Cela remet en cause la validité de la formule 3.5 mais, n'ayant pas d'autre formule analytique à disposition, il est fait ici le choix de continuer à travailler avec cette expression théorique moyennant un coefficient correctif β_W , défini comme le rapport entre la contrainte effective dans le milieu poreux et son expression théorique proposée par Wörman dans l'équation 3.5. Pour nos mesures, on trouve :

$$\beta_W = \frac{\langle \tau \rangle_p}{\tau_W} \sim 0,3 \quad (3.6)$$

Pour généraliser ce raisonnement et l'appliquer aux résultats connus de la littérature, il est nécessaire de faire l'hypothèse que les deux coefficients introduits précédemment, β_c et β_W , restent approximativement les mêmes quel que soit la forme des grains ou le régime d'écoulement. C'est là bien sûr une hypothèse très forte qu'il conviendrait de vérifier. D'autant que dans les mesures reportées dans la littérature, le fluide est de l'eau, avec donc une moindre viscosité et des nombres de Reynolds plus élevés. De ce fait, la loi de Darcy n'est plus valide et il faut utiliser une loi d'écoulement empirique de la forme : $i = aU + bU^2$. Des expressions semi-empiriques et empiriques des coefficients a et b ont été proposées, parmi d'autres, par Ergun [10] et par Fand [54].

Cependant, par la démarche suivante, il est possible d'obtenir un modèle en très accord avec les données de la littérature comme le montre la figure 3.8. Pour cela, on suppose que la contrainte moyenne à la surface du sol sableux est donnée par le critère de Shields $\Theta_c : \langle \tau \rangle_s = \Theta_c(\rho_s - \rho_f)gd_{50}$ où ρ_s est la masse volumique et d_{50} le diamètre médian du sable. En utilisant les coefficients β_c et β_W , on trouve alors pour le gradient hydraulique correspondant au seuil d'initiation de l'érosion :

$$i_S = \frac{6(1-n)(\rho_s - \rho_f)d_{50}}{\beta_c\beta_W n\rho_f D} \Theta_c \quad (3.7)$$

Et finalement, la vitesse de Darcy critique U_S est déduite de i_S par l'intermédiaire de la loi d'écoulement $i = aU + bU^2$ tandis qu'une expression approchée est utilisée pour Θ_c [30].

A ce stade, une remarque peut être faite à propos du coefficient de ralentissement β_c si l'on se place dans le même type de raisonnement que celui proposé par Wörman pour le calcul de la contrainte moyenne de cisaillement τ_W donnée par la formule 3.4. En effet, si l'on effectue un calcul similaire mais cette fois dans un volume V au contact avec la couche de sable, il faut ajouter dans le calcul des interfaces entre solide et fluide la surface Σ de la couche de sable contenue dans V . On note h la hauteur du volume, soit $V = h\Sigma$. Alors, la contrainte de cisaillement moyenne τ_h ainsi calculée peut s'écrire simplement en fonction de τ_W , calculé dans le cas où il n'y a pas d'interface supplémentaire entre fluide et sable :

$$\tau_h = \frac{\tau_W}{1 + \frac{D}{6(1-n)h}} \quad (3.8)$$

Or, on voit sur la figure 3.5 que la largeur de la zone de transition a approximativement égale à un rayon moyen des billes. Un ordre de grandeur de β_c peut alors être calculé en prenant comme contrainte de cisaillement de référence la valeur de τ_h obtenue au centre de la zone de transition, soit en $h = D/4$. D'où l'on tire exactement le bon ordre de grandeur :

$$\beta_c = \frac{1}{1 + \frac{2}{3(1-n)}} \sim 0,5 \quad (3.9)$$

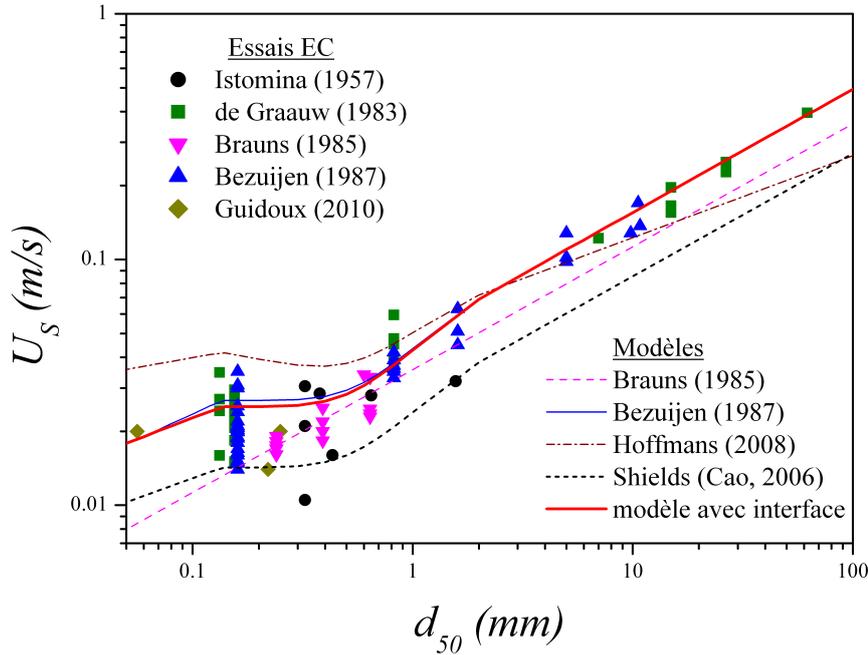


Fig. 3.8 – Validation du modèle avec écoulement de transition proposé par confrontation aux mesures expérimentales et modèles empiriques de la figure 3.3.

Prise en compte de la variabilité spatiale

Outre l'effet de ralentissement à proximité de la couche de sable qui vient d'être pris en compte au paragraphe précédent, nos mesures locales ont également permis de mettre en évidence et de caractériser la forte variabilité spatiale de l'écoulement, notamment à travers les distributions de vitesse et de contrainte. Prendre en compte cette variabilité spatiale dans un modèle revient à passer d'une loi d'érosion locale, dépendant par exemple de la vitesse ou de la contrainte au point considéré, à une loi d'érosion globale intégrant toute la distribution statistique de la grandeur hydrodynamique utilisée. Ce calcul est strictement identique à une moyenne spatiale sur une zone suffisamment grande pour être représentative de la variabilité de l'écoulement. C'est a priori le cas des essais macroscopiques d'érosion de contact qui, dans la littérature, sont systématiquement réalisés sur des échantillons de grandes dimensions comparativement à la taille caractéristique des grains constituant la couche poreuse.

Pour amorcer ce travail, il faut tout d'abord choisir une loi d'érosion locale. Nous utiliserons la même loi que celle présentée au chapitre 2. De loin la plus communément utilisée, cette loi à seuil a été initialement obtenue puis proposée par Partheniades [140] et Ariathurai [5]. Son utilisation s'est ensuite généralisée dans la plupart des études sur l'érosion [19][100][139]. Elle s'écrit :

$$\epsilon = \alpha_e (\tau - \tau_c) \quad (3.10)$$

où ϵ désigne le taux d'érosion en masse par unité de surface et de temps, τ est la contrainte de cisaillement exercée par l'écoulement sur la surface du sol, τ_c est une contrainte caractérisant la résistance du sol à l'érosion et α_e est un coefficient d'érosion qui s'exprime en $s.m^{-1}$.

Du point de vue mathématique, le passage de l'échelle locale à l'échelle macroscopique est réalisée

simplement en intégrant la loi locale d'érosion sur la distribution statistique de la contrainte de cisaillement qui s'exerce à la surface de la couche de sable (notée τ par la suite dans un souci de simplification des formules). On peut noter que cette démarche est similaire à celle effectuée dans les modèles probabilistes développés pour décrire l'érosion sédimentaire en rivière qui met en jeu des écoulements turbulents avec une forte variabilité temporelle [32][47][84][145][181]. En revanche, les distributions associées à ces fluctuations temporelles sont plus complexes que notre loi exponentielle (Eq. 3.1) obtenue précédemment pour la contrainte de cisaillement à la surface, c'est-à-dire dans la zone de transition. Ici, l'intégration spatiale sur la densité de probabilité exponentielle permet de calculer le taux d'érosion moyen $\langle \epsilon \rangle$:

$$\langle \epsilon \rangle = \int_0^{+\infty} \alpha_e (\tau - \tau_c) P(\tau) d\tau = \alpha_e \langle \tau \rangle \exp\left(-\frac{\tau_c}{\langle \tau \rangle}\right) \quad (3.11)$$

Cette loi macroscopique est tracée sur la figure 3.9 et comparée à la loi d'érosion locale (Eq. 3.10). Pour cela, on travaille avec un jeu de coordonnées sans dimension : un taux d'érosion adimensionnel $\underline{\epsilon}$ qui s'écrit soit $\langle \epsilon \rangle / (\alpha_e \tau_c)$, soit $\epsilon / (\alpha_e \tau_c)$; une contrainte adimensionnelle $\underline{\tau}$ qui vaut respectivement $\langle \tau \rangle / \tau_c$ et τ / τ_c .

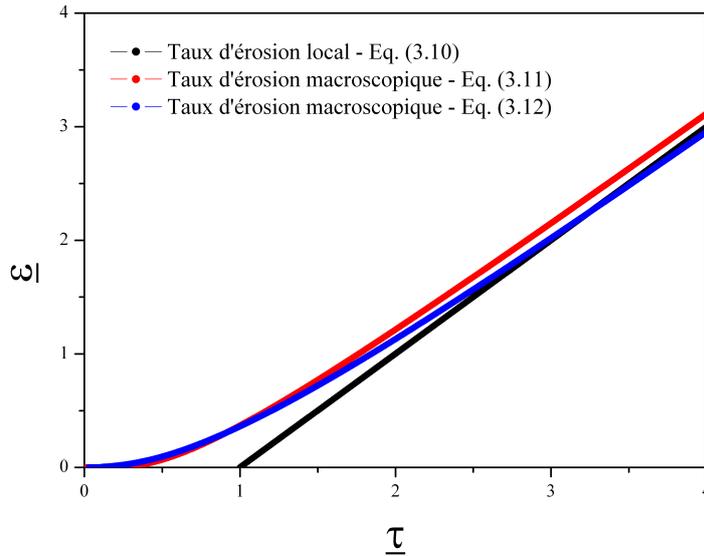


Fig. 3.9 – Loi d'érosion locale (Eq. 3.10) et lois d'érosion macroscopique, sans distribution statistique sur la contrainte critique τ_c (Eq. 3.11) et avec une distribution statistique très large où $\sigma_c = \langle \tau_c \rangle$ (Eq. 3.12). Toutes ces lois sont tracées en coordonnées sans dimension : $\underline{\epsilon}$ en fonction de $\underline{\tau}$.

Sur cette figure, on voit que la variabilité spatiale créée par la géométrie poreuse de la zone d'écoulement modifie très sensiblement la loi d'érosion : contrairement au taux d'érosion local, le taux d'érosion macroscopique ne présente plus de seuil en contrainte. Ainsi, même pour de très faibles valeurs de contraintes moyennes, il existe quelques zones actives qui contribuent à un taux d'érosion global, extrêmement faible mais non nul. A l'opposé, pour des contraintes suffisamment importantes, lois locale et globale tendent à se rejoindre. Ces observations sont très intéressantes quand on sait que l'existence même d'un seuil d'érosion est une question qui fait encore débat [104] du fait notamment que cette valeur est généralement obtenue par extrapolation à zéro de mesures de

transport sédimentaire et que, par conséquent, lorsque ce taux de transport est très faible, la mesure n'est plus objective mais dépend notamment de la patience de l'expérimentateur... Par ailleurs, même à considérer des mesures de très bonne qualité qui seraient donc parfaitement alignées sur la courbe donnée par l'Eq. 3.11, l'extrapolation vers zéro étant quasi-systématiquement faite sur la base d'une relation linéaire, ce qui correspond donc à l'Eq. 3.10, des erreurs importantes apparaissent sur les paramètres d'érodibilité, α_e et τ_c . Le premier est légèrement sous-estimé tandis que le second est, lui, significativement sous-estimé. Ce dernier résultat va toutefois dans le sens d'une sécurité accrue et limite donc en pratique la portée de cette erreur.

Pour accéder à un modèle probabiliste complet, il faut également tenir compte des autres sources de variabilités spatiales et, à ce titre, il n'est plus possible de considérer un matériau parfaitement homogène possédant une unique valeur de résistance à l'érosion. Au contraire, cette résistance à l'érosion présente elle aussi une distribution statistique liée notamment, dans le cas d'un sédiment granulaire, aux différentes tailles des grains. Contrairement à la contrainte de cisaillement dont nous connaissons la forme de la distribution, il faut ici faire une hypothèse sur la densité de probabilité la mieux adaptée. On peut par exemple suivre l'étude de van Prooijen et Winterwerp [145] en choisissant une distribution log-normale d'écart-type σ_c et tronquée au-dessous de 0. Par la même démarche que celle ayant permis d'obtenir l'Eq. 3.11 mais en prenant cette fois en compte deux distributions statistiques, respectivement pour τ et τ_c , on parvient après quelques développements mathématiques à évaluer le nouveau taux d'érosion macroscopique :

$$\begin{aligned} \langle \epsilon \rangle &= \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} \alpha_e(\tau - \tau_c) P(\tau) d\tau P(\tau_c) d\tau_c \\ &= A_c \alpha_e \langle \tau \rangle \exp\left(-\frac{\langle \tau_c \rangle}{\langle \tau \rangle} + \frac{\sigma_c^2}{2\langle \tau \rangle}\right) \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma_c}{\sqrt{2}\langle \tau \rangle} - \frac{\langle \tau_c \rangle}{\sqrt{2}\sigma_c}\right)\right] \end{aligned} \quad (3.12)$$

Où A_c est une constante de normalisation liée à la troncature de P_c et où erf désigne la fonction erreur. Cependant, même en prenant des valeurs d'écart-type élevés, de l'ordre de grandeur de la valeur moyenne de la distribution ($\sigma_c = \langle \tau_c \rangle$), la figure 3.9 montre que l'on n'observe que peu de différences entre le taux d'érosion macroscopique prédit avec et sans distribution statistique de la contrainte critique d'érosion. Cette fois, pour le tracé de la figure 3.9, on a $\underline{\epsilon} = \langle \epsilon \rangle / (\alpha_e \langle \tau_c \rangle)$ et $\underline{\tau} = \langle \tau \rangle / \langle \tau_c \rangle$.

Modèle stochastique avec tri granulométrique

Les différents ingrédients de base du modèle présenté ci-dessus ne permettent toutefois pas, à eux seuls, de reproduire la relaxation temporelle du taux d'érosion de contact tel qu'il a été mis en évidence dans les essais macroscopiques et illustré à la figure 3.2. Cela est normal étant donné que, comme déjà évoqué en introduction, l'origine de cette diminution graduelle du taux d'érosion au cours du temps correspond à un processus de ségrégation des grains par taille qui mène progressivement à un pavage de la surface du lit sédimentaire par les particules les plus grosses et donc les plus résistantes à l'érosion. Il faut à présent intégrer de façon simple ce tri granulométrique pour avoir un modèle stochastique complet de l'érosion de contact.

L'idée est de tenir compte de la fraction de grains la plus résistante qui ne va pas subir d'érosion dans des conditions hydrauliques modérées. Au départ, on réalise un tirage au sort des valeurs des contraintes critiques en suivant la distribution statistique $P_c(\tau_c)$. A chacune de ces valeurs est associée une contrainte de cisaillement locale fournie par la distribution $P(\tau)$. Si un couple $\{\tau, \tau_c\}$

vérifie $\tau < \tau_c$, il ne génère aucune érosion et, à l'inverse, si $\tau > \tau_c$, il y a une érosion locale qui entraîne à chaque pas de temps un creusement de la surface de $\epsilon = \alpha_e(\tau - \tau_c)$. Dès que le creusement cumulé atteint une taille caractéristique δ , une nouvelle valeur de τ_c est tirée au sort de façon à modéliser l'apparition de nouvelles particules à la surface après érosion des particules de la couche supérieure. Seuls les endroits où la résistance est faible vont être concernés par ce processus de renouvellement des propriétés de résistance à l'érosion tandis que les zones les plus résistantes restent en place. De ce fait, il y a, au fur et à mesure des nouveaux tirages au sort effectués, de plus en plus de particules résistantes à la surface et le taux d'érosion diminue donc progressivement.

La version complète du modèle possède au final 5 paramètres : la contrainte de cisaillement moyenne à la surface $\langle \tau \rangle$, le coefficient d'érosion α_e , la valeur moyenne de la contrainte critique d'érosion $\langle \tau_c \rangle$ ainsi que l'écart-type σ_c de la distribution, et enfin la taille caractéristique δ . Mais plusieurs de ces paramètres peuvent être déterminés si le matériau fin est connu. Ainsi, à partir de la valeur de d_{50} , on tire du diagramme de Shields, par exemple avec l'expression approchée donnée par Cao [30], le nombre de Shields critique associé Θ_c puis $\langle \tau_c \rangle = \Theta_c(\rho_s - \rho_f)gd_{50}$. Le matériau érodé étant un sable sans cohésion, il est ici naturel de prendre la taille caractéristique δ égale au diamètre médian des grains : $\delta = d_{50}$. Quant à la contrainte de cisaillement moyenne $\langle \tau \rangle$, elle peut être calculer à tout moment, par l'intermédiaire des équations 3.2, 3.5 et 3.6, à partir du gradient hydraulique i , lui même déduit de la vitesse de Darcy U à l'aide de la loi d'écoulement. Au bilan, seuls les paramètres α_e et σ_c sont inconnus et doivent être ajustés pour valider le modèle. C'est ce qui a été effectué en confrontant le modèle aux mesures expérimentales déjà présentées en introduction de cette étude, à la figure 3.2. Le résultat, présenté à la figure 3.10, est tout à fait convaincant.

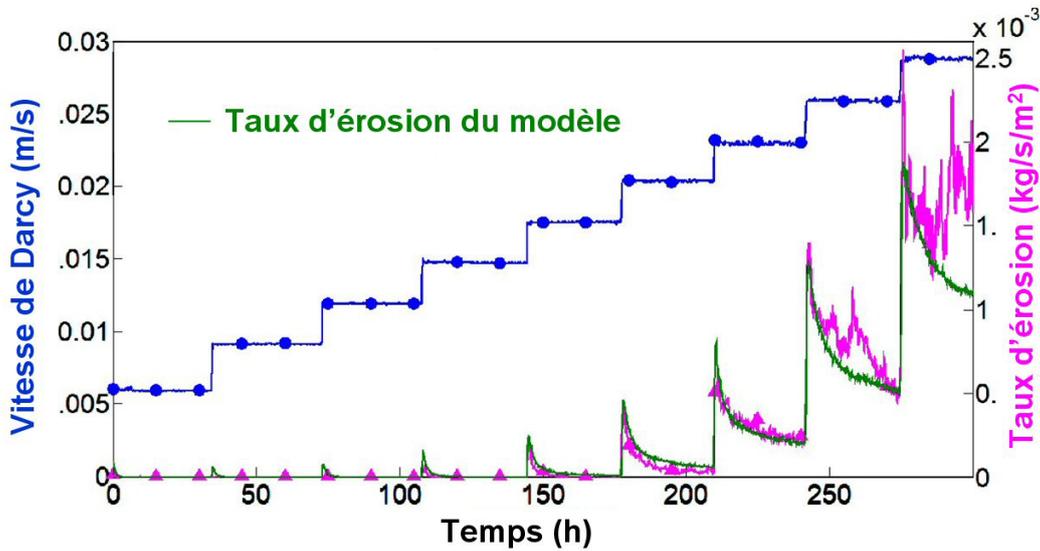


Fig. 3.10 – Ajustement du modèle stochastique par comparaison au taux d'érosion mesuré dans l'essai macroscopique d'érosion de contact présenté à la figure 3.2. Les deux paramètres libres du modèle sont pris ici égaux à $\alpha_e \approx 6,8 \cdot 10^{-2} s \cdot m^{-1}$ et $\sigma_c \approx 0,20 Pa$. Les autres paramètres valent : $\delta = d_{50} \approx 60 \mu m$ et $\langle \tau_c \rangle \approx 0,12 Pa$.

Quelques remarques finales peuvent être formulées à propos de ce modèle. Tout d'abord, on peut remarquer que la distribution P_c des contraintes de résistance à l'érosion joue cette fois un rôle très important contrairement à ce qui avait été observé au paragraphe précédent (paragraphe 3.1.3) où

le tri granulométrique était absent. Par ailleurs, le modèle a été développé dans le cas d'un matériau fin granulaire mais il reste valable pour un sol fin cohésif à condition de modifier les paramètres Θ_c et δ en conséquence. Pour le premier paramètre, il faut s'appuyer sur les courbes expérimentales montrant un remontée très forte du nombre de Shields critique pour les petits diamètres du fait des interactions cohésives entre particules. Quant au paramètre δ , il correspond pour un sol cohésif à une échelle de corrélation spatiale des propriétés internes du matériau, échelle dont la détermination précise n'est absolument pas triviale.

3.1.4 Synthèse

En caractérisant très précisément l'hydrodynamique dans la zone de contact c'est-à-dire dans la couche poreuse au voisinage direct de l'interface avec le sol fin, les expérimentations fines réalisées à petite échelle sur système modèle ont permis de réaliser des avancées remarquables dans la compréhension des mécanismes de l'érosion de contact à l'échelle de l'échantillon.

Tout d'abord, ces mesures ont révélé la présence d'une zone de transition où l'écoulement passe d'une valeur nulle au contact de la couche de sol fin à la vitesse de Darcy au coeur de la couche poreuse. La taille typique de cette zone de transition semble être de l'ordre du rayon moyen des grains du milieu poreux. Il est alors possible de réinterpréter correctement les données de la littérature grâce à l'introduction de deux coefficients empiriques rendant compte, d'une part, de la surestimation des formules analytiques donnant la valeur de la composante longitudinale de la contrainte de cisaillement exercée par l'écoulement au-delà de la zone de transition et, d'autre part, du ralentissement de l'écoulement à l'interface qui induit une réduction de moitié de la contrainte de cisaillement moyenne. L'utilisation de ces deux coefficients empiriques à l'échelle macroscopique n'a été possible ici que moyennant l'hypothèse que les valeurs obtenues à petite échelle, sur système modèle et pour une unique configuration géométrique, restent inchangées pour des matériaux plus réalistes. Il est évident que cette hypothèse est très forte et nécessiterait des essais complémentaires pour être validée. Toutefois, on a vu que, sur cette seule base, il est possible d'interpréter de façon très satisfaisante les résultats de la littérature dans le cadre général du diagramme de Shields.

Le second apport fondamental de cette analyse à l'échelle des pores concerne la variabilité spatiale de l'écoulement qui a été mise en évidence et quantifiée à l'aide de distributions statistiques. La distribution exponentielle obtenue pour la contrainte longitudinale de cisaillement a ouvert la voie à une modélisation statistique de l'érosion de contact dans laquelle il est possible de donner également un caractère stochastique aux propriétés locales de résistance à l'érosion du sol fin, qu'il soit cohésif ou non. Le changement d'échelle entre relations locales et grandeurs macroscopiques montre en particulier que la notion de seuil d'érosion disparaît à grande échelle puisqu'il existera toujours, dans un système suffisamment étendu, un petit nombre de zones où la contrainte locale va dépasser la résistance à l'érosion du sol. Le taux d'érosion correspondant reste cependant très faible et vraisemblablement difficile à quantifier d'un point de vue expérimental.

Enfin, l'observation à petite échelle a également permis de souligner un effet primordial pour bien comprendre l'évolution temporelle du phénomène d'érosion : le pavage progressif en surface induit par tri granulométrique et par érosion sélective des grains les moins résistants. Les propriétés de résistance à l'érosion se renforcent donc progressivement à la surface du matériau fin. Ce point a pu être modélisé simplement et montre que, pour une contrainte hydraulique moyenne faible, le taux d'érosion revient rapidement à une valeur nulle tandis que, pour des contraintes hydrauliques plus importantes, le taux d'érosion semble finir par se stabiliser à une valeur non nulle. Cette érosion

sélective fait donc réapparaître un seuil pour la cinétique de l'érosion de contact selon que sa durée d'existence soit juste transitoire ou, au contraire, permanente.

Cependant, en l'état, le modèle présenté ici n'est pas encore suffisamment abouti pour être utilisé de façon opérationnelle sur des ouvrages réels. En effet, il faudrait pour cela que le modèle puisse quantifier avec précision ce seuil effectif d'établissement d'un phénomène d'érosion de contact à long terme, qui est bien évidemment une donnée fondamentale dans une perspective de gestion du risque. Cela nécessite d'utiliser le modèle sur des temps très longs et donc de s'assurer au préalable de sa capacité à prédire correctement la décroissance du taux d'érosion sur des durées bien plus importantes que celles communément explorées au niveau expérimental. Or, des phénomènes différents de ceux présents à court terme, et donc non pris en compte par la modélisation, peuvent devenir prépondérants sur ces échelles de temps. Il peut s'agir de processus biologiques ou chimiques qui vont modifier progressivement les propriétés de résistance à l'érosion, particulièrement pour un sol cohésif. Mais il faut aussi tenir compte de l'évolution géométrique du système qui est principalement contrôlée par deux effets opposés. D'une part, parmi les particules de sol érodées, la fraction la plus grossière risque de rester piégée dans les plus petites constriction de la couche poreuse. Il a donc potentiellement colmatage progressif du sol grossier, d'autant plus rapide que le rapport de tailles entre les deux sols est faible. D'autre part, lorsque l'érosion se développe dans la zone de contact, des cavités se forment à l'interface et grandissent jusqu'à ce que des grains de la couche supérieure finissent par s'effondrer. La géométrie de la zone de contact est donc en évolution permanente dès lors que l'on s'intéresse à de plus grandes échelles de temps. Et les caractéristiques de la sollicitation hydraulique, en termes de contrainte moyenne et de distribution statistique, sont elles aussi amenées à évoluer significativement au cours d'une érosion de contact prolongée. Un travail important resterait donc encore à faire pour enrichir le modèle statistique de plusieurs améliorations capables de reproduire chacun de ces phénomènes à cinétiques lentes.

3.2 Transport intra-granulaire avec couplage hydrodynamique

3.2.1 Contexte et motivation

Le travail présenté dans ce chapitre a été amorcé depuis quelques années mais de façon assez intermittente. Il ne s'est véritablement concrétisé qu'au cours des derniers mois et les résultats exposés ici sont encore incomplets. La situation étudiée est celle d'un grain de petite taille en mouvement de sédimentation sous l'action des forces de gravité à l'intérieur d'un empilement constitué de grains plus gros. Le premier paramètre jouant ici un rôle évident est la géométrie, et plus particulièrement le rapport de tailles entre la petite particule de diamètre d et les particules du milieu poreux de diamètre D . Ainsi, si le rapport de taille $\epsilon = d/D$ est élevé, un blocage est possible au niveau des constriction entre les pores. A l'inverse, une bille suffisamment petite par rapport à celles de la couche poreuse va pouvoir percoler à travers le milieu sans jamais rencontrer de constriction assez étroite pour la bloquer. C'est le régime de "percolation statique sans entrave" d'après la terminologie des sédimentologues [72]. On parlera ici aussi de "percolation totale" et, pour fixer les ordres de grandeurs, le calcul du rapport de taille critique où dessous duquel il y percolation totale peut être réalisé dans le cas particulier d'un empilement ordonné de structure hexagonale compacte et fournit la valeur $\epsilon_{min}^{hc} = 2/\sqrt{3} - 1 \approx 0,155$ [45][69][112][150]. Le problème est assez proche de celui de la filtration à la différence que les particules fines y sont généralement advectées par un écoulement fluide et non soumises à la seule action de leur poids immergé. On voit ici apparaître le second

paramètre d'importance qui est le couplage hydrodynamique existant entre les particules fines et le fluide environnant.

Dans le cadre spécifique du génie civil, la condition de filtration, ou au contraire de non filtration, est fondamentale au regard du risque d'érosion interne dans les ouvrages hydrauliques puisqu'elle détermine la capacité de transport ou de colmatage d'un flux de particules érodées à travers une couche de matériau grossier traversée par l'écoulement hydraulique. C'est notamment le cas pour l'érosion de contact comme on l'a évoqué précédemment (voir paragraphe 3.1) ou encore pour la suffusion qui correspond à l'érosion sélective des particules les plus fines dans un sol polydisperse. Dans les deux cas, si les constriction au sein du sol constituant l'ouvrage ne sont pas suffisamment petites, un transport interne des particules les plus fines est alors possible et est susceptible de modifier l'équilibre hydro-mécanique d'ensemble de l'ouvrage. La communauté des ingénieurs en charge des ouvrages hydrauliques a mené de longue date un travail conséquent sur ce critère géométrique, appelé aussi "règles de filtre", par approches empiriques [161] ou analytiques [85][111]. Le strict respect de ces règles permet a priori de s'affranchir du risque d'érosion non contrôlée dans un ouvrage hydraulique. Dans le cas contraire, un second critère, hydraulique cette fois, est généralement proposé avec des lois spécifiques au phénomène étudié comme cela a par exemple été étudié pour l'érosion de contact au paragraphe 3.1. Plus de détails pourront être trouvés dans des ouvrages récents présentant l'état de l'art actuel sur l'érosion interne [20][21].

D'un point de vue plus large, la filtration est une question centrale pour plusieurs systèmes naturels, comme les lits de rivières [72] ou les aquifères, ainsi que dans un grand nombre d'applications industrielles faisant apparaître différentes configurations de filtration, présentées par exemple dans les thèses de Ghidaglia [70] ou Benmezroua [15]. Dans cette problématique de la filtration, il y a toujours un écoulement fluide d'ensemble et le couplage hydrodynamique joue un rôle sur chacune des particules à travers la traînée induite par cet écoulement. Il peut aussi y avoir création de zones de piégeage hydrodynamique à proximité de points d'arrêt de l'écoulement [3][70]. De surcroît, les forces hydrodynamiques vont localement évoluées au fur et à mesure du piégeage de particules qui obstrue les constriction ce qui a pour effet d'augmenter localement la vitesse de l'écoulement et permettre finalement qu'un ensemble de particules lâchées collectivement parvient à pénétrer plus en profondeur dans la couche poreuse que les mêmes particules lâchées une par une [61][68]. Le comportement collectif d'une suspension de particules transportée à travers un empilement poreux est lui aussi fortement influencé par ce couplage. Ainsi, si l'on revient à notre situation plus restrictive de sédimentation en milieu poreux, des travaux très récents ont montré que la vitesse de sédimentation pouvait être augmentée très significativement pour une condition optimale entre la taille des vortex apparaissant spontanément lors de la sédimentation d'une suspension et le rapport de tailles entre les particules de la suspension et celles constituant le milieu poreux [81].

Toutefois, dans le cadre de cette étude, seul est considéré le comportement individuel d'une particule sphérique de diamètre d qui traverse sous l'effet de son poids un assemblage constitué de sphères monodisperses de diamètre D . L'objectif suivi est d'analyser puis d'interpréter un effet assez inattendu et très spectaculaire que nous avons mis en évidence : la disparition du régime de percolation totale lorsque le fluide interstitiel n'est plus de l'air mais un liquide au repos.

3.2.2 Mise en évidence expérimentale

Protocole

Cette étude expérimentale s'appuie sur la technique iso-indice déjà décrite dans les chapitres précédents (cf. chapitres 2 et 3.1). Le but est ici de fabriquer un milieu poreux transparent afin de pouvoir observer les positions de petites particules opaques en mouvement, ou éventuellement piégées, au sein du milieu poreux. Dans un premier temps, on souhaite comparer le piégeage de billes sphériques obtenu pour différents types de fluide environnant : de l'air et divers liquides de viscosités variables. Ces liquides ne sont pas pris au hasard mais sont fabriqués en mélangeant différents liquides purs afin d'obtenir directement un liquide de même indice optique que celui de billes sphériques transparentes constituant un milieu poreux modèle. Il s'agit ici encore de billes de verre borosilicate de masse volumique $\rho_b \approx 2230 \text{kg.m}^{-3}$ et d'indice de réfraction $n_{\text{boro}} \approx 1,473$ (à 25°C). Les liquides retenus sont : le mélange d'huiles minérales déjà utilisé aux chapitres 2 et 3.1, un mélange de dyméthylsulfoxyde (DMSO) et d'eau distillée, de la glycérine pure et enfin le mélange en toute proportion de ces deux derniers liquides.

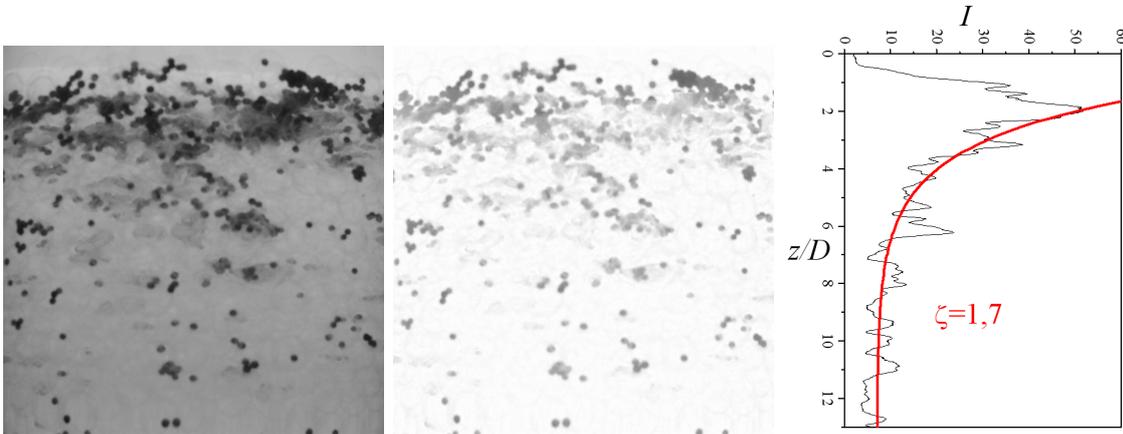


Fig. 3.11 – (a) Photographie des billes opaques ($1,00 < d < 1,25 \text{mm}$) restées piégées dans le milieu poreux constitué de billes ($D = 6,4 \text{mm}$); (b) Image obtenue après avoir retranché un fond moyen à l'image initiale; (c) Profil vertical du niveau de gris moyen tiré de l'image (b) et ajusté par une loi exponentielle en $\exp(-\frac{z}{\xi})$ (courbe rouge).

Les expériences ont été réalisées avec deux protocoles très proches. Ainsi, les manipulations dans l'air suivent trois étapes successives : (i) fabrication du milieu poreux dans une cellule rectangulaire par pluviation de billes de même diamètre D (selon les cas $D = 3 \text{mm}$, $D = 5 \text{mm}$, $D = 6,4 \text{mm}$, $D = 7,3 \text{mm}$ ou $D = 9,7 \text{mm}$) à travers une grille de pas centimétrique afin d'homogénéiser la répartition; (ii) saturation très lente du milieu par le liquide iso-indice utilisé; (iii) lâcher par pluviation à faible débit de petites billes de verre opaques de diamètre d (avec une distribution resserrée) à travers une grille de pas millimétrique afin d'homogénéiser la répartition dans une zone de section plus étroite que celle de la cellule pour éviter le passage de billes le long des parois. Pour les manipulations dans l'air, l'ordre des étapes (ii) et (iii) est simplement inversé. Il est à noter que, lorsque la saturation du milieu se fait après piégeage des particules, l'opération est assez délicate et il a été bien vérifié que celle-ci ne provoquait pas de dépiégeage au passage du front de saturation si la vitesse de ce dernier était suffisamment faible, même pour les particules les plus petites.

La figure 3.11 montre une image typique obtenue après "révélation" des billes piégées par saturation en liquide iso-indice. À partir de cette image, un traitement d'images (réalisé avec ImageJ) permet de mesurer sur une zone centrale le profil vertical en niveau de gris comme illustré sur la figure 3.11. Le niveau de gris moyen par ligne horizontale est a priori directement relié à la concentration en particules piégées. On observe une augmentation de celle-ci sur les toutes premières couches du milieu poreux (il s'agit en fait du temps nécessaire à la particule pour réduire sa vitesse initiale et se "thermaliser" avec une vitesse moyenne de transit constante [112]) puis une diminution progressive qui peut être assez correctement ajustée par une loi exponentielle en $\exp(-\frac{z}{\zeta D})$. Cet ajustement permet d'extraire pour chaque expérience le paramètre ζ qui caractérise, sous forme adimensionnée, un taux moyen de pénétration des particules fines dans le milieu poreux. Notons que $(\zeta D)^{-1}$ est généralement appelé "coefficient de filtre" dans la communauté étudiant spécifiquement la filtration [9][105]. Il faut bien noter que la phase d'ajustement par la loi exponentielle n'est pas très précise et entraîne une incertitude importante sur la valeur de ζ ainsi obtenue.

Des expériences ont tout d'abord été réalisées dans l'air, c'est-à-dire dans des conditions où le couplage hydrodynamique est négligeable et où la géométrie contrôle à elle seule la pénétration et le piégeage au sein du milieu poreux. Plusieurs couples de tailles respectives $\{d, D\}$ ont été utilisés afin de vérifier que le rapport de tailles $\epsilon = d/D$ était suffisant pour paramétrer la dépendance du taux de pénétration ζ avec les différentes tailles du système. Cela est présenté sur la figure 3.12.

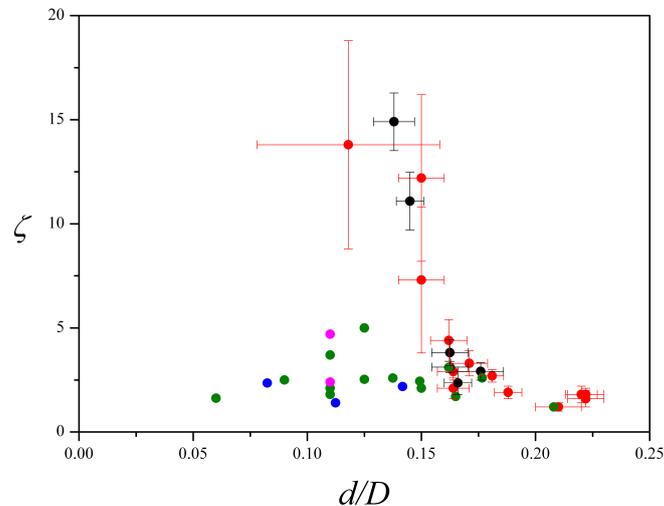


Fig. 3.12 – Dépendance du taux de pénétration ζ avec le rapport de tailles $\epsilon = d/D$ dans le cas où le fluide environnant est de l'air (en rouge) ainsi que pour différents liquides interstitiels : glycérine pure (en bleu), mélange d'huiles minérales (en vert) et mélange DMSO/eau (en magenta). Les valeurs de ζ sont obtenues pour plusieurs milieux poreux constitués de billes de diamètres respectifs $D = 3\text{mm}$, $D = 5\text{mm}$, $D = 6,4\text{mm}$, $D = 7,3\text{mm}$ et $D = 9,7\text{mm}$. Sont également présentées (en noir) les valeurs tirées de [69] et obtenues pour des particules advectées par un liquide interstitiel en écoulement dans l'empilement poreux.

Sur cette courbe, on remarque en particulier les deux comportements limite : $\zeta \rightarrow +\infty$ en condition de percolation totale et $\zeta \rightarrow 0$ lorsque les particules sont grosses et que le piégeage

géométrique est immédiat, à la surface supérieure du poreux. Exprimés en fonction du rapport de tailles $\epsilon = d/D$, les différents régimes pouvant être identifiés sont présentés ci-dessous.

- *Régime totalement percolant* ($\epsilon < \epsilon_{min}$) : il y a percolation parfaite de toutes les particules, sans aucun piégeage, et la pénétration au sein du milieu est donc infinie.
- *Régime partiellement percolant* ($\epsilon_{min} < \epsilon < \epsilon_{max}$) : la probabilité de piégeage prend une valeur comprise entre 0 et 1 et le taux de pénétration décroît rapidement avec ϵ .
- *Régime non percolant* ($\epsilon > \epsilon_{max}$) : le piégeage géométrique agit dès la première couche du milieu poreux ne laissant pénétrer aucune particule au-delà.

Une autre série d'expériences a ensuite été menée en lâchant toujours une bille de diamètre d dans un empilement de sphères de diamètre D mais avec un fluide environnant qui est désormais, comme déjà expliqué, un liquide de même indice optique que les sphères. La même procédure de dépouillement est mise en oeuvre et les valeurs obtenues pour le taux de pénétration ζ sont reportées sur la figure 3.12.

Ce que l'on observe de façon très visible c'est, dans le domaine des petites valeurs de ϵ , la disparition complète du régime totalement percolant. Le régime partiellement percolant s'étend désormais sur l'ensemble du domaine $u < u_{max}$ mais avec une diminution très nette des taux de pénétration ζ . Quantitativement, les estimations de ζ sont trop imprécises avec cette technique pour parvenir à véritablement classer entre elles les influences relatives des différents liquides ou à faire ressortir une valeur optimale de ϵ en termes de pénétration. Mais qualitativement, l'effet de l'environnement liquide est mis en évidence de façon spectaculaire comme cela est illustré à la figure 3.13 où l'on voit bien que la quasi-totalité des particules percolent dans l'air tandis qu'elles sont majoritairement piégées en environnement liquide visqueux.

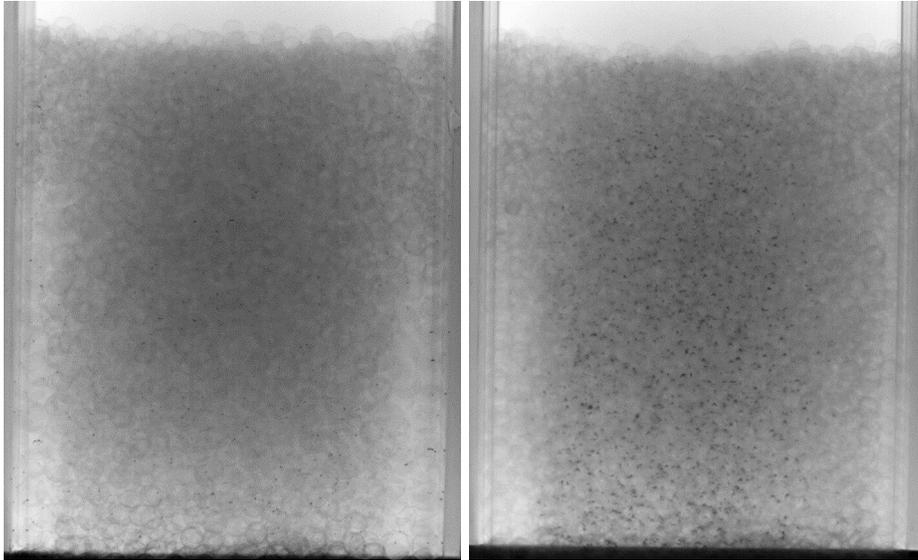


Fig. 3.13 – *Différence de localisation des particules piégées dans un empilement de billes de diamètre $D = 7,3\text{mm}$ lors d'un lâcher de 3g de particules de diamètre $250 < d < 300\mu\text{m}$ (i.e. $0,034 < \epsilon < 0,041$) avec un fluide interstitiel qui est soit de l'air (à gauche), soit une huile environ 20 fois plus visqueuse que l'eau (à droite).*

Notons toutefois que cette modification drastique du piégeage ne peut s'expliquer uniquement par la présence d'un liquide interstitiel à la place d'un gaz. En effet, dans des expériences en envi-

ronnement liquide iso-indice (viscosité de l'ordre de 30 fois celle de l'eau) mais avec un écoulement macroscopique du liquide à travers l'empilement poreux, Ghidaglia [69] obtient des valeurs de pénétration et de probabilité de piégeage qui sont parfaitement cohérentes avec les résultats observés dans l'air comme cela peut être vérifié sur la figure 3.12. Bien que les liquides utilisés ici et par Ghidaglia soient de caractéristiques assez similaires, la présence ou non d'un écoulement interstitiel à travers le poreux inhibe ou, au contraire, active l'existence de piégeages supplémentaires. Ce point sera discuté plus en détails ci-après.

Piégeage sélectif et métastabilité

Pour aller un peu plus loin, on peut montrer que ce piégeage accru se fait sélectivement sur les particules de plus petites tailles comme cela est mis en évidence sur les photographies des figures 3.14, 3.15 et 3.16.

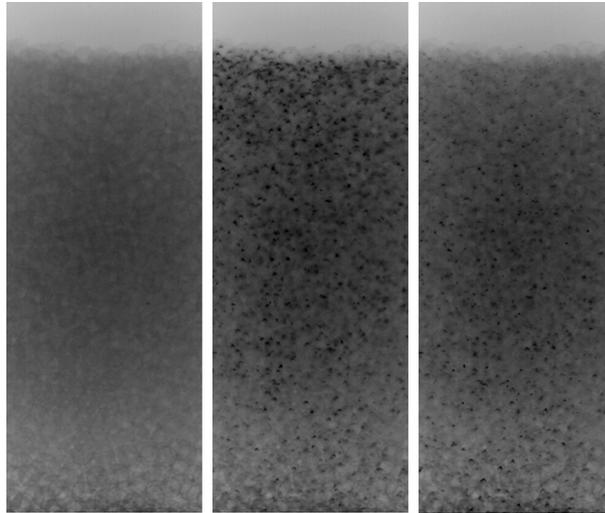


Fig. 3.14 – *Empilement désordonné de billes de diamètre $D = 7,3\text{mm}$ avant (à gauche) et après (au centre) un lâcher de 3g de particules opaques ainsi qu'après une séquence de 100 secousses modérées (à droite). Les diamètres des particules mobiles sont $250 < d < 300\mu\text{m}$ (i.e. $0,034 < \epsilon < 0,041$).*

On observe sur ces trois figures que, plus le diamètre des particules est petit et plus l'augmentation du nombre de piégeages est marquée alors même que c'est le domaine où la percolation serait totale dans l'air.

De surcroît, ce piégeage apparaissant sélectivement sur les petites particules se révèle également être très fragile : de très légères vibrations sont suffisantes pour dépiéger et remettre en mouvement une fraction conséquente de particules initialement à l'arrêt. Comme le montrent les figures 3.14, 3.15 et 3.16, une séquence de secousses systématique (ici environ 100 secousses de faible amplitude) va remobiliser les particules piégées d'autant plus que leur diamètre est faible tandis qu'à l'inverse, les particules les plus grosses ne sont pratiquement pas remises en mouvement par cette perturbation mécanique.

Les questions qui se posent face à ces observations concernent naturellement la nature de ce piégeage, qui semble particulièrement efficace sur les particules de petite taille, et l'origine de cette métastabilité qui reflète la fragilité de ce piégeage vis à vis de perturbations extérieures.

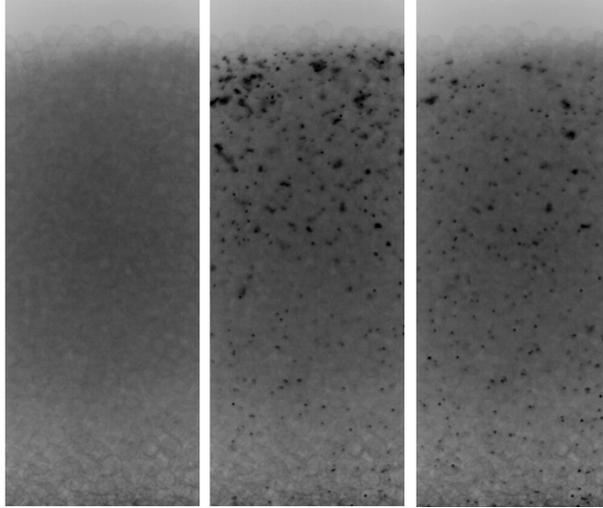


Fig. 3.15 – Empilement désordonné de billes de diamètre $D = 7,3\text{mm}$ avant (à gauche) et après (au centre) un lâcher de 3g de particules opaques ainsi qu’après une séquence de 100 secousses modérées (à droite). Les diamètres des particules mobiles sont $710 < d < 850\mu\text{m}$ (i.e. $0,097 < \epsilon < 0,116$).

Limite de l’interprétation géométrique

L’interprétation la plus usuelle de la percolation se fait dans le cadre d’une approche probabiliste. Des modèles plus ou moins complexes ont depuis longtemps été proposés par différents auteurs [9][111]. Dans sa version la plus basique, l’approche consiste à considérer le chemin suivi par une particule dans le milieu poreux comme une succession de constriction à franchir, réparties régulièrement dans la profondeur avec un espacement égal à la taille D des billes du milieu poreux. En supposant qu’une particule a, en moyenne, une probabilité p_0 (supposée ici constante) de passer une constriction, on calcule directement la probabilité $p(z)$ qu’elle a d’être piégée à la profondeur $z = ND$:

$$p(z) = p_0^{N-1}(1 - p_0) \propto \exp(-|\ln p_0| \frac{z}{D}) \quad (3.13)$$

Par identification, on trouve donc la relation suivante entre la probabilité de passage d’une constriction p_0 et le taux moyen de pénétration ζ :

$$p_0 = \exp(-\frac{1}{\zeta}) \quad (3.14)$$

A l’aide de cette relation, on peut calculer p_0 à partir des données de la figure 3.12. Les valeurs obtenues sont reportées sur le figure 3.17.

Remarquons également que la probabilité qu’une particule ne pénètre pas au delà d’une profondeur $z = ND$ est donnée par la cumulée de la distribution $p(z)$:

$$P(z) = \sum p_0^{n-1}(1 - p_0) = 1 - p_0^N \quad (3.15)$$

Du point de vue des dépouillements expérimentaux, on voit que cette seconde relation prédit encore la même croissance exponentielle que l’on peut donc ajustée également sur la cumulée du profil de niveau de gris où les fluctuations sont plus lissées que sur le profil brut de la figure 3.11. L’incertitude sur le paramètre ζ en est sensiblement réduite mais reste cependant encore élevée.

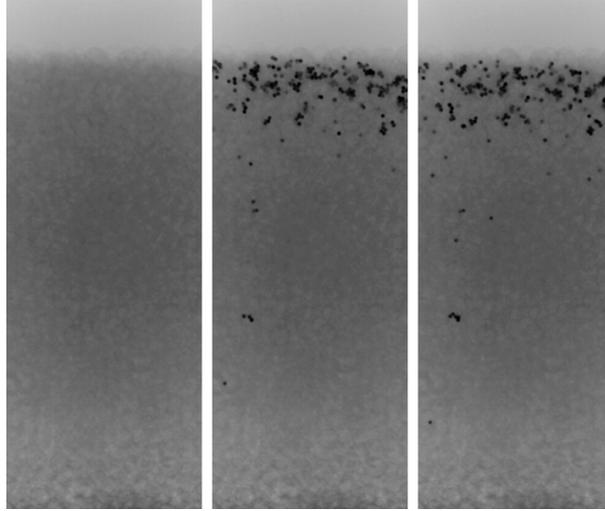


Fig. 3.16 – *Empilement désordonné de billes de diamètre $D = 7,3\text{mm}$ avant (à gauche) et après (au centre) un lâcher de $3g$ de particules opaques ainsi qu’après une séquence de 100 secousses modérées (à droite). Les diamètres des particules mobiles sont $1400 < d < 1500\mu\text{m}$ (i.e. $0,192 < \epsilon < 0,205$).*

Reste maintenant à relier la probabilité p_0 aux caractéristiques géométriques du milieu poreux. Cela peut être réalisé en considérant la distribution de tailles des constriction dans le milieu poreux. On peut voir une constriction comme un minimum local de la taille de la sphère virtuelle pouvant être placée dans l’espace poral sans recouvrement avec les billes de l’empilement. La taille de la constriction correspond alors à ce diamètre minimal de la sphère virtuelle circonscrite. En pratique, plusieurs définitions et méthodes peuvent être utilisées pour calculer numériquement ces tailles et la distribution associée [150]. La densité de probabilité est a priori indépendante par simple changement de diamètre D des sphères de l’empilement et on peut l’écrire $g(u)$ où u est le rapport entre la taille des constriction et le diamètre des sphères. Du fait de la géométrie locale de l’espace interstitiel entre des sphères au contact, la forme de la fonction $g(u)$ présente nécessairement une valeur minimale u_{min} au-dessous de laquelle la fonction est nulle et une valeur maximale u_{max} au delà de laquelle la fonction est à nouveau nulle. Ces valeurs ainsi que la forme exacte de la densité de probabilité dépendent fortement de l’arrangement géométrique de l’empilement. Pour donner un ordre de grandeur, on peut rappeler ici le cas particulier d’un empilement de sphères monodisperses de structure hexagonale compacte où $u_{min}^{hc} = 2/\sqrt{3} - 1 \approx 0,155$ [45][69][112][150].

Si l’on considère maintenant une bille en mouvement dans l’empilement, on constate qu’elle ne peut passer une constriction donnée que si cette dernière a une taille supérieure au diamètre d de la particule mobile. Statistiquement, cette probabilité de passage p_0 s’écrit donc en fonction du rapport $\epsilon = d/D$ et de la fonction $g(u)$:

$$p_0(\epsilon) = \int_{\epsilon}^{+\infty} g(u)du = \int_{\epsilon}^{u_{max}} g(u)du \quad (3.16)$$

On retrouve bien, comme observé précédemment, que $p_0(\epsilon < u_{min}) = 1$ et $p_0(\epsilon > u_{max}) = 0$ mais avec, cette fois-ci, des interprétations pour ces deux valeurs $\epsilon_{min} = u_{min}$ et $\epsilon_{max} = u_{max}$. On note sur la figure 3.17 que la valeur $u_{min}^{hc} \approx 0,155$ donne un ordre de grandeur tout à fait correct.

Pour un empilement poreux de hauteur H , c’est plutôt la probabilité de percolation à travers le milieu qui va nous intéresser. Si la hauteur H est suffisamment grande devant la taille caractéristique

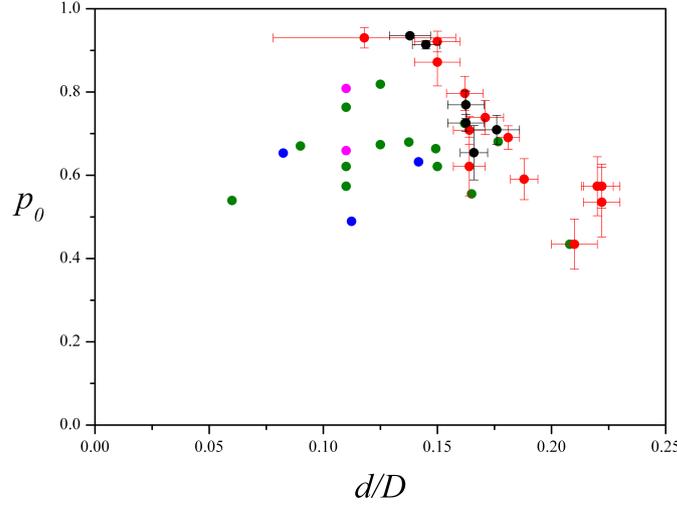


Fig. 3.17 – Dépendance de p_0 , la probabilité moyenne de passage à travers une constriction, avec le rapport de tailles $\epsilon = d/D$ dans le cas où le fluide environnant est de l'air (en rouge) ainsi que pour différents liquides interstitiels : glycérine pure (en bleu), mélange d'huiles minérales (en vert) et mélange DMSO/eau (en magenta). Les valeurs de ζ sont obtenues pour plusieurs milieux poreux constitués de billes de diamètres respectifs $D = 3\text{mm}$, $D = 5\text{mm}$, $D = 6,4\text{mm}$, $D = 7,3\text{mm}$ et $D = 9,7\text{mm}$. Sont également présentées (en noir) les valeurs tirées de [69] et obtenues pour des particules advectées par un liquide interstitiel en écoulement dans l'empilement poreux.

D des billes constituant la couche poreuse, cette probabilité de percolation s'écrit simplement :

$$P(H) = p_0^{\frac{H}{D}} \quad (3.17)$$

Notons que deux critiques principales peuvent être formulées au regard de cette modélisation probabiliste. La première tient au fait que les effets collectifs n'y sont absolument pas pris en compte. Or ceux-ci peuvent être très importants [112][152], notamment parce qu'une constriction bouchée va générer localement une accumulation de particules. Nous limitant ici au cas des trajectoires individuelles, les effets collectifs ne sont pas concernés par la présente étude. En revanche, la seconde critique est la conséquence directe des observations expérimentales présentées précédemment qui ne peuvent être interprétées de façon satisfaisante. En effet, la description probabiliste basée uniquement sur le piégeage géométrique des particules percolantes échoue à expliquer la différence de comportement lorsque le fluide interstitiel n'est plus de l'air mais un liquide au repos avec, notamment, la disparition du régime de percolation totale et l'existence d'un piégeage sélectif des plus petites particules présentant par ailleurs un caractère métastable. Notons que l'approche probabiliste géométrique semble toutefois rester valide si le liquide n'est pas au repos mais en écoulement uniforme comme dans les expériences de Ghidaglia [70] citées précédemment. Le régime hydrodynamique auquel est soumis la particule percolante et, à travers lui, l'importance du couplage fluide-particule jouent donc un rôle primordial qu'il convient de discuter.

Importance du régime hydrodynamique

Via la très forte augmentation de viscosité consécutive au remplacement de l'air par un liquide, le couplage fluide-particule devient important et modifie la nature du régime hydrodynamique. Cet effet se quantifie à travers le nombre de Stokes St qui, dans notre situation d'une particule de taille d en mouvement à la vitesse V dans un fluide de viscosité η_f à travers un empilement de billes de diamètre D , se définit comme suit :

$$St = \frac{\rho_g V d^2}{\eta_f D} \quad (3.18)$$

A grand nombre de Stokes, le régime est inertiel, sans frottement visqueux agissant sur la particule mobile, tandis qu'à faible nombre de Stokes, il devient visqueux et impose un mouvement sans inertie.

Une mise en évidence très nette de ce changement de régime est observée lors de l'impact d'une particule sur une surface plane. En effet, comme on peut le voir sur la figure 3.18 tirée de [74], de nombreuses mesures expérimentales [73][74][98] ont montré que le coefficient de restitution e ne dépendait que du nombre de Stokes (calculé avec la vitesse d'impact) et qu'il diminuait avec celui-ci jusqu'à s'annuler au-dessous d'un nombre de Stokes critique proche de 10. Il n'y a donc plus aucun rebond dans ce dernier régime.

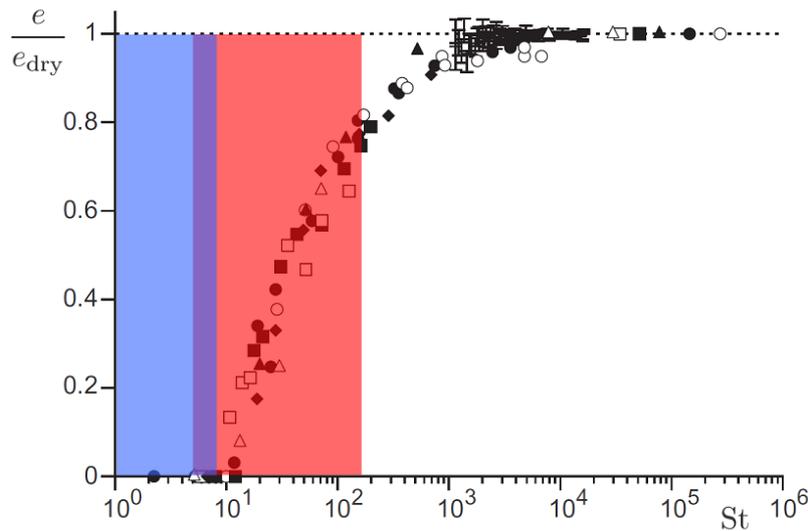


Fig. 3.18 – Dépendance du coefficient de restitution e , normalisé par sa valeur dans l'air e_{dry} , en fonction du nombre de Stokes St . Courbe extraite de [74]. Les domaines correspondants aux expériences du paragraphe 3.2.3 ont été représentés pour le liquide 1 (en rouge) et le liquide 2 (en bleu).

Une conséquence parmi d'autres de ce régime sans collision est la possibilité de construire des empilements granulaires aléatoires extrêmement lâches [55]. Et si l'on revient à notre étude du mouvement d'une particule à travers un empilement poreux, on comprend bien que celui-ci va être totalement différent selon la valeur du nombre de Stokes St . Il convient donc de donner des ordres de grandeur de St en fonction des conditions géométriques et hydrodynamiques.

La première étape consiste à évaluer la vitesse caractéristique d'impact d'une particule au sein du poreux. Pour cela, comme déjà présentée au paragraphe 1.5.3, une classification des régimes de chute

d'une particule dans un fluide [38] peut être utilisée. L'analyse s'appuie sur l'équation fondamentale de la dynamique pour un grain sphérique, de diamètre d et de masse volumique ρ_g , en chute libre à la vitesse verticale V dans un fluide, de masse volumique ρ_f et de viscosité dynamique η_f , et subissant, outre le poids et la poussée d'Archimède, une force de traînée caractérisée par un coefficient C_d :

$$\rho_g \frac{\pi}{6} d^3 \frac{dV}{dt} = (\rho_g - \rho_f) \frac{\pi}{6} d^3 g - C_d \frac{\pi d^2}{8} \rho_f V^2 \quad (3.19)$$

Plusieurs études ont déjà été menées dans l'air [25][86][112][113][152]. Le terme de traînée, deuxième terme de droite de l'équation 3.19, y est négligeable et la particule reste en régime accéléré, avec une vitesse augmentant linéairement au cours du temps et prenant des valeurs négatives après chaque rebond. C'est donc un régime balistique constitué d'une succession de rebonds sur les grosses billes et où la pénétration en profondeur d'une particule est uniquement conditionné par le passage des constriction successivement rencontrées. Le critère de piégeage est donc uniquement géométrique. Ce régime est également marqué par une forte dispersion radiale qui est de nature diffusive [25][113]. La vitesse de référence de ce mouvement est la valeur atteinte après une chute sur la distance caractéristique D du milieu poreux, soit $\sqrt{\frac{2(\rho_g - \rho_f)gD}{\rho_g}} \approx \sqrt{2gD}$. La vitesse moyenne de transit $\langle V \rangle$ sera alors une fraction de cette vitesse maximale. La fraction exacte dépend des influences simultanées du très fort confinement géométrique, du frottement solide et du caractère inélastique des collisions entre les petites particules mobiles et les billes fixes de l'empilement poreux. Elle est donc fonction à la fois du rapport de tailles $\epsilon = d/D$, du coefficient de restitution e et du coefficient de frottement μ [86]. Des valeurs de $\langle V \rangle / \sqrt{2gD}$ de l'ordre de 0,26 [25] et 0,15 [86] ont ainsi été reportées dans la littérature.

D'autres études ont été réalisées par Ghidaglia avec un liquide visqueux [68][69][70] mais dans la situation où ce liquide est en écoulement uniforme à travers l'empilement et entraîne avec lui les petites particules qui ne sont que très peu soumises à la gravité, premier terme de droite de l'équation 3.19, comparativement à la traînée imposée par l'écoulement. Les particules vont principalement suivre l'écoulement avec d'autant moins de possibilité de contact direct avec les billes de l'empilement que le nombre de Stokes est petit [3]. C'est un régime d'advection et, ici encore, la pénétration d'une particule au sein du poreux est conditionnée par le passage des constriction et s'appuie donc uniquement sur un critère géométrique. On se retrouve alors dans une situation similaire au cas où les particules tombent par gravité dans l'air mis à part la direction de référence qui n'est plus la verticale mais celle imposée par l'écoulement. Cela permet de comprendre la quasi superposition observée dans les figures 3.12 et 3.17 entre les résultats de Ghidaglia [69] et ceux obtenus ici dans l'air.

Comparons à présent avec notre situation où le fluide est un liquide au repos. La force de traînée joue désormais un rôle essentiel et la particule va se rapprocher plus ou moins rapidement d'une vitesse finale de sédimentation dès que le terme inertiel, terme de gauche de l'équation 3.19, devient négligeable. Cette vitesse limite découle alors de l'expression du coefficient de traînée C_d qui dépend du nombre de Reynolds, $Re = \frac{\rho_f V d}{\eta_f}$. D'après l'équation 3.19, le nombre de Reynolds final Re_∞ est donné par l'équation implicite suivante :

$$C_d(Re_\infty) Re_\infty^2 = \frac{4}{3} \frac{\rho_f (\rho_g - \rho_f) g d^3}{\eta_f^2} = \frac{4}{3} Ga^2 \quad (3.20)$$

où Ga est le nombre de Galilée de la particule donné par :

$$Ga = \sqrt{\frac{\rho_f(\rho_g - \rho_f)gd^3}{\eta_f^2}} \quad (3.21)$$

Pour les deux cas limite du régime purement visqueux de Stokes ($Re \ll 1$) et du régime purement inertiel de Newton ($Re \gg 1$) dans la région turbulente avant la "crise de traînée" (i.e. $10^3 < Re < 10^5$), les coefficients de traînée sont respectivement $C_d = \frac{24}{Re}$ et $C_d = C_i$ et les vitesses correspondantes $V_{v\infty} = \frac{(\rho_g - \rho_f)gd^2}{18\eta_f}$ et $V_{i\infty} = \sqrt{\frac{4(\rho_g - \rho_f)gd}{3C_i\rho_f}}$ avec $C_i \simeq 0,4$ pour une sphère.

Entre ces deux situations extrêmes, il n'y a pas d'expression analytique et seules des formules empiriques peuvent être utilisées, soit pour le coefficient de traînée $C_d = f(Re)$, soit directement pour la vitesse de chute V_∞ . Bien que ce ne soit pas la plus proche vis-à-vis des mesures expérimentales de la littérature, l'une des ces lois empiriques est intéressante car elle permet d'obtenir des expressions analytiques et de fixer ainsi des ordres de grandeurs précis. Il s'agit de l'expression déjà présentée au paragraphe 1.5.3 qui, comme suggéré dans [50], est une généralisation de la relation de Ferguson et Church [57] mais exprimée cette fois pour une particule sphérique : $C_d = C_i \left(1 + \sqrt{\frac{60}{Re}}\right)^2$ avec $C_i \simeq 0,4$ qui correspond à la valeur du coefficient de traînée en régime inertiel pour un nombre de Reynolds atteignant environ 10^3 . Après quelques développements, on peut écrire l'équation 3.19 sous forme adimensionnée :

$$\frac{dRe}{d\tilde{t}} = \frac{4}{3C_i} Ga^2 - \left(1 + \sqrt{\frac{60}{Re}}\right)^2 Re^2 \quad \text{où } \tilde{t} = \frac{3C_i\eta_f t}{4\rho_g d^2} \quad (3.22)$$

Partant de cette équation, on peut déjà exprimer le nombre de Reynolds final Re_∞ en fonction du seul nombre de Galilée Ga :

$$Re_\infty = 15 \left(\sqrt{1 + \frac{Ga}{Ga_c}} - 1 \right)^2 \quad (3.23)$$

où le nombre de Galilée critique Ga_c vaut $Ga_c = 15\sqrt{\frac{3C_i}{4}} \approx 8,2$ pour une sphère. Pour $Ga \ll 1$ et $Ga \gg 1$, on retrouve bien respectivement $V_\infty = V_{v\infty}$ et $V_\infty = V_{i\infty}$.

Cependant, la distance caractéristique au sein du milieu poreux est D et il n'est pas acquis que la vitesse limite soit systématiquement atteinte sur cette longueur. Il convient donc d'évaluer et d'utiliser comme référence la vitesse V_D que prend la particule au bout de cette distance de parcours D . Cela peut être effectué numériquement après double intégration de l'équation 3.22. On peut ensuite en tirer la valeur correspondante St_D du nombre de Stokes.

Pour fixer ainsi les différents ordres de grandeurs, des valeurs typiques ont été calculées et reportées dans le tableau 3.2.2 pour des nombres de Galilée correspondant aux expériences qui seront présentées juste après, au paragraphe 3.2.3. À savoir des particules sphériques de diamètres $0,5 < d < 1,5mm$ et de masse volumique $\rho_g^Z = 6000kg.m^{-3}$ (billes de Zirconium), des grosses billes de diamètre de l'ordre de $D = 10mm$ et différents fluides environnants. Les calculs ont été réalisés pour 3 d'entre eux : l'air, l'eau et le liquide le plus visqueux utilisé dans les expériences (mélange d'huiles minérales ajusté en indice de réfraction avec les billes du milieu poreux). Les caractéristiques de ces trois fluides sont réportées dans le tableau 3.2.2 ainsi que les plages de variation typiques obtenues pour le nombre de Galilée Ga (équation 3.21), le nombre de Reynolds limite Re_∞ (équation 3.23), le nombre de Stokes maximal dans le poreux St_D et enfin les rapports entre la

solide	Zirconium ($\rho_g = 6000kg.m^{-3}$)		
fluide	air	eau	huile
$\rho_f (kg.m^{-3})$	1,2	10^3	850
$\eta_f (kg.m^{-1}.s^{-1})$	$1,8.10^{-5}$	10^{-3}	20.10^{-3}
Ga	165 ; 858	78 ; 407	4 ; 19
Re_∞	194 ; 1291	76 ; 561	0,6 ; 10,1
St_D	3700 ; 33000	23 ; 409	0,2 ; 10,6
V_D/V_∞	0,076 ; 0,034	0,998 ; 0,81	1 ; 0,995
$V_D/\sqrt{2gD}$	0,999 ; 0,99	0,34 ; 0,68	0,066 ; 0,36

Fig. 3.19 – Propriétés des différents liquides et valeurs typiques des grandeurs suivantes : nombre de Galilée Ga , nombre de Reynolds limite Re_∞ , nombre de Stokes maximal St_D , rapport entre la vitesse maximale dans le poreux V_D la vitesse limite V_∞ , rapport entre V_D et la vitesse caractéristique de chute libre $\sqrt{2gD}$. Dans les cases présentant deux valeurs, la première correspond au calcul obtenu avec $d = 0,5mm$ et la seconde avec $d = 1,5mm$.

vitesse maximale dans le poreux V_D et, d'une part, la vitesse limite V_∞ et, d'autre part, la vitesse de chute libre $\sqrt{2gD}$.

Sans surprise, la lecture de ce tableau confirme l'analyse qualitative évoquée précédemment. Ainsi, la vitesse maximale caractéristique V_D atteinte dans le poreux dépend de façon critique du fluide environnant. Pour de l'air, la bille est pratiquement en régime de chute libre et $V_D \sim \sqrt{2gD}$; pour un liquide visqueux comme l'eau, ou encore mieux le mélange d'huiles minérales, la bille atteint son régime limite de chute et $V_D \sim U_\infty$. Par ailleurs, comparées à la courbe de la figure 3.18, les valeurs du nombre de Stokes St_D atteint dans le poreux confirment bien que le régime est purement balistique dans l'air ($e \approx e_{dry}$) tandis qu'il n'y a plus du tout de collisions dans le mélange d'huiles ($e \approx 0$). Dans l'eau, un régime collisionnel intermédiaire persiste mais avec des coefficients de restitution qui deviennent faibles.

Pour boucler cette analyse vis à vis du questionnement initial sur la nature du piégeage sélectif en régime visqueux et sur l'origine de sa métastabilité, on voit bien que la disparition des rebonds est déterminante sur la physique du problème. Elle a en effet pour conséquence la mise en contact permanent de la particule avec les billes de l'empilement. Or, dans le régime visqueux, il est connu qu'une sphère se déplace le long d'une surface inclinée à vitesse constante qui, hors effet de l'inclinaison, est sensiblement inférieure à sa vitesse de sédimentation du fait de la lubrification et du frottement solide [163]. Le mouvement d'une particule dans l'empilement va donc être constitué de phases de sédimentation pure dans le liquide et de phases où il y a contact visqueux de la particule sur une ou deux billes de l'empilement. Un troisième contact implique un piégeage géométrique simple tandis que le piégeage sélectif est vraisemblablement induit par le frottement solide pour une inclinaison suffisamment faible et avec un, ou plus vraisemblablement deux points de contact. Cette hypothèse d'un piégeage visco-frictionnel métastable demande à être confirmée et ce travail n'a été pour l'heure que tout juste entamé à l'aide d'une expérience simple où une particule est lâchée d'une hauteur de l'ordre de $D \sim 10mm$ soit au-dessus d'un plan incliné, soit au-dessus de deux plans, perpendiculaires l'un par rapport à l'autre et inclinés d'un certain angle suivant leur arête commune comme présenté sur les schémas de la figure 3.20.

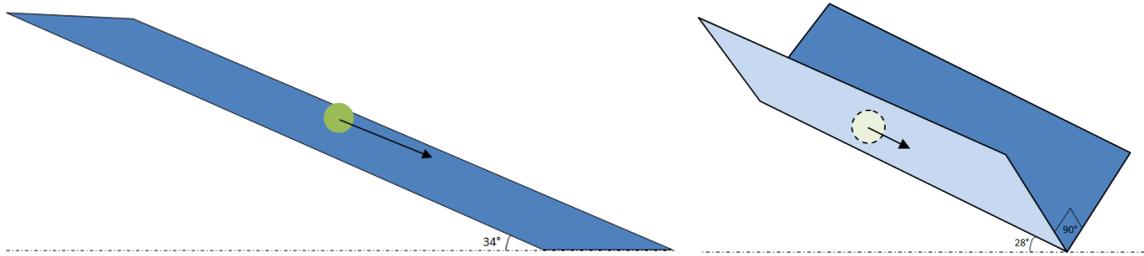


Fig. 3.20 – Dispositif permettant d’étudier le mouvement et le piégeage éventuel d’une particule le long d’un plan incliné (à gauche) et d’une arête inclinée (à droite). Les valeurs des angles données ici sont celles correspondant aux essais préliminaires discutés dans le texte.

Les premiers résultats semblent montrer que, avec deux contacts, les particules peuvent être arrêtées si leur taille est inférieure à une valeur seuil qui semble plus élevée lorsque les plans sont rugueux. On constate également que, au-dessus de ce seuil, la vitesse atteinte est plus faible que dans le cas à un seul contact. La contribution du glissement vis-à-vis du roulement est aussi modifiée selon l’état de surface. Une étude systématique va être entreprise très prochainement pour tenter de valider et, le cas échéant, de développer plus en profondeur cette interprétation à partir de ces expériences modèles, éventuellement complétées par un dispositif avec deux cylindres parallèles et tangents, inclinés suivant leur arête commune. Quelques essais avec une géométrie très similaire ont été reportés dans une étude portant sur le transport de particules solides au sein d’une mousse [62]. En attendant cette étude, une analyse statistique des trajectoires suivies par une particule dans un empilement poreux de sphères vient de s’achever et les premiers résultats obtenus sont synthétisés ci-après.

3.2.3 Analyse systématique du mouvement intra-granulaire d’une particule

L’étude décrite dans ce paragraphe est encore en cours de réalisation et le travail d’analyse statistique reste pour le moment assez sommaire. Certains résultats demandent à être confirmés ou complétés. L’objectif est ici d’analyser un grand nombre de trajectoires individuelles de sphères de diamètre d à travers un empilement de sphères de diamètre D saturé avec un liquide iso-indice de viscosité variable. Deux liquides ont été utilisés : le liquide 1 est un mélange de DMSO (diméthylsulfoxyde) et d’eau distillée ; le liquide 2 est le mélange d’huiles minérales déjà utilisée au chapitre 3.1. Les caractéristiques des deux liquides sont données dans le tableau 3.2.3.

L’empilement est réalisé en plaçant d’abord au niveau des 4 parois latérales de la cellule une couche de billes de diamètre différent de D puis en versant ensuite les billes de diamètre D dans l’espace central. On évite de cette façon l’effet classique de mise en ordre imposée par une paroi plane. L’empilement a une hauteur H qui est de l’ordre de 20cm et il y a 5 à 10cm supplémentaires de liquide au-dessus de ce milieu poreux modèle afin de permettre aux petites billes d’atteindre leur régime limite de chute. Ce régime limite n’est toutefois pas toujours atteint pour les plus grosses particules dans le liquide 1.

Pour limiter l’incertitude sur le rapport de tailles $\epsilon = d/D$, le diamètre d est mesuré avant que la bille ne soit lâchée dans le liquide. Une tentative préalable visant à déduire d d’une mesure de la vitesse de sédimentation dans le liquide (avant l’entrée dans l’empilement) n’a pas été suffisamment satisfaisante car des erreurs systématiques non négligeables apparaissent, liées à l’obligation d’utiliser une des lois empiriques de la littérature pour le coefficient de traînée C_d . Une mesure directe s’avère

	ρ_f ($kg.m^{-3}$)	η_f ($kg.m^{-1}.s^{-1}$)
liquide 1	1095	$2,0.10^{-3}$ (à $24^\circ c$)
liquide 2	841	21.10^{-3} (à $22^\circ c$)

Fig. 3.21 – *Caractéristiques des deux liquides iso-indice utilisés.*

préférable et celle-ci est réalisée en photographiant la bille par transmission à l'aide d'un zoom de microscope. Les billes utilisées ici sont en Zirconium, de masse volumique $\rho_g^Z = 6,0.10^3 kg.m^{-3}$, avec différents lots de diamètres variant approximativement de $0,5$ à $1,5mm$. Ces billes ont été choisies car elles ont un bon niveau de sphéricité qui est à peu près conservé pour toutes les tailles utilisées.

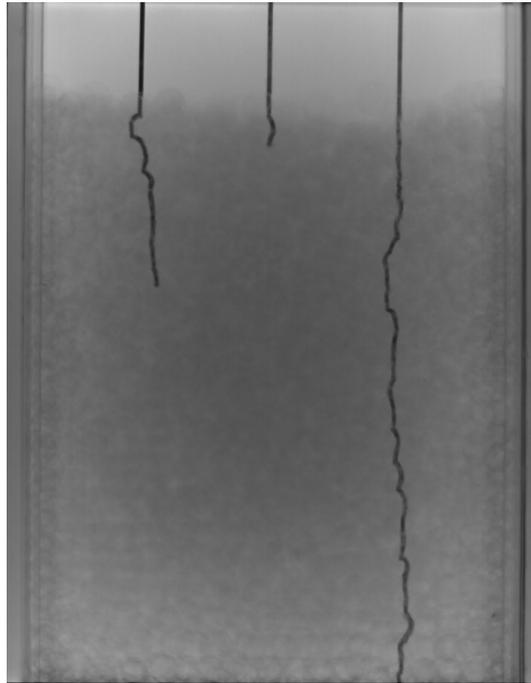


Fig. 3.22 – *Trajectoires type obtenues dans le liquide 2 avec des billes de diamètre $D = 9,7mm$ par suivi de particules ($1424 < d < 1465\mu m$) avec le traitement d'image réalisé avec ImageJ.*

Le lâcher de la bille dans le liquide est une opération délicate et, après différents essais, la technique finalement retenue consiste à placer une bille à la base d'un ménisque de liquide emprisonné dans un capillaire ouvert par le bas. Le ménisque est ensuite mis en contact avec le bain liquide, libérant ainsi la particule qui amorce son régime transitoire de sédimentation. Pour gagner du temps, les billes sont lâchées 3 par 3 à l'aide de trois capillaires également espacés. Comme dans le dispositif expérimental précédent, un éclairage homogène placé à l'arrière de la cellule permet d'observer les particules en sombre sur fond lumineux. Les trajectoires sont filmées par une caméra rapide (fréquence d'acquisition entre 50 et 250 images par seconde selon la vitesse de sédimentation de la bille) puis leurs projections dans le plan normal à la caméra sont obtenues quantitativement par un traitement d'image adapté réalisé avec ImageJ.

La figure 3.22 illustre un exemple typique de trajectoires ainsi obtenues. On peut ensuite en extraire par exemple la position verticale $Z(t)$ ainsi que la vitesse associée $V_z(t)$ comme cela est montré sur la figure 3.23. On voit sur cet exemple que la phase de sédimentation à vitesse approximativement

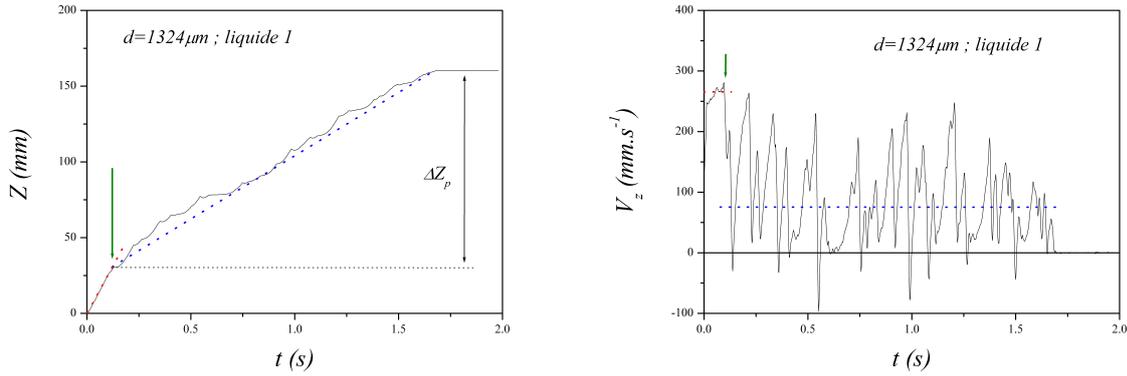


Fig. 3.23 – Position et vitesse verticale au cours du temps d'une particule de diamètre $d = 1324\mu\text{m}$ dans un empilement de billes de diamètre $D = 9,7\text{mm}$ immergées dans le liquide 1. La flèche verte indique l'entrée dans le milieu poreux et les droites représentent la vitesse de sédimentation (en rouge) et la vitesse moyenne de transit (en bleu).

constante dans le liquide pur est suivie d'une trajectoire plus irrégulière composée de portions en accélération régulière entrecoupées de décélérations brutales amenant éventuellement jusqu'à l'arrêt de la particule, voire à l'apparition de vitesses négatives. Il s'agit alors d'une collision avec une bille de l'empilement qui peut parfois donner lieu à un rebond (i.e. vitesse négative), limité mais réel. Ceux-ci ne sont observés que dans le liquide 1 avec les particules les plus grosses (typiquement pour $d > 1\text{mm}$). Mis à part ces rebonds, les allures qualitatives ne sont pas si différentes dans le liquide 2 mais l'échelle de temps y est nettement plus élevée tandis que l'échelle de vitesse se réduit très significativement. Comme illustré à la figure 3.23, il est possible à partir de ces courbes de calculer la vitesse de sédimentation V_{sed} (équivalente à V_{∞} dans l'analyse précédente), la vitesse maximale atteinte dans le poreux V_{max} (équivalente à V_D), la vitesse de transit dans le poreux V_t (i.e. vitesse moyenne de la particule au sein de l'empilement poreux) et, en cas de piégeage dans la zone de mesure, la profondeur de pénétration ΔZ_p . Ces valeurs sont obtenues à l'aide d'un dépouillement automatisé développé sous le logiciel Origin.

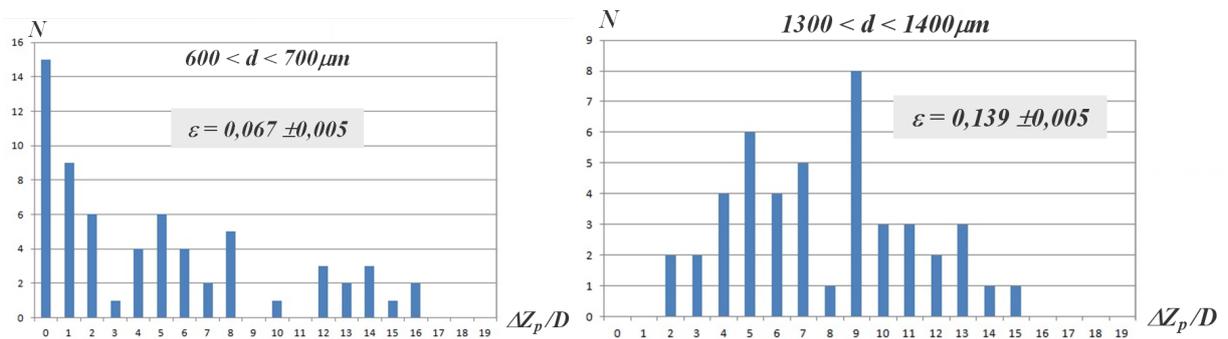


Fig. 3.24 – Histogrammes des profondeurs de pénétration normalisées $\Delta Z_p/D$ pour des particules de diamètres $600 < d < 700\mu\text{m}$ (à gauche) et $1300 < d < 1400\mu\text{m}$ (à droite) pour le liquide 2 dans un empilement de billes de diamètre $D = 9,7\text{mm}$.

La vitesse V_{max} , qui correspond aux vitesses lors des impacts, nous permet de calculer le nombre

de Stokes et de placer les régimes obtenus pour les deux liquides sur la courbe du coefficient de restitution de la figure 3.18. La vitesse de sédimentation v_a , quant à elle, nous servira à normaliser la vitesse moyenne de transit et faire ainsi des intercomparaisons selon la taille des particules et le type de fluide utilisé. On a également pu vérifier que, sur la gamme explorée ici, cette vitesse de sédimentation était correctement décrite à l'aide de l'expression empirique du coefficient de traînée donnée par Cheng [33]. Enfin, pour chaque configuration de liquide et de rapport de tailles ϵ donnée, il est possible d'établir un histogramme des profondeurs de pénétration normalisées $\Delta Z_p/D$ et d'en tirer une profondeur de pénétration moyenne $\langle \Delta Z_p \rangle$. Deux exemples de tels histogrammes sont présentés sur la figure 3.24 tandis que sur la figure 3.25 la profondeur de pénétration moyenne, normalisée par D , est tracée en fonction de $\langle \epsilon \rangle$ par tranches croissantes de tailles et pour chacun des deux liquides.

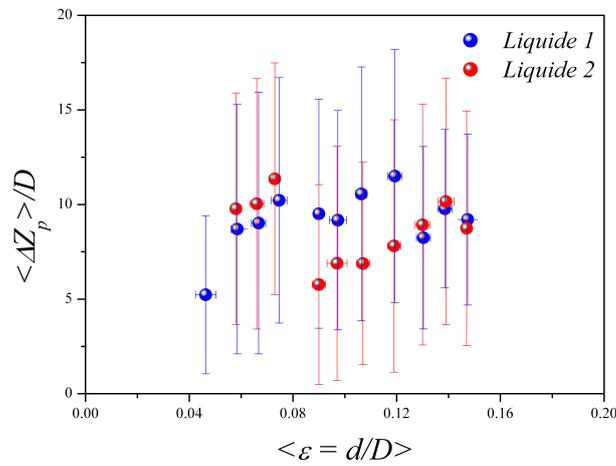


Fig. 3.25 – Profondeur moyenne de pénétration normalisée $\langle \Delta Z_p \rangle / D$ en fonction du rapport de tailles moyen $\langle \epsilon = d/D \rangle$ avec calcul par tranches de tailles pour le liquide 1 (en rouge) et le liquide 2 (en bleu) dans un empilement de billes de diamètre $D = 9,7\text{mm}$.

Les deux histogrammes de la figure 3.24 présentent des distributions très étendues qui expliquent que, sur la figure 3.25, les barres d'erreur de $\langle \Delta Z_p \rangle / D$ calculées avec l'écart-type soient si importantes. On constate également que ces histogrammes ont des allures significativement différentes entre elles et parfois très éloignées de la loi exponentielle prédite par le modèle probabiliste présenté précédemment. La profondeur de pénétration moyenne ne présente pas, quant à elle, de tendance bien nette. On peut seulement conclure qu'elle varie somme toute assez peu avec ϵ contrairement à ce qui serait observé pour le régime de percolation dans l'air. Notons aussi qu'il n'y a pas d'influence très visible du liquide interstitiel, tout du moins tant que celui-ci est visqueux.

Autre grandeur intéressante pour décrire la dynamique de pénétration d'une particule dans le milieu, la vitesse de transit a été analysée, notamment à travers sa dépendance avec le rapport de tailles ϵ . Pour cela, la vitesse de transit V_t de chaque particule est d'abord normalisée par la vitesse de sédimentation V_{sed} . Ces grandeurs sont ensuite moyennées par tranches de tailles croissantes de façon à obtenir $\langle V_t / V_{sed} \rangle$ en fonction de $\langle \epsilon \rangle$ comme cela est reporté sur la figure 3.26. Sur cette figure on remarque tout d'abord que, en moyenne, il ne semble pas y avoir d'influence notable de la taille de

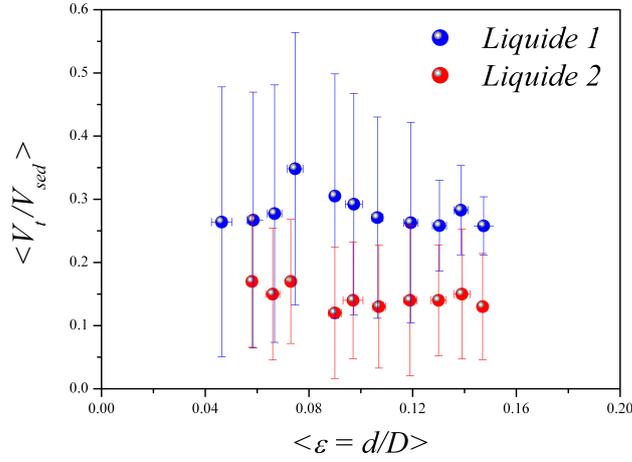


Fig. 3.26 – Vitesse de transit normalisée et moyennée, $\langle V_t/V_{sed} \rangle$ en fonction du rapport de tailles moyen $\langle \epsilon \rangle$ avec calcul par tranches de tailles pour le liquide 1 (en rouge) et le liquide 2 (en bleu) dans un empilement de billes de diamètre $D = 9,7\text{mm}$.

la particule sur sa vitesse de transit normalisée. En revanche, on distingue cette fois une différence de comportement entre les deux liquides, la vitesse normalisée moyenne étant sensiblement plus faible dans le liquide 2, c'est-à-dire le liquide le plus visqueux.

Toutefois, ce calcul d'une moyenne d'ensemble sur le seul critère de la taille masque un effet qui peut être observé lorsque l'on trace la même grandeur mais calculée désormais, pour une tranche de tailles donnée, en fonction de la profondeur de pénétration atteinte dans l'empilement poreux $\langle \Delta Z_p \rangle$. C'est ce qui est présenté sur la figure 3.27 pour 3 valeurs moyennes de rapport de tailles $\langle \epsilon \rangle$ dans chacun des deux liquides. Ainsi, sur ces courbes, on peut constater, pour un même rapport de tailles,

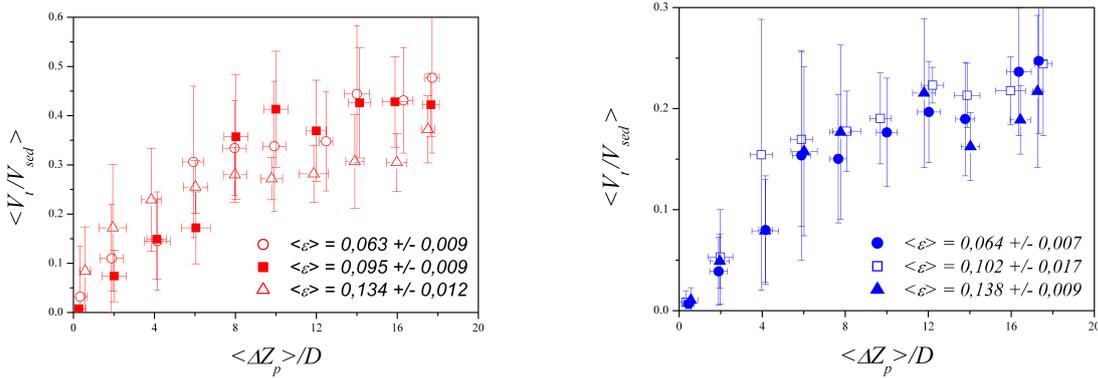


Fig. 3.27 – Vitesse de transit normalisée et moyennée, $\langle V_t/V_{sed} \rangle$ en fonction des profondeurs de pénétration moyennes $\langle \Delta Z_p \rangle$ calculés pour 3 valeurs du rapport de tailles moyen $\langle \epsilon \rangle$ pour le liquide 1 (à gauche) et le liquide 2 (à droite) dans un empilement de billes de diamètre $D = 9,7\text{mm}$.

des différences importantes de vitesse moyenne de transit normalisée qui sont directement corrélées à la profondeur moyenne de pénétration. Il y a une augmentation sur les premières couches du milieu poreux, typiquement sur 8 à 10 couches quelque soit le liquide, suivie d'une saturation avec une

vitesse de transit à peu près constante. Rappelons qu'un régime transitoire de "thermalisation", un peu similaire mais nettement moins étendu spatialement, a été observé dans l'air, à l'aide de simulations numériques [112][113]. Un régime stationnaire semble être ensuite atteint, plus en profondeur, contrairement aux couches hautes de l'empilement où les particules ayant la vitesse de transit la plus faible sont celles qui sont piégées le plus rapidement. La tendance est identique pour les deux liquides tandis que, comme déjà relevé sur la figure 3.26, l'influence du rapport de taille moyen $\langle \epsilon \rangle$ reste limitée. Un effet devient cependant visible sur ces nouvelles courbes, particulièrement dans le liquide 1.

Pour mieux analyser cela, la vitesse de transit normalisée peut être de nouveau calculée en fonction du rapport de tailles moyen $\langle \epsilon \rangle$, comme à la figure 3.26, mais en faisant cette fois-ci une séparation en fonction de la profondeur moyenne de pénétration. Les courbes correspondantes sont présentées sur la figure 3.28. Ces différentes courbes confirment tout d'abord que, quelque soit le

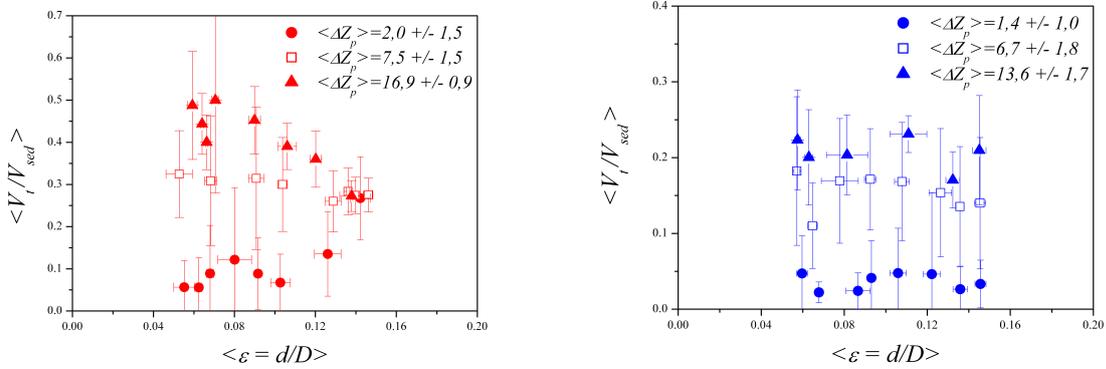


Fig. 3.28 – Vitesse de transit normalisée et moyennée, $\langle V_t/V_{sed} \rangle$ en fonction des rapports de tailles moyens $\langle \epsilon \rangle$ calculés pour trois valeurs de profondeur de pénétration moyenne $\langle \Delta Z_p \rangle$ pour le liquide 1 (à gauche) et le liquide 2 (à droite) dans un empilement de billes de diamètre $D = 9,7\text{mm}$.

rapport de tailles considéré, la vitesse moyenne de transit augmente significativement au fur et à mesure que la particule parvient à pénétrer en profondeur dans le milieu poreux. Cela revient aussi à dire que ce sont les particules ayant la vitesse de transit la plus élevée qui pénètrent le mieux, plus ou moins indépendamment de leur taille, à l'exception des vitesses mesurées dans le liquide 1 (i.e. le moins visqueux) et pour les rapports de tailles les plus élevés, approximativement supérieurs à 0,14. Il semble alors y avoir convergence vers une seule valeur de vitesse de transit normalisée, de l'ordre de 0,25 à 0,30. Notons que c'est là une valeur tout à fait similaire aux résultats obtenus dans l'air, mais donc avec un autre adimensionnement, par Ippolito [86] et Bridgwater [25] qui trouvent respectivement $\langle V \rangle \sim 0,15\sqrt{2gD}$ et $\langle V \rangle \approx 0,27\sqrt{2gD}$. Dans nos expériences, ces trajectoires sont en fait celles présentant les plus grandes valeurs de nombre de Stokes et pour lesquelles le coefficient de restitution e tiré de la courbe de Gondret [74] à la figure 3.18 se rapproche fortement de sa valeur dans l'air e_{dry} ($e/e_{dry} \approx 0,8$). On est donc pratiquement dans le régime inertiel, comme celui observé dans l'air, avec des trajectoires entrecoupées de rebonds ponctuels, sans contact durable entre les particules et les billes de l'empilement poreux.

Un mot peut être également dit sur la dispersion radiale des particules au cours de leur pénétration dans l'empilement. Les données dont nous disposons actuellement ne nous permettent pas de conclure quant à l'existence d'une dispersion de type diffusive comme cela est observé dans l'air en

régime inertiel balistique [25][86][113]. Ce qui est sûr, c'est que le déplacement radial des particules est extrêmement faible comparativement au régime balistique dans l'air : pour des hauteurs de pénétration allant jusqu'à environ $H \approx 175\text{mm}$, les particules ne s'écartent ainsi pratiquement jamais de plus d'un diamètre D de billes du milieu poreux.

Enfin, nos données peuvent également servir à évaluer une grandeur plus globale comme la probabilité de percolation à travers la hauteur H de l'empilement poreux. Mais, en réalisant ce calcul, nous avons préalablement observé et quantifié un effet spécifique au niveau de la première couches de billes de l'empilement. Ainsi, comme cela est montré sur la figure 3.29, une proportion importante de particules est piégée sur la surface supérieure du poreux, sans même avoir de constriction à traverser et donc sans pénétrer dans le milieu. Ces données restent assez bruitées mais il semble qu'il y ait une tendance à l'augmentation de cette probabilité de non pénétration lorsque le rapport de tailles diminue, tout du moins dans le liquide 1. Il faudrait toutefois plus de statistiques pour espérer aboutir à une conclusion définitive. Ce résultat peut s'interpréter qualitativement dans le cadre de

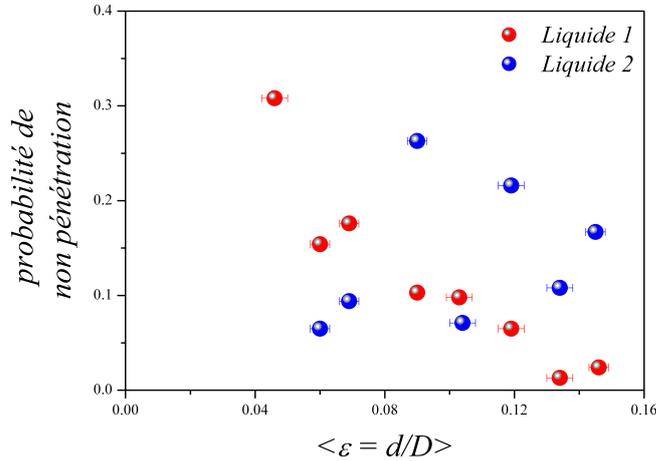


Fig. 3.29 – Probabilité de non pénétration en fonction des rapports de tailles moyens $\langle \epsilon \rangle$ avec calcul par tranches de tailles pour le liquide 1 (en rouge) et pour le liquide 2 (en bleu) dans un empilement de billes de diamètre $D = 9,7\text{mm}$.

l'hypothèse émise précédemment au sujet du piégeage visco-frictionnel à 1 et 2 points de contact. En effet, d'un point de vue statistique, une particule peut venir au contact en n'importe quel point de la surface supérieure du milieu poreux, notamment au niveau de zones de faibles inclinaisons locales, autour des sommets des billes. Le piégeage par frottement doit alors être très efficace, en particulier pour les particules les plus petites. Au contraire, après avoir pénétré dans l'empilement, la surface de pores pouvant potentiellement se retrouver en contact avec la particule est nettement plus faible et l'inclinaison locale beaucoup plus importante. La probabilité de piégeage frictionnel s'en trouve nettement diminuée. Et ce d'autant plus que le rapport de tailles augmente puisque l'effet de volume exclu joue alors un rôle de plus en plus marqué.

Toujours dans cette hypothèse, cette probabilité de piégeage frictionnel (1 ou 2 points de contact) dans le poreux s'ajouterait à la probabilité de blocage géométrique dans des constrictions (3 points de contact) pour donner la probabilité globale de percolation. Celle-ci est présentée à la figure 3.30

pour les deux liquides et deux empilements différents. Ici encore, on constate que les données sont

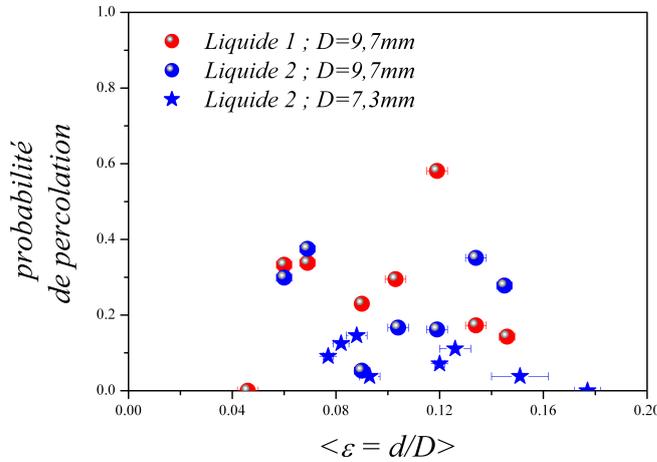


Fig. 3.30 – Probabilité de percolation à travers une hauteur $H \approx 175mm$ en fonction des rapports de tailles moyens $\langle \epsilon \rangle$ avec calcul par tranches de tailles pour le liquide 1 (en rouge) dans un empilement de billes de diamètre $D = 9,7mm$ et pour le liquide 2 (en bleu) dans un empilement de billes de diamètre $D = 9,7mm$ (symboles ronds) et dans un empilement de billes de diamètre $D = 7,3mm$ (symboles en étoile).

très bruitées. Il semblerait y avoir une forme plutôt en cloche présentant donc un rapport de tailles optimal pour la pénétration. Mais, comme dans les courbes des figures 3.25 et 3.29 tracées avec les mêmes données, les valeurs obtenues pour $\langle \epsilon \rangle \sim 0,05$ apparaissent trop élevées, ou trop basses, mais semblent en tout cas sujettes à caution. Des expériences complémentaires sont impératives pour valider notre interprétation et confirmer l'existence d'un optimum en taille pour le transit d'une particule en sédimentation à travers un empilement poreux. A noter également que, pour un même rapport de tailles, les probabilités de percolation à travers l'empilement de billes $D = 7,3mm$ semblent assez systématiquement plus faibles que celles relevées pour $D = 9,7mm$. Sachant que les billes de diamètre $D = 7,3mm$ sont rugueuses tandis que les plus grosses sont lisses, cette observation est cohérente avec l'hypothèse du piégeage visco-frictionnel qui serait logiquement plus efficace dans un empilement de billes rugueuses comparativement à un empilement de billes lisses.

Au bilan, on voit bien que ce travail est encore en cours avec de nombreuses perspectives de développement qui seront présentées plus en détail au chapitre 2. Mais plusieurs résultats importants ont d'ores et déjà été mis en évidence, à commencer par l'existence d'un mode de piégeage d'origine autre que géométrique, agissant uniquement en régime non inertiel, avec un effet sélectif plus sur les particules les plus petites et présentant une forte métastabilité vis-à-vis de faibles perturbations extérieures. L'hypothèse retenue, et qui demande encore à être validée, désigne le frottement, vraisemblablement dans une situation avec plusieurs points de contact, comme la force résistante à l'origine de ce piégeage qui est rendu possible par l'annulation du coefficient de restitution dans le régime hydrodynamique visqueux. Une analyse systématique, encore insuffisamment résolue d'un point de vue statistique, semble confirmer cette forte filtration des particules de faibles rapports de tailles et, du fait du piégeage géométrique des particules avec des rapports de tailles élevés, montre

qu'il doit exister un optimum en tailles pour lequel la pénétration dans le milieu poreux est maximale. En termes de dynamique au sein de l'empilement poreux, un adimensionnement par la vitesse de sédimentation apparaît tout à fait pertinent et se compare plutôt bien avec les valeurs déjà connues dans l'air où la normalisation est réalisée en fonction de la vitesse caractéristique de chute dans le poreux $\sqrt{2gD}$. Une corrélation très nette entre la vitesse de transit et la profondeur de pénétration est mise en évidence sur approximativement les 8 à 10 premières couches traversées avant qu'un régime stationnaire ne soit atteint. Ce dernier semble dépendre du rapport de tailles ϵ sauf lorsque le régime hydrodynamique devient inertiel (i.e. particules les plus grosses et liquide le moins visqueux) et que les trajectoires suivies sont alors de type collisionnel.

Chapitre 4

Perspectives

4.1 Poursuite des thématiques en cours

4.1.1 Thématiques abordées au chapitre 1

A ce jour, je ne prévois pas de prolongement aux travaux développés dans ce chapitre, en lien avec le rôle du couplage hydrodynamique et de la structure interne sur le seuil et la dynamique de déstabilisation d'une pente granulaire. Seule reste à finaliser et valoriser une partie de ce travail, celle décrite au paragraphe 1.5, à travers la rédaction d'un article* de synthèse sur les travaux expérimentaux menés au cours de la thèse de Félix Bonnet.

4.1.2 Thématiques abordées au chapitre 2

Le travail engagé sur la problématique spécifique de l'instabilité par fluidisation localisée au sein d'un matériau granulaire devrait se poursuivre dans plusieurs directions. Tout d'abord, une modélisation numérique de cette situation de fluidisation localisée est en cours de finalisation. Comme déjà évoqué en conclusion du chapitre 2, cette modélisation numérique, réduite au cas 2D, s'appuie à la fois sur la Méthode aux Éléments Discrets (DEM) pour décrire le comportement mécanique d'une assemblée de particules sphériques et sur la Méthode Lattice Boltzmann (LBM) pour rendre compte de l'hydrodynamique du fluide interstitiel. Un module de couplage permet de calculer les interactions entre les deux phases : ajout des forces exercées par le fluide sur les grains dans le calcul DEM et adaptation à chaque pas de temps du domaine fluide dans le calcul LBM pour tenir compte du mouvement des grains. Ce travail, mené principalement par Jeff Ngoma dont la thèse devrait s'achever fin 2014, rentre dans le cadre d'une collaboration plus large avec Jean-Yves Delenne (INRA, Montpellier) et Fahrang Radjai (CNRS, Montpellier). Une fois opérationnelle, cette modélisation sera utilisée pour reproduire les expériences présentées au chapitre 2. Des essais préliminaires obtenus avec une version quasi-finalisée du modèle sont très encourageants et permettent notamment de retrouver les deux régimes de fluidisation (cavité et cheminée) et de valider ainsi le modèle. Certains points ayant été mis de côté lors de l'étude expérimentale, comme par exemple l'influence du diamètre d'injection D ainsi que celle du rapport D/d qui doivent impacter significativement la résistance mécanique de la voûte au sommet de la cavité fluidisée, pourront également

*. P. Philippe, F. Bonnet and F. Nicot, *Collapse of an immersed granular packing : influence of slope angle and initial volume fraction*, under consideration for submission in Physical Review E or Granular Matter.

être examinés. Les résultats de cette étude devraient être rapidement analysés et un article* est d'ores et déjà en préparation sur ce travail. Une fois définitivement confirmée la capacité du modèle numérique à retrouver et compléter les résultats de l'étude expérimentale, l'étape suivante consistera à tirer profit à la fois des informations microstructurales fournies par la partie DEM et des données hydrodynamiques locales calculées par la partie LBM pour mieux comprendre, qualitativement mais surtout quantitativement et à petite échelle, les mécanismes menant à la déstabilisation des grains et imposant, une fois l'état stationnaire atteint, les frontières entre zone fluidisée et zone quasi-statique. Par ailleurs, je souhaite également poursuivre le travail expérimental entamé sur l'interaction entre cavités fluidisées en faisant varier de façon systématique l'écartement δ entre les sources d'injection. Là encore, ce travail sera complété et enrichi par la modélisation numérique.

Sur la thématique plus générale des instabilités hydromécaniques au sein d'un matériau granulaire drainé, nous abordons également deux autres axes de recherche. Le premier, qui a fait l'objet d'un premier travail expérimental dans le cadre de la thèse de Jeff Ngoma, concerne encore la phase transitoire de fluidisation d'une couche granulaire mais cette fois en situation d'écoulement homogène et non plus localisé. En effet, lors des premiers instants de la déstabilisation d'un empilement granulaire soumis à un écoulement ascendant d'intensité assez nettement supérieure au seuil de fluidisation, on a pu constater que la dynamique des grains était très différente selon l'état initial de densité du matériau comme cela est illustré sur la figure 4.1. En ce sens, ce travail présente des similitudes avec l'étude présentée au paragraphe 1.4.2 sur l'influence de la fraction volumique de départ sur le mode de déstabilisation par rupture de pente. Ici, on observe ainsi qu'un empilement lâche se

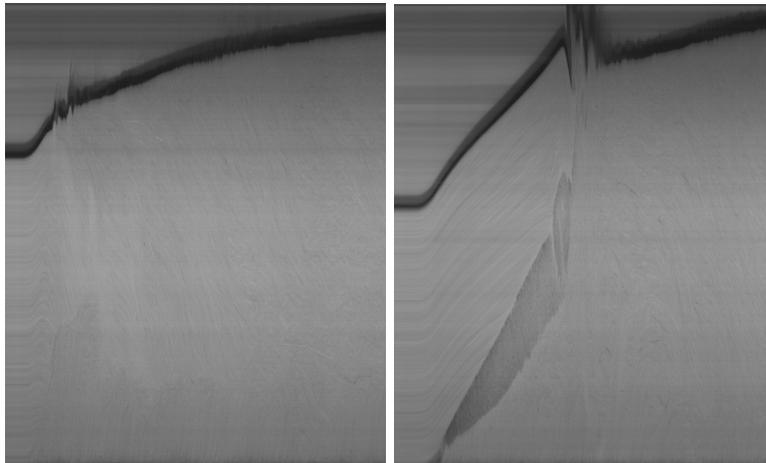


Fig. 4.1 – Diagrammes spatio-temporels typiques obtenus lors de la phase transitoire de déstabilisation d'un empilement de sable initialement lâche (à gauche) ou dense (à droite).

fluidise rapidement, en quelques secondes, depuis la zone d'injection jusqu'au sommet de la couche granulaire, de façon turbulente et très chaotique, mais avec, en moyenne, une dilatation d'ensemble assez régulière. Les fluctuations se calment progressivement et la surface supérieure se stabilise mais continue d'augmenter très lentement jusqu'à un état fluidisé final et stationnaire, atteint au bout de 50 à 100 secondes. A l'inverse, le même matériau dans un état dense se déstabilise de façon très différente. On observe un mouvement ascendant en masse, sans déformation dans le matériau, et seule la

*. J. Ngoma, P. Philippe and J-Y Delenne, *2D numerical study of localized fluidization in a granular material*, under consideration for submission in Physical Review E.

surface inférieure se déstabilise progressivement libérant ainsi une pluie de grains qui viennent au fur et à mesure nourrir une couche fluidisée en partie basse. L'épaisseur de la couche ascendante solide diminue régulièrement tandis que la couche fluidisée augmente. On observe entre ces deux couches un interstice de très faible concentration en grains et de taille croissante dont l'évolution peut être facilement observée à l'aide d'un diagramme spatio-temporel du type de celui reporté à la figure 4.1. Sur cette figure, on voit que les vitesses des surfaces supérieure et inférieure de la couche solide, notées respectivement V_{hs} et V_{bs} , sont toutes deux approximativement constantes, la seconde étant plus élevée que la première du fait de l'érosion de la couche solide par sa base. Le taux d'érosion correspondant s'écrit : $E = (V_{bs} - V_{hs})\rho_g\Phi$ (avec E en $kg.m^{-2}.s^{-1}$). Comme on le voit également sur la figure, le processus d'érosion ne peut se poursuivre jusqu'à son terme (i.e. disparition complète de la couche ascendante solide) car le système devient instable et se fluidise alors brutalement, de façon localisée et préférentiellement près des parois, donnant lieu à des fluctuations importantes au niveau de la surface supérieure. La fluidisation s'homogénéise alors puis augmente lentement jusqu'à l'état fluidisé final, rejoignant ainsi le comportement de l'empilement initialement lâche. Des valeurs de V_{hs} , V_{bs} et E mesurées lors d'essais préliminaires pour différentes vitesses de fluidisation U sont présentées sur la figure 4.2. Dans la situation plus classique où une variation brutale de la vitesse de fluidisation U fait passer un lit fluidisé d'un état stationnaire à un autre, des lois théoriques [71] existent pour décrire les variations de hauteurs correspondantes et pourront être testées dans le cas spécifique qui nous intéresse ici. Notons que, au vu de ces premiers résultats, le taux d'érosion semble à peu près constant quelque soit la vitesse de fluidisation de l'écoulement.

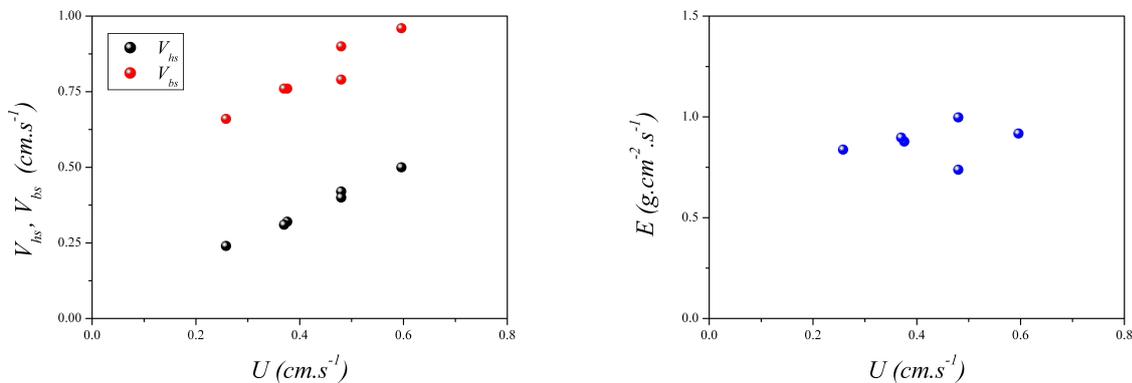


Fig. 4.2 – (a) Vitesses V_{hs} (surface supérieure de la couche ascendante solide) et V_{bs} (surface inférieure) en fonction de la vitesse moyenne de fluidisation $U = Q/S$ (où Q est le débit d'injection imposé par la pompe et S la section de la cellule). (b) Taux d'érosion E déduit des valeurs de vitesse précédentes.

Suite à ces résultats préliminaires, une étude plus complète pourra être initiée dans le prolongement du travail de thèse de Jeff Ngoma avec également la possibilité d'utiliser, parallèlement aux expériences, le modèle numérique DEM-LBM. Notons pour conclure sur ce point que d'un point de vue mécanique, la déstabilisation est induite par le déséquilibre des forces, celle induite par l'écoulement sur les grains dépassant le poids déjaugé de la couche granulaire. Mais cette condition n'impose pas qu'il y ait fluidisation à l'intérieur du matériau et celui-ci peut tout aussi bien conserver un comportement de corps solide et donc décoller verticalement, comme un bouchon de champagne. Cela lui est d'autant plus imposé dans le cas dense où la dilatance préalable qui est nécessaire pour permettre

une fluidisation au sein du matériau se trouve en partie entravée par le confinement imposé par les parois latérales. L'épaisseur transverse de la cellule doit également avoir un effet stabilisateur sur ce processus transitoire de fluidisation par décollage en masse.

Une seconde étude sur les instabilités hydromécaniques en environnement granulaire correspond au quasi-analogue de la fluidisation localisée mais dans une configuration géométrique où l'écoulement est cette fois dans la direction horizontale, au sein d'une couche de grains de volume global constant, imposé par les dimensions de la cellule d'essai. Au-delà d'un certain seuil, on s'attend à observer une zone de fluidisation induite par l'écoulement. La dilatance granulaire impose alors qu'il y ait eu au préalable diminution de la fraction volumique dans la zone qui va se fluidiser et donc densification dans les régions périphériques [178]. L'état fluidisé devrait normalement s'étendre progressivement au cours du temps jusqu'à connecter la zone d'injection à la zone d'expulsion de l'écoulement et amener ainsi à une fracturation par couplage hydrodynamique à travers le matériau granulaire [178][179], fracturation dont la signature est une forte augmentation de la perméabilité apparente. Les influences des conditions aux limites, géométriques et hydrodynamiques, ainsi que de la contrainte normale, seront certainement des points sensibles à analyser finement. Ce travail expérimental sera amorcé à l'automne 2013 au cours de l'accueil de 3 mois de Sarah Mena, doctorante de l'Université de Floride sous la direction de Jennifer Curtis, dans le cadre général d'un partenariat PIRE (Partnerships for International Research and Education), entre les États-Unis, le Japon et la France, axé sur les écoulements multiphasiques avec applications technologiques. En complément de ce volet expérimental, une confrontation avec des résultats numériques de la littérature [24][53][179] sera menée et, éventuellement, un travail de modélisation par couplage DEM-LBM pourrait être engagé.

4.1.3 Thématiques abordées au chapitre 3

Pour le moment, le travail mené sur l'érosion de contact à l'échelle locale détaillé au paragraphe 3.1 m'apparaît suffisamment abouti, notamment à travers le développement du modèle stochastique, et je n'envisage pas de poursuivre sur cette thématique. Seul reste éventuellement à rédiger un article * sur des résultats obtenus au cours de cette étude mais non présentés dans ce manuscrit. Il s'agit de la situation où, entre les deux couches de matériaux soumis à l'écoulement, le contraste de taille, et donc de perméabilité, reste limité. Il y a donc écoulement dans chacune des deux couches avec une zone de raccordement hydrodynamique à la frontière. Ces données expérimentales ont pu être comparées aux prédictions théoriques de Vafai [170]. Un travail complémentaire par approche numérique (DEM) sur un empilement de deux couches de grains a montré que la zone de contact présentait localement une diminution de la porosité sauf dans la situation où la couche supérieure est composée des grains les plus gros avec un rapport de tailles entre les deux populations de grains approximativement inférieur à 2.

A l'inverse, l'étude du transport de particules en milieu poreux, sous l'action de la gravité et en présence d'un fluide environnant, se poursuit notamment à travers la collecte d'un grand nombre de données dans le but d'améliorer la qualité des résultats d'un point de vue statistique. Une partie importante de ce travail a été réalisée au cours de stage de Master de Florian Brunier-Coulin en

*. P. Philippe and R. Béguin, *Pore-scale flow measurements at the interface between two porous layers*, under consideration for submission in Experiments in Fluids

étroite collaboration avec Yacine Khidas (Laboratoire Navier, Université Paris Est). De premiers éléments de réponse ont été présentés à la fin du chapitre 3.2 et plusieurs autres points d'intérêt sont en cours d'analyse. Une des questions principales soulevée par cette étude concerne l'apparition, en présence d'un liquide interstitiel, de zones de piégeage autres que le blocage géométrique dans les constriction. A l'heure actuelle, nous pensons que ce piégeage est lié au frottement à la surface des billes du milieu poreux et se trouve activé en régime faiblement inertiel par l'annulation du coefficient de restitution [73][74] et donc la disparition du régime ballistique où les contacts sont liés à des collisions. Pour valider cette hypothèse, des expériences complémentaires sont également en cours de réalisation et visent à mettre en évidence ces modes de piégeage en fonction du nombre de points de contact à l'aide des dispositifs expérimentaux modèles évoqués au chapitre 3.2. D'autres expériences sur le dispositif de base pourront également être envisagées afin d'étudier les effets collectifs lors de lâchers simultanés d'un grand nombre de particules ou encore l'influence d'un écoulement interstitiel macroscopique qui devrait modifier sensiblement le piégeage frictionnel des plus petites particules. Un article* faisant un premier bilan sur ce travail devrait pouvoir être rédigé assez rapidement.

4.2 Thématiques nouvelles

4.2.1 Transition solide-fluide et érosion dans un fluide complexe

Depuis quelques mois, j'ai eu l'opportunité de démarrer une nouvelle thématique de recherche sur la transition solide-fluide au sein des fluides complexes et tout particulièrement des fluides à seuil. Ce travail, qui se fait en étroite collaboration avec Mohamed Naaim et surtout Guillaume Chambon, de l'IRSTEA de Grenoble, s'appuie sur l'accueil en contrat post-doctoral de Li-Hua Luu, d'Octobre 2012 à Mars 2014. Ce projet part de la question de la transition entre zone en écoulement et zone à comportement solide au sein d'un même fluide à seuil. En effet, si la connaissance préalable de la rhéologie d'un fluide de ce type permet a priori de décrire de façon satisfaisante un écoulement à proximité d'un paroi rigide, il n'en est pas de même lorsque la frontière existe au sein du même fluide, séparant ainsi une zone cisailée (i.e. comportement fluide) d'une zone statique (comportement solide). Les mécanismes physiques qui contrôlent la forme et la position de cette interface sont encore mal connus et justifient une analyse expérimentale systématique qui doit être menée à petite échelle. L'objectif, à terme, vise à mieux comprendre le processus d'érosion d'un sol en place lors du passage d'un écoulement de surface d'un fluide complexe (neige, boue, pierres, roches) pouvant présenter des caractéristiques de fluides à seuil ou des comportements de type granulaires. Les enjeux sont d'importance puisque les mouvements gravitaires rapides, comme les avalanches de neige, de blocs ou les coulées de boue, ont un fort potentiel destructeur du en grande partie à l'augmentation considérable de leur masse au cours de leur propagation, dans un rapport pouvant aller de 1 à 10 vis-à-vis de la quantité de matière initialement mobilisée. Cela accroît fortement la pression exercée à l'impact sur des ouvrages d'infrastructure ou des habitations ainsi que les dégâts et les coûts de remise en état occasionnés par les très volumineux dépôts laissés en aval. Concrètement, la première étape de notre étude consiste à imposer, par interposition d'un obstacle, la présence d'une zone statique au sein d'un fluide à seuil en écoulement de conduit. Une interface solide-fluide stationnaire est ainsi créée et peut être analysée finement par mesure vélocimétrique de type PIV. Le dispositif expérimental est montré sur la figure 4.3.

*. F. Brunier-Coulin, Y. Khidas and P. Philippe, *Sedimentation of small particles through a sphere packing*, under consideration for submission in Physical Review E

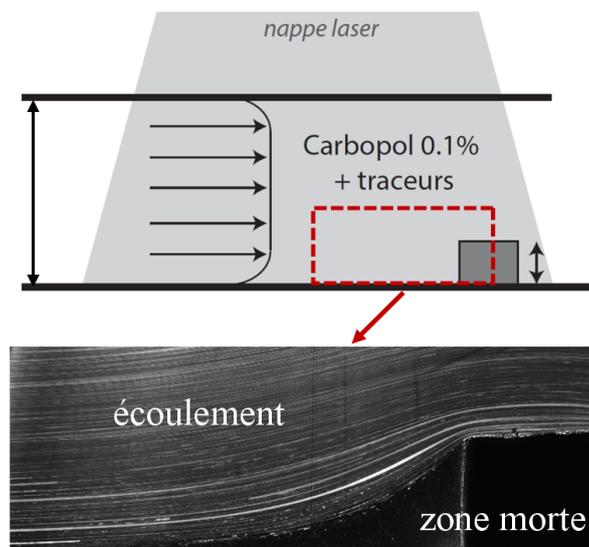


Fig. 4.3 – Schéma de principe du dispositif expérimental et image moyenne de la zone d'étude montrant les trajectoires suivies par les traceurs utilisés pour la PIV.

La figure 4.4 présente des résultats préliminaires où deux couches distinctes peuvent être visualisées : 1/ la large portion présentant un taux de cisaillement décroissant qui correspond à l'écoulement classiquement observé entre une paroi rigide et la zone d'écoulement bouchon, ou plug, où la contrainte seuil est atteinte ; 2/ une couche de raccordement, beaucoup plus fine, présentant cette fois un taux de cisaillement croissant et faisant le lien entre la zone statique et la première couche. Une analyse systématique est en cours de réalisation et sera reportée prochainement dans un article*.

La suite de ce travail devrait être l'étude de la zone frontière entre comportement solide (lit statique) et comportement fluide (zone en écoulement) lors du passage d'une coulée à la surface supérieure d'un matériau initialement statique de même nature que le fluide de la coulée ou, au contraire, différent, avec un plus fort seuil de résistance au cisaillement. Pourront également être utilisés ici des matériaux modèles constitués de grains immergés soit dans un liquide newtonien iso-indice, soit dans un fluide à seuil iso-indice.

4.2.2 Processus élémentaires de l'érosion d'un sol cohésif

Dès l'automne 2013, je vais aborder une nouvelle thématique de recherche par l'intermédiaire de l'encadrement d'une thèse co-financée par la région PACA. Il s'agit de l'étude, pour un sol cohésif, des mécanismes locaux à l'origine de ce que l'on appelle de façon générique érosion hydraulique, c'est-à-dire le détachement de matière à la surface du matériau sous l'action d'un écoulement fluide. La motivation pour ce sujet vient du constat que la loi d'érosion majoritairement employée dans le domaine de l'érosion et du transport sédimentaire est purement empirique, sans connaissance, même parcellaire, de la physique sous-jacente à ce processus d'érosion.

Le contexte nous intéressant en premier lieu est celui des ouvrages hydrauliques, de type digues ou barrages, pour lesquels il est connu que l'érosion est le mécanisme de dégradation le plus répandu lors

*. L.-H. Luu, P. Philippe and G. Chambon, *Flow of a yield-stress fluid through an obstacle : an experimental study of the solid-liquid-like interface*, under consideration for submission in *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*.

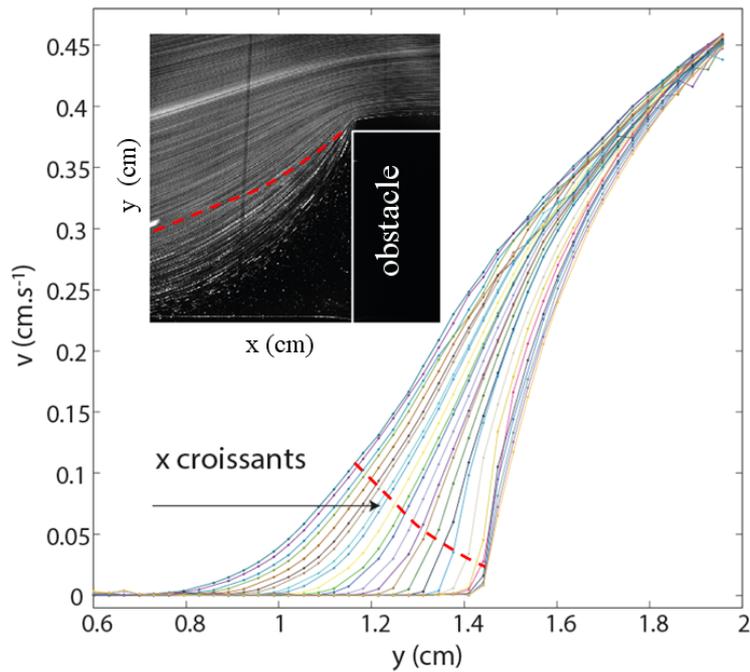


Fig. 4.4 – Image de la zone étudiées et profils de vitesse mesurés le long des courbes normales à la frontière entre zone statique et zone en mouvement. Les courbes pointillées rouges présentent approximativement la séparation entre une couche de raccordement à gradient de contrainte positive et une couche supérieure avec un écoulement classique (i.e. superposition d'une couche où la contrainte est décroissante et d'un écoulement bouchon).

des accidents répertoriés et mène alors généralement à l'ouverture de brèches. La maîtrise technique de ce risque d'érosion s'est fortement améliorée au cours des dernières années mais reste encore limitée et perfectible. Ainsi, un travail très important, au niveau international mais aussi beaucoup au niveau national, s'est attaché d'une part à mieux distinguer les différents modes d'érosion et, d'autre part, à développer plusieurs essais d'érosion des sols, comme le HET (Hole Erosion Test) [19][20][21][176] ou le JET (Jet Erosion Test) [79][80]. Grâce à la riche base de données qui a été ainsi progressivement accumulée, diverses relations empiriques [14][17][80][94][143] ont été proposées pour rendre compte de l'influence de plusieurs grandeurs caractéristiques des sols cohésifs sur les paramètres d'érosion (appelés aussi paramètres "d'érodabilité") tirés d'une interprétation s'appuyant majoritairement sur une loi d'érosion à seuil reliant, par l'intermédiaire d'un coefficient cinétique d'érosion, le taux d'érosion à l'écart entre la contrainte tangentielle induite à la surface du sol par l'écoulement et une contrainte critique de résistance à l'érosion [5][140][158]. Pour un même matériau dont on fait varier la densité, la teneur en eau ou la fraction de fines, des tendances claires semblent apparaître mais dépendent cependant de la nature minéralogique des particules fines [76][80][94]. En revanche, des comparaisons entre matériaux différents en termes de composition et, de ce fait, de propriétés physico-chimique, peinent à proposer des relations empiriques fiables et présentent parfois entre elles des contradictions fortes [14][143][151] ainsi que des différences entre échantillon intact et remanié [17][126] ou entre dispositifs d'essais comme le HET et le JET [123]. Ce travail empirique en aveugle, qui s'affranchit d'une connaissance même approximative des mécanismes élémentaires d'érosion, semble donc trouver ici ses limites face à un processus complexe dont lequel un grand

nombre de paramètres sont, directement ou indirectement, partie prenante.

L'ambition de ce travail, encore très exploratoire à ce stade, est de développer des connaissances nouvelles sur les mécanismes physiques à l'origine de l'érosion en tenant compte de la force de cohésion inter granulaire qui s'opère au niveau d'un volume élémentaire de sol. A l'heure actuelle, ces processus ne sont que peu, voire très peu, connus et appréhendés. C'est là, clairement, un verrou scientifique fort qui interdit notamment le développement de modèles non empiriques et/ou de scénarios pouvant expliquer comment, et par quelles étapes successives, un morceau de sol va être arraché à la surface d'un matériau cohérent sous une sollicitation hydraulique d'intensité et/ou de durée suffisantes. Ces mécanismes doivent pouvoir nous donner des informations précieuses sur la taille (ou plus probablement la distribution de tailles) des entités élémentaires ainsi érodées, sur le temps caractéristique nécessaire à l'arrachement, ou encore sur les conditions hydrauliques requises pour mener à son terme un tel processus. Les interrogations sont bien évidemment nombreuses à commencer par la nature même des mécanismes de l'érosion. Ceux-ci sont assez bien compris dans le cas de sédiments non cohésifs où l'approche initiée par Shields permet de relier la contrainte seuil d'érosion au poids déjaugé des grains par un coefficient empirique qui dépend des conditions hydrodynamiques [26]. Mais qu'en est-il en présence d'interactions attractives entre les particules constituant le matériau ? Si celles-ci restent du même ordre de grandeur que le poids propre des particules, des développements analytiques peuvent être mis en oeuvre pour étendre l'approche de Shields [34][154]. Cela reste cependant limité à des matériaux peu cohésifs et/ou constitués de particules de tailles importantes. La frontière entre sols à comportement granulaire et sols à comportement cohésif reste d'ailleurs assez délicate à définir [126]. Un sol cohésif typique, constitué de fines particules souvent argileuses, peut cependant assez vite se trouver soumis à des contraintes internes largement dominantes vis-à-vis de son poids propre. On distingue les interactions cohésives (pont cohésif reliant deux particules entre elles) des interactions adhésives (attraction directe entre particules) avec des contributions relatives très variables en fonction de la taille et des propriétés minéralogiques des particules [94][154]. Au vu de cette large gamme de d'interactions au sein d'un matériau, il est légitime de penser que les mécanismes élémentaires vont être différents entre sol cohésif et sol granulaire mais sans doute aussi entre sols cohésifs de natures différentes. Pour des grains qui restent de taille assez importante, on peut penser que la cohésion va amener le matériau à se disloquer non plus grain par grain mais par amas beaucoup plus massifs. Un sol constitué de particules beaucoup plus fines présente en revanche une matrice cohésive homogène où sont plutôt envisageables des processus d'arrachement par cisaillement ou par traction mais aussi peut-être de la fracturation ou de la dispersion après saturation en surface du sol. La figure 4.5 illustre de façon schématique ces mécanismes possibles d'érosion. Dans le domaine spécifique du transport sédimentaire maritime et des mélanges sable-vase, plusieurs modes d'érosion ont été discutés et récemment rationalisés dans un cadre général [94][107] : érosion de floes (ou agrégats), érosion de surface, érosion de masse. Mais les processus associés ne sont que peu, ou pas, détaillés et analysés. Par ailleurs, l'action hydraulique doit-elle se limiter à la seule prise en compte de la contrainte tangentielle de surface ou faut-il faire intervenir d'autres grandeurs comme la contrainte normale ou les fluctuations de ces contraintes ? Cette question touche globalement à la pertinence du choix de la loi d'érosion et de l'approche choisie puisque des modèles stochastiques peuvent également être développés [140][145] (voir aussi le paragraphe 3.1.3) comme une alternative aux lois d'érosion qui sont purement déterministes. Là encore, l'identification des mécanismes élémentaires en fonction des caractéristiques hydrodynamiques de différents écoulements érosifs peut aider à rationaliser ce cadre théorique.

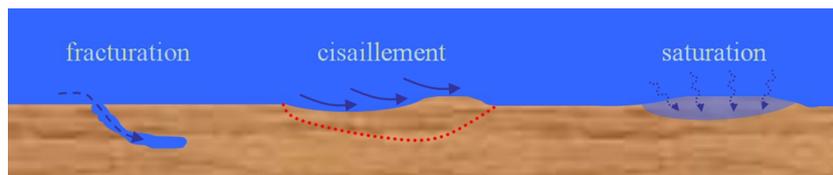


Fig. 4.5 – *Illustration très schématique de plusieurs mécanismes pouvant être envisagés pour expliquer l'arrachement de matière par un écoulement hydraulique à la surface d'un sol cohésif.*

Pour tenter de décortiquer les mécanismes de base amenant, lors de la sollicitation d'un sol cohésif par un écoulement fluide, à l'arrachement de particules de sol, par entités élémentaires, qui sont ensuite transportées par l'écoulement avant de probablement vite se disloquer, une approche en trois temps est envisagée : tout d'abord, une étude expérimentale approfondie sera menée, dans le cadre d'une thèse, en partant de systèmes très simples pour aller vers des matériaux plus réalistes. Le but est d'identifier les mécanismes, et/ou les enchaînements de mécanismes, permettant à un écoulement d'énergie suffisante d'arracher progressivement de la matière à la surface d'un matériau cohésif. Parallèlement, ces processus d'érosion seront analysés par modélisation numérique au cours d'un accueil post-doctoral* ayant pour objectif de construire un modèle numérique réaliste incluant les interactions hydrodynamiques entre le fluide en écoulement et le matériau ainsi que les interactions internes au sein du matériau. Enfin, une fois les processus élémentaires mieux compris, l'objectif principal est d'élaborer pour ceux-ci des modèles théoriques, simples ou plus aboutis, afin d'en tirer d'éventuelles dépendances entre paramètres d'érodibilité et propriétés représentatives du matériau. Un retour vers l'expérience sera ensuite nécessaire pour valider, ou au besoin modifier, ces modèles. Plus précisément, le travail expérimental vise à fabriquer des matériaux modèles volontairement simples et faciles à analyser pour ensuite les soumettre à des sollicitations hydrodynamiques, et éventuellement mécaniques, à petite échelle et bien contrôlées. Plusieurs des systèmes modèles envisagés sont transparents de façon à permettre un suivi temporel des déformations de surface [144] mais aussi, nous l'espérons, des déformations internes à proximité de la surface grâce à la technique de fluorescence induite par plan laser. Pour la modélisation, le choix retenu consiste à représenter le matériau par un assemblage de grains entre lesquels il est possible de générer des interactions adhésives pour simuler un sol cohésif. Cette partie sera gérée par la Méthode aux Eléments Discrets (DEM) [146]. Pour les aspects fluides, l'extérieur du matériau ainsi que l'espace interstitiel sont quant à eux le siège d'écoulements fluides décrits par les équations de Navier-Stokes à l'aide de la Méthode Lattice Boltzmann (LBM) [146]. Enfin, un module spécifique permet le couplage mécanique et géométrique entre la phase fluide et les grains. Nous prévoyons un travail en deux étapes en n'introduisant que dans un second temps les interactions adhésives entre grains [1][146], après avoir d'abord correctement modélisé l'érosion hydraulique d'un sol non cohésif, notamment par comparaison avec des résultats expérimentaux récents [6]. Une fois opérationnelle, la modélisation sera l'outil privilégié pour mener une étude paramétrique complète des différents processus élémentaires d'érosion. Ces expérimentations systématiques, réelles et numériques, se feront en lien direct avec le travail de modélisation théorique pour identifier les ingrédients de base qui doivent nourrir les

*. Le projet ESCAPE (Erosion d'un Sol Cohésif : Analyse des Processus Élémentaires), qui développe ce sujet de recherche, s'est vu octroyer un financement par la région PACA à l'appel d'offre APEX (Projets EXploratoires) de 2013, financement qui permettra d'accueillir un chercheur étranger sous contrat post-doctoral en 2014-2015 pour travailler sur les aspects numériques décrits précédemment, en collaboration directe avec J.-Y. Delenne (INRA, Montpellier) et F. Radjai (CNRS, Montpellier).

modèles et pour ensuite les confronter à la réalité du laboratoire. Ces modèles seront construits à partir de lois physiquement fondées comme des bilans de forces ou des considérations énergétiques.

4.2.3 Mécanismes d'érosion interne sous sollicitations hydrauliques cycliques

Notre compréhension des mécanismes internes d'érosion, de transport et d'instabilités locales dans les ouvrages hydrauliques a nettement progressé au cours de ces dernières années grâce à une montée en puissance importante de l'effort de recherche à la fois en France (projets ERINOH) et au niveau international (ICOLD). Cependant, en ce qui concerne l'érosion interne, la situation étudiée est généralement celle d'un écoulement d'infiltration permanent avec une zone de saturation supposée stationnaire au sein de l'ouvrage. On est donc là plutôt dans le cas d'une digue fluviale ou d'un barrage. Toutefois, les digues maritimes présentent également un enjeu sociétal majeur comme l'a tristement illustré la tempête Xynthia en 2010. La spécificité de ces ouvrages, outre des méthodes de construction et donc des structures internes différentes de leurs homologues fluviales, est d'être soumis à des sollicitations hydrauliques cycliques à deux échelles de temps : la houle à temps court, qui impose une composante périodique à l'écoulement d'infiltration dans l'ouvrage ou ses fondations, et la marée à temps plus long, qui induit des oscillations de la hauteur de la nappe de saturation. Je souhaite, à moyen terme, étudier sur des modèles physiques de laboratoire, du type de ceux que j'ai déjà eu l'occasion de développer, l'influence 1) d'un écoulement cyclique en condition immergée et 2) de l'oscillation périodique du front de saturation (séparant les zones partiellement et complètement saturées) sur les mécanismes élémentaires d'érosion, de transport et d'instabilité comme l'érosion de contact, la suffusion, la filtration. Le cas échéant, les résultats de ces travaux pourraient mener à adapter les scénarios de rupture qui combinent, dans le temps et dans l'espace, les différents processus locaux pouvant se développer à l'intérieur d'un ouvrage.

Bibliographie

- [1] R. Affes, J.-Y. Delenne, Y. Monerie, F. Radjaï and V. Topin, *Tensile strength and fracture of cemented granular aggregates*, European Physical Journal E **35**, 117 (2012).
- [2] R. Albert, I. Albert, D. Hornbaker, P. Schiffer and A.-L. Barabasi, *Maximum angle of stability in wet and dry granular media*, Physical Review E **56**(6), R6271 (1997).
- [3] J.S. Andrade, A.D. Araújo, T.F. Vasconcelos and H.J. Herrmann, *Inertial capture in flow through porous media*, European Physical Journal B **64**, 433-436 (2008).
- [4] B. Andreotti, Y. Forterre and O. Pouliquen, *Granular Media : Between Fluid and Solid*, Cambridge University Press (2013).
- [5] R. Ariathurai, K. Arulanandan, *Erosion rates of cohesive soils*, Journal of the Hydraulics Division, ASCE, **104**(2), 279-283 (1978).
- [6] S. Badr, G. Gautier and P. Gondret, *Erosion threshold of a water immersed granular bed by a normal water jet*, Proceedings of the 6th International Conference on Scour and Erosion, August 27-31, 2012, Paris, France, ICSE6-266 (2012).
- [7] K.J. Bakker, H.J. Verheij and M.B. de Groot, *Design relationship of filters in bed protection*, Journal of Hydraulic Engineering **120**(9), 1082-1088 (1994).
- [8] N.J. Balmforth and R.R. Kerswell, *Granular collapse in two dimensions*, Journal of Fluid Mechanics **538**, 399-428 (2005).
- [9] J.M.H. Barton and S.G. Buchberger, *Effect of Media Grain Shape on Particle Straining during Filtration*, Journal of Environmental Engineering **133**(2), 211-219 (2007).
- [10] J. Bear, *Dynamics of Fluids in Porous Media*, American Elsevier, New-York (1972).
- [11] V.M. van Beek, H. Knoeff and J.B. Sellmeijer, *Observations on the process of backward erosion piping in small-, medium- and full-scale experiments*, European Journal of Environmental and Civil Engineering **15**(8), 1115-1137 (2011).
- [12] R. Beguin, *Etude multi-échelle de l'érosion de contact au sein des ouvrages hydrauliques en terre*, Thèse de Doctorat, Université de Grenoble, France (2011).
- [13] N. Benahmed, *Comportement mécanique d'un sable sous cisaillement monotone et cyclique : application aux phénomènes de liquéfaction et de mobilité cyclique*, Thèse de Doctorat, École Nationale des Ponts et Chaussées, France (2001).
- [14] N. Benahmed and S. Bonelli, *Investigating concentrated leak erosion behaviour of cohesive soils by performing hole erosion tests*, European Journal of Environmental and Civil Engineering **16**(1), 45-58 (2012).
- [15] B. Benmezroua, *Etude numérique et expérimentale, à l'échelle microstructurale, du transport granulaire dans les matériaux poreux saturés*, Thèse de Doctorat, INSA de Rennes, France (2011).

- [16] A Bezuijen, M. Klein Breteler and K.J. Bakker, *Design criteria for placed block revetments and granular filters*, Proceedings of the 2nd International Conference on Coastal and Port Engineering in Developing Countries, 1987, Beijing, China, ??-?? (1987).
- [17] K.S. Black, T.J. Tolhurst, D.M. Paterson and S.E. Hagerthey, *Working with natural cohesive sediments*, Journal of Hydraulics Engineering **128**(1), 2-8 (2002).
- [18] D. Bonamy, F. Daviaud and L. Laurent, *Experimental study of granular surface flows via a fast camera : A continuous description*, Physics of Fluids **14**(5), 1666-1673 (2002).
- [19] S. Bonelli and N. Benahmed, *Piping flow erosion in retaining structures*, International Journal of Hydropower and Dams **18**(3), 94-98 (2011).
- [20] S. Bonelli (Edited by), *Erosion of Geomaterials*, ISTE/Wiley, London (2012).
- [21] S. Bonelli (Edited by), *Erosion in Geomechanics Applied to Dams and Levees*, ISTE/Wiley, London (2013).
- [22] D.F. Boutt, B.K. Cook, B.J.O.L. Mac Pherson and J.R. Williams, *Direct simulation of fluid-solid mechanics in porous media using discrete element and lattice-Boltzmann methods*, Journal of Geophysical Research **112**, B10209 (2007).
- [23] D.F. Boutt, L. Goodwin and B.J.O.L. McPherson, *Role of permeability and storage in the initiation and propagation of natural hydraulic fractures*, Water Resources Research **45**(5), W00C13 (2010).
- [24] D.F. Boutt, B.K. Cook and J.R. Williams, *A coupled fluid-solid model for problems in geomechanics : Application to sand production*, International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics **35**(9), 997-1018 (2011).
- [25] J. Bridgwater, M.H.C. Cooke and A.M. Scott, *Particle mixing by percolation*, Trans. Instn. Chem. Engrs. **47**, 114-119 (1978).
- [26] J.M. Buffington and D.R. Montgomery, *A systematic analysis of eight decades of incipient motion studies, with special reference to gravel-bedded rivers*, Water Resources Research **33**(8), 1993-2029 (1997).
- [27] P. de Buhan and L. Dormieux, *Discussion of "Influence of seepage on stability of sandy slope*, Journal of Geotechnical Engineering ASCE **119**(12), 2004-2006 (1993).
- [28] M.S. van Buijtenen, W.-J. van Dijk, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers, T. Leadbeater and D.J. Parker, *Numerical and experimental study on multiple-spout fluidized beds*, Chemical Engineering Science **66**, 2368-2376 (2011).
- [29] J. Brauns, *Erosionsverhalten geschichteten Bodens bei horizontaler Durchstromung*, Wasserwirtschaft **75**, 448-453 (1985).
- [30] Z. Cao, *Explicit formulation of the Shields diagram for incipient motion of sediment*, Journal of Hydraulic Engineering **132**(10), 1096-1099 (2006).
- [31] A. Cenedese and P. Viotti, *Lagrangian Analysis of Nonreactive Pollutant Dispersion in Porous Media by Means of the Particle Image Velocimetry Technique*, Water Resources Research **32**(8), 2329-2343 (1996).
- [32] N.-S. Cheng, *Influence of shear stress fluctuation on bed particle mobility*, Physics of Fluids **18**(9), 096602 (2006).
- [33] N.-S. Cheng, *Comparison of formulas for drag coefficient and settling velocity of spherical particles*, Powder Technology **189**, 395-398 (2009).

- [34] P. Claudin and B. Andreotti, *A scaling law for aeolian dunes on Mars, Venus, Earth, and for subaqueous ripples*, Earth and Planetary Science Letters **252**, 30-44 (2006).
- [35] R. Clift, J.R. Grace and M.E. Weber, *Bubbles, drops and particles*, Academic, New-York (1978).
- [36] B.K. Cook, D.R. Noble and J.R. Williams, *A direct simulation method for particle-fluid systems*, Engineering Computations **21**(2-4), 151-168 (2004).
- [37] S. Courrech du Pont, P. Gondret, B. Perrin and M. Rabaud, *Wall effect on granular heap stability*, Europhysics Letters **61**(4), 492-498 (2003).
- [38] S. Courrech du Pont, P. Gondret, B. Perrin and M. Rabaud, *Granular avalanches in fluids*, Physical Review Letters **90**(4), 044301 (2003).
- [39] S. Courrech du Pont, R. Fischer, P. Gondret, B. Perrin and M. Rabaud, *Instantaneous velocity profiles during granular avalanches*, Physical Review Letters **94**(4), 048003 (2005).
- [40] X. Cui, J. Li, A. Chan and D. Chapman, *A 2D DEM-LBM study on soil behaviour due to locally injected fluid*, Particuology **10**, 242-252 (2012).
- [41] A. Daerr and S. Douady, *Sensitivity of granular surface flows to preparation*, EuroPhysics Letters **47**(3), 324-330 (1999).
- [42] S. Deboeuf, E.M. Bertin, E. Lajeunesse and O. Dauchot, *Jamming transition of a granular pile below the angle of repose*, European Physical Journal B **36**(1), 105-113 (2003).
- [43] J.J. Derksen, *Simulations of granular bed erosion due to laminar shear flow near the critical Shields number*, Physics of Fluids **23**, 113303 (2011).
- [44] J.A. Dijksman, F. Rietz, K.A. Lőrincz, M. van Hecke and W. Losert, *Refractive Index Matching scanning of dense granular materials*, Review of Scientific Instruments **83**, 011301 (2012).
- [45] J.A. Dodds, *The porosity and contact points in multicomponent random sphere packings calculated by a simple statistical model*, Journal of Colloid and Interface Science **77**(2), 317-327 (1980).
- [46] D. Doppler, P. Gondret, T. Loiseleux, S. Meyer and M. Rabaud, *Relaxation dynamics of water-immersed granular avalanches*, Journal of Fluid Mechanics **577**, 161-181 (2007).
- [47] J.G. Duan and B.D. Barkdoll, *Surface-based fractional transport predictor : Deterministic or stochastic*, Journal of Hydraulic Engineering **134**(3), 350-353 (2008).
- [48] J.M. Duncan and C.Y. Chang, *Nonlinear analysis of stress and strain in soils*, Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division **96**(SM5), 1629-1653 (1970).
- [49] J.M. Duncan and S.G. Wright, *Soil Strength and Slope Stability*, John Wiley & Sons (2005).
- [50] O. Durán, P. Claudin and B. Andreotti, *On aeolian transport : Grain-scale interactions, dynamical mechanisms and scaling laws*, Aeolian Research **3**, 243-270 (2011).
- [51] I. Eames and M. A. Gilbertson, *Aerated granular flow over a horizontal rigid surface*, Journal of Fluid Mechanics **424**, 169-195 (2000).
- [52] U. El Shamy and M. Zeghal, *A micro-mechanical investigation of the dynamic response and liquefaction of saturated granular soils*, Soil Dynamics and Earthquake Engineering **27**(8), 712-729 (2007).
- [53] K.I. Eshiet, Y. Sheng and J. Ye, *Microscopic modelling of the hydraulic fracturing process*, Environmental Earth Sciences **68**(4), 1169-1186 (2013).

- [54] R.M. Fand and B.Y.K. Kim, *Resistance to the flow of fluids through simple and complex porous-media whose matrices are composed of randomly packed spheres*, Journal of Fluids Engineering **109**(3), 268-274 (1987).
- [55] G.R. Farrell, M. Martini and N. Menon, *Loose packings of frictional spheres*, Soft Matter **6**, 2925-2930 (2010).
- [56] Y.T. Feng, K. Han and D.R.J. Owen, *Coupled lattice Boltzmann method and discrete element modelling of particle transport in turbulent flows : Computational issues*, International Journal for Numerical Methods in Engineering **72**(9), 1111-1134 (2007).
- [57] R. Ferguson and M. Church, *A simple universal equation for grain settling velocity*, Journal of Sedimentary Research **74**(6), 933-937 (2004).
- [58] E.G. Flekkøy, A. Malthe-Sørenssen and B. Jamtveit, *Modeling hydrofracture*, Journal of Geophysical Research **107**(B8), ECV1 (2002).
- [59] F. Forsberg and C.R. Siviour, *3D deformation and strain analysis in compacted sugar using x-ray microtomography and digital volume correlation*, Measurement Science and Technology **20**(9), 095703 (2009).
- [60] M. Foster, R. Fell and M. Spannagle, *The statistics of embankment dam failures and accidents*, Canadian Geotechnical Journal **37**, 1000-1024 (2000).
- [61] V. Frishfelds, J.G.I. Hellström, T.S. Lundström and H. Mattsson, *Fluid flow induced internal erosion within porous media : Modelling of the No Erosion Filter Test experiment*, Transport in Porous Media **89**, 441-457 (2011).
- [62] C. Fritz, *Transport de liquide et de particules dans un bord de Plateau*, Thèse de Doctorat, Université de Marne-la-Vallée, France (2006).
- [63] C.L. Gardner and D.G. Schaeffer, *Numerical simulation of uniaxial compression of a granular material with wall friction*, SIAM Journal on Applied Mathematics **54**(6), 1676-1692 (1994).
- [64] J.E. Garlanger, *The consolidation of soils exhibiting creep under constant effective stress*, Géotechnique **22**(1), 71-78 (1972).
- [65] GDR MiDi, *On dense granular flows*, European Physical Journal E **14**(4), 341-365 (2004).
- [66] T.M. Gernon, M.A. Gilbertson, R.S.J. Sparks and M. Field, *Gas-fluidisation in an experimental tapered bed : Insights into processes in diverging volcanic conduits*, Journal of Volcanology and Geothermal Research **174**, 49-56 (2008).
- [67] H. Ghiassian and S. Ghareh, *Stability of sandy slopes under seepage conditions*, Landslides **5**(4), 397-406 (2008).
- [68] C. Ghidaglia, L. de Arcangelis, J. Hinch and E. Guazzelli, *Hydrodynamic interactions in deep bed filtration*, Physics of Fluids **8**, 6-14 (1996).
- [69] C. Ghidaglia, L. de Arcangelis, J. Hinch and E. Guazzelli, *Transition in particle capture in deep bed filtration*, Physical Review E **53**(4), R3028-R3031 (1996).
- [70] C. Ghidaglia, *Filtration en profondeur de particules*, Thèse de Doctorat, Université de Paris 6, France (1994).
- [71] L.G. Gibilaro, Fluidization Dynamics, Butterworth-Heinemann (2001).
- [72] S. Gibson, D. Abraham, R. Heath and D. Schoellhamer, *Vertical gradational variability of fines deposited in a gravel framework*, Sedimentology **56**, 661-676 (2009).

- [73] P. Gondret, E. Hallouin, M. Lance and L. Petit, *Experiments on the motion of a solid sphere towards a wall : From viscous dissipation to elasto-hydrodynamic bouncing*, Physics of Fluids **11**, 2803-2805 (1999).
- [74] P. Gondret, M. Lance and L. Petit, *Bouncing motion of spherical particles in fluids*, Physics of Fluids **14**, 643-652 (2002).
- [75] L. Goren, E. Aharanov, D. Sparks and R. Toussaint, *The mechanical coupling of fluid-filled granular material under shear*, Pure and Applied Geophysics **168**, 2289-2323 (2011).
- [76] R.C. Grabowski, I.G. Dropp and G. Wharton, *Erodibility of cohesive sediment : The importance of sediment properties*, Earth-Science Reviews **105**, 101-120 (2011).
- [77] C. Guidoux, Y.-H. Faure, R. Beguin and C.-C. Ho, *Contact Erosion at the Interface between Granular Coarse Soil and Various Base Soils under Tangential Flow Condition*, Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering **136**(5), 741-750 (2010).
- [78] M.A. Hampton, H.J. Lee and J. Locat, *Submarine landslides*, Reviews of Geophysics **34**(1), 33-59 (1996).
- [79] G.J. Hanson and K.R. Cook, *Apparatus, test procedures, and analytical methods to measure soil erodibility in situ*, Applied Engineering in Agriculture **20**(4), 455-462 (2004).
- [80] G.J. Hanson and S.L. Hunt, *Lessons learned using laboratory jet method to measure soil erodibility of compacted soils*, Applied Engineering in Agriculture **23**(3), 305-312 (2007).
- [81] S. Heitkam, Y. Yoshitake, F. Toquet, D. Langevin and A. Salonen, *Speeding up of sedimentation under confinement*, Physical Review Letters **110**(17), 178302 (2013).
- [82] K. Hewitt, J.J. Clague and J.F. Orwin, *Legacies of catastrophic rock slope failures in mountain landscapes*, Earth-Science Reviews **87**(1-2), 1-38 (2008).
- [83] G.J.C.M. Hoffmans, H. den Adel and H.J. Verheij, *Horizontal granular filters*, Proceedings of the 4th International Conference on Scour and Erosion, November 5-7, 2008, Tokyo, Japan, 480-485 (2008).
- [84] B. Hofland and J.A. Battjes, *Probability density function of instantaneous drag forces and shear stresses on a bed*, Journal of Hydraulic Engineering **132**(11), 1169-1175 (2006).
- [85] B. Indraratna and F. Vafai, *Analytical model for particle migration within base soil-filter system*, Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering **123**(2), 100-109 (1997).
- [86] I. Ippolito, L. Samson, S. Bourlès and J.-P. Hulin, *Diffusion of a single particle in a 3D random packing of spheres*, European Physical Journal E **3**, 227-236 (2000).
- [87] V.S. Istomina, *Filtration stability of soils*, Gostroizdat, Moscow (in Russian) (1957).
- [88] R.M. Iverson, M.E. Reid, N.R. Iverson, R.G. Lahusen, M. Logan, J.E. Mann and D.L. Brien, *Acute sensitivity of landslide rates to initial soil porosity*, Science **290**(5491), 513-516 (2000).
- [89] R.M. Iverson and J.J. Major, *Groundwater seepage vectors and the potential for hillslope failure and debris flow mobilization*, Water Resources Research **22**(11), 1543-1548 (1986).
- [90] R.M. Iverson, *Landslide triggering by rain infiltration*, Water Resources Research **36**(7), 1897-1910 (2000).
- [91] R.M. Iverson, *Regulation of landslide motion by dilatancy and pore pressure feedback*, Journal of Geophysical Research **110**, F02015 (2004).

- [92] R.M. Iverson, M.E. Reid, M. Logan, R.G. Lahusen, J.W. Godt and J.P. Griswold, *Positive feedback and momentum growth during debris-flow entrainment of wet bed sediment*, Nature Geosciences **4**(2), 116-121 (2011).
- [93] R. Jackson, *The Dynamics of Fluidized Particles*, Cambridge University Press (2000).
- [94] W. Jacobs, *Sand-mud erosion from a soil mechanical perspective*, Ph-D thesis, Delft University of Technology, NL (2011).
- [95] N. Jain, J. M. Ottino and R. M. Lueptow, *Effect of interstitial fluid on a granular flowing layer*, Journal of Fluid Mechanics **508**, 23-44 (2004).
- [96] P. Jop, Y. Forterre and O. Pouliquen, *Crucial role of sidewalls in granular surface flows : consequences for the rheology*, Journal of Fluid Mechanics **541**, 167-192 (2005).
- [97] P. Jop, Y. Forterre and O. Pouliquen, *Initiation of granular surface flows in a narrow channel*, Physics of Fluids **19**(8), 088102 (2007).
- [98] G. G. Joseph, R. Zenit, M. L. Hunt and A. M. Rosenwinkel, *Particle-wall collisions in a viscous fluid*, Journal of Fluid Mechanics **433**, 329-346 (2001).
- [99] A. Kabla, G. Debrégeas, J.M. Di Meglio and T.J Senden, *X-ray observation of micro-failures in granular piles approaching an avalanche*, EuroPhysics Letters **71**(6), 932-937 (2005).
- [100] A. Knapen, J. Poesen, G. Govers, G. Gyssels and J. Nachtergaele, *Resistance of soils to concentrated flow erosion : A review*, Earth-Science Reviews **80**(1-2), 75-109 (2007).
- [101] L. Lacaze and R.R. Kerswell, *Axisymmetric granular collapse : A transient 3D flow test of viscoplasticity*, Physical Review Letters **102**(10), 108305 (2009).
- [102] E. Lajeunesse, J.B. Monnier and G.M. Homsy, *Granular slumping on a horizontal surface*, Physics of Fluids **17**(10), 103302 (2005).
- [103] J. Lanier, *Mécanique des milieux granulaires*, Hermes Science Publications, Paris (2001).
- [104] J.W. Lavelle and H.O. Mofjeld, *Do critical stresses for incipient motion and erosion really exist ?*, Journal of Hydraulic Engineering **113**(3), 370-385 (1987).
- [105] D.F. Lawler and J.A. Nason, *Granular media filtration : old process, new thoughts*, Water Science and Technology **53**(7), 1-7 (2006).
- [106] L. Lebon, L. Leblond, J.-P. Hulin, N. Martyss and L. Schwartz, *Pulsed field gradient NMR measurements of probability distribution of displacement under flow in sphere packings*, Magnetic Resonance Imaging **14**(7), 989-991 (1996).
- [107] M. van Ledden, W.G.M. van Kesteren and J.C. Winterwerp, *A conceptual framework for the erosion behaviour of sand-mud mixtures*, Continental Shelf Research **24**, 1-11 (2004).
- [108] P.-A. Lemieux and D.J. Durian, *From avalanches to fluid flow : a continuous picture of grain dynamics down a heap*, Physical Review Letters **85**(20), 4273-4276 (2000).
- [109] C.F. Leung, F.H. Lee and N.S. Yet, *The role of particle breakage in pile creep in sand*, Canadian Geotechnical Journal **33**, 888-898 (1996).
- [110] J. Liu and M.G. Iskander, *Modelling capacity of transparent soils*, Canadian Geotechnical Journal **47**(4), 451-460 (2010).
- [111] M. Locke, B. Indraratna and G. Adikari, *Time-dependent particle transport through granular filters*, Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering **127**(6), 521-529 (2001).

- [112] F. Lominé and L. Oger, *Transport of small particles through a 3D packing of spheres : experimental and numerical approaches*, Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment **7**, P07019 (2006)
- [113] F. Lominé, *Ecoulement de particules dans un milieu poreux*, Thèse de Doctorat, Université de Rennes 1, France (2007).
- [114] Y. Lu, Y.M. Chiew and N.S. Cheng, *Seepage effect on angle of repose of cohesionless sediments*, Proceedings of the 30th IAHR Congress, 24-29 August 2003, 549-555 (2003).
- [115] G. Lube, H.E. Huppert, R.S.J. Sparks and M.A. Hallworth, *Axisymmetric collapses of granular columns*, Journal of Fluid Mechanics **508**, 175-199 (2004).
- [116] T. Loiseau, P. Gondret, M. Rabaud and D. Doppler, *Onset of erosion and avalanche for an inclined granular bed sheared by a continuous laminar flow*, Physics of Fluids **17**(10), 103304 (2005).
- [117] S.A. McDonald, L.C.R. Schneider, A.C.F. Cocks and P.J. Withers, *Particle movement during the deep penetration of a granular material studied by X-ray tomography*, Scripta Materialia **54**, 191-196 (1996).
- [118] G.R. McDowell, M.D. Bolton and D. Robertson, *The fractal crushing of granular materials*, Journal of the Mechanics and Physics of Solids **44**, 2079-2102 (1996).
- [119] P. Magnico, *Hydrodynamic and transport properties of packed beds in small tube-to-sphere diameter ratio : pore scale simulation using an Eulerian and a Lagrangian approach*, Chemical Engineering Science **58**(22), 5005-5024 (2003).
- [120] K.D. Mahrer, *A review and perspective on far-field hydraulic fracture geometry studies*, Journal of Petroleum Science **24**(1), 13-28 (1999).
- [121] R.S. Maier, D.M. Kroll, H.T. Davis and R.S. Bernard, *Simulation of Flow in Bidisperse Sphere Packings*, Journal of Colloid and Interface Science **212**(2), 341-347 (1999).
- [122] M. Mansouri, J.-Y. Delenne, M.S. El Youssofi and A. Séridi, *A 3D DEM-LBM approach for the assessment of the quick condition for sands*, Comptes Rendus de Mécaniques **337**(9), 675-681 (2009).
- [123] D. Marot, P.-L. Regazzoni and T. Wahl, *Energy-based method for providing soil surface erodibility rankings*, Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering **137**(12), 1290-1293 (2010).
- [124] G. Mesri and B. Vardhanabhuti, *Compression of granular materials*, Canadian Geotechnical Journal **46**(4), 369-392 (2009).
- [125] P. Meunier and T. Leweke, *Analysis and treatment of errors due to high velocity gradients in particle image velocimetry*, Experiments in Fluids **35**, 408-421 (2003).
- [126] H. Mitchener and H. Torfs, *Erosion of mud/sand mixtures*, Coastal Engineering **29**, 1-25 (1996).
- [127] T. Mörz, E.A. Karlik, S. Kreiter and A. Kopf, *An experimental setup for fluid venting in unconsolidated sediments : New insights to fluid mechanics and structures*, Sedimentary Geology **196**, 251-267 (2007).
- [128] R. Mourgues, J.B. Gressier, L. Bodet, D. Bureau and A. Gay, *"Basin scale" versus "localized" pore pressure/stress coupling - Implications for trap integrity evaluation*, Marine and Petroleum Geology **28**(5), 1111-1121 (2011).

- [129] S. Nasuno, A. Kudrolli and J.P. Gollub, *Friction in granular layers : Hysteresis and precursors*, Physical Review Letters **79**(5), 949-952 (1997).
- [130] A. Nermoen, C. Raufaste, S.D. de Villiers, E. Jettestuen, P. Meakin and D.K. Dysthe, *Morphological transitions in partially gas-fluidized granular mixtures* Physical Review E **81**, 061305 (2010).
- [131] N. Nerone, M.A. Aguirre, A. Calvo, D. Bideau and I. Ippolito, *Instabilities in slowly driven granular packing*, Physical Review E **67**(1), 011302 (2003).
- [132] R.J. Nichols, R.S.J. Sparks and C.J.N. Wilson, *Experimental studies of the fluidization of layered sediments and the formation of fluid escape structures*, Sedimentology **41**(2), 233-253 (1994).
- [133] F. Nicot and F. Darve, *Diffuse and localized failure modes : Two competing mechanisms*, International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics **135**(5), 586-601 (2011).
- [134] L. Oger, I. Ippolito and A.M. Viales, *How disorder can diminish avalanche risks : effect of size distribution*, Granular Matter **9**(3-4), 267-278 (2007).
- [135] C.S.P. Ohja, V.P. Singh and D.D. Adrian, *Determination of Critical Head in Soil Piping*, Journal of Hydraulic Engineering **129**(7), 511-518 (2003).
- [136] M. Pailha, M. Nicolas and O. Pouliquen, *Initiation of underwater granular avalanches : Influence of the initial volume fraction*, Physics of Fluids **20**(11), 111701 (2008).
- [137] M. Pailha and O. Pouliquen, *A two-phase flow description of the initiation of underwater granular avalanches*, Journal of Fluid Mechanics **633**, 115-135 (2009).
- [138] E. Papamichos, I. Vardoulakis, J. Tronvoll and A. Skjaerstein, *Volumetric sand production model and experiment*, International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics **25**, 789-808 (2001).
- [139] T.M. Parchure and A.J. Mehta, *Erosion of Soft Cohesive Sediment Deposits*, Journal of Hydraulic Engineering **111**(10), 1308-1326 (1985).
- [140] E. Partheniades, *Erosion and deposition of cohesive soils*, Journal of the Hydraulics Division ASCE **91**, 105-139 (1965).
- [141] M. Pastor, J.A. Fernández Merodo, M.I. Herreros, P. Mira, E. González, B. Haddad, M. Quecedo, L. Tonni and V. Drenpetic, *Mathematical, Constitutive and Numerical Modelling of Catastrophic Landslides and Related Phenomena*, Rock Mechanics and Rock Engineering **41**(1), 85-132 (2008).
- [142] Y. Peng and L.T. Fan, *Hydrodynamic characteristics of fluidization in liquid-solid tapered beds*, Chemical Engineering Science **54**(4), 2277-2290 (1997).
- [143] T.L. Pham, *Érosion et dispersion des sols argileux par un fluide*, Thèse de Doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Champs-sur-Marne, France (2008).
- [144] K.S. Pouv, *Vers un lien entre propriétés mécaniques de sédiments cohésifs et leur érodabilité - Etude macroscopique et locale du comportement en rhéométrie et en érosion de matériaux modèles*, Thèse de Doctorat, Université de Caen, France (2011).
- [145] B.C. van Prooijen and J.C. Winterwerp, *A stochastic formulation for erosion of cohesive sediments*, Journal of Geophysical Research **115**(C1), C01005 (2010).

- [146] F. Radjai and F. Dubois, *Discrete numerical modelling of granular materials*, Berlin : Wiley-Iste, (2011).
- [147] M.M. Rahman and M.K. Rahman, *A review of hydraulic fracture models and development of an improved pseudo-3D model for stimulating tight oil/gas sand*, Energy Sources Part. A-Recovery Utilization and Environmental Effects **32**(15), 1416-1436 (2010).
- [148] J. Rajchenbach, *Dense, rapid flows of inelastic grains under gravity*, Physical Review Letters **90**(14), 144302 (2003).
- [149] M. Rashidi, L. Peurrung, A.F.B. Tompson and T.J. Kulp, *Experimental analysis of pore-scale flow and transport in porous media*, Advances in Water Resources **19**(3), 163-180 (1996).
- [150] N. Reboul, E. Vincens and B. Cambou, *A statistical analysis of void size distribution in a simulated narrowly graded packing of spheres*, Granular Matter **10**(6), 457-468 (2008).
- [151] P.-L. Regazzoni and D. Marot, *Investigation of interface erosion rate by Jet Erosion Test and statistical analysis*, European Journal of Environmental and Civil Engineering **15**(8), 1167-1185 (2011).
- [152] S. Remond, *DEM simulation of small particles clogging in the packing of large beads*, Physica A **389**(21), 4485-4496 (2010).
- [153] C. van Rhee and A. Bezuijen, *Influence of seepage on stability of sandy slope*, Journal of Geotechnical Engineering **118**(8), 1236-1240 (1992).
- [154] M. Righetti and C. Lucarelli, *May the Shields theory be extended to cohesive and adhesive benthic sediments ?*, Journal of Geophysical Research-Oceans **112**(C5), C05039 (2007).
- [155] P. Rigord, A. Guarino, V. Vidal and J.-C. Géminard, *Localized instability of a granular layer submitted to an ascending liquid flow*, Granular Matter **7**(4), 191-197 (2005).
- [156] S. Roux and F. Radjai, *Texture-dependent rigid plastic behavior*, Physics of Dry Granular Media, Editors H.J. Herrmann, J.-P. Hovi and S. Luding, 305-311, Kluwer Academic Publishers (1998).
- [157] B. Sandnes, E.G. Flekkøy, H.A. Knudsen, K.J. Måløy and H. See, *Patterns and flow in frictional fluid dynamics* Nature Communications **2**, 288 (2011).
- [158] L.P. Sanford and J.P.-Y. Maa, *A unified erosion formulation for fine sediments*, Marine Geology **179**, 9-23 (2001).
- [159] A. Scheuermann, I. Vardoulakis, P. Papanastasiou and M. Stavropoulou, *A Sand Erosion Problem in Axial Flow Conditions on the Example of Contact Erosion due to Horizontal Groundwater Flow*, Proceedings of the IUTAM Symposium on Theoretical and Numerical Methods in Continuum Mechanics of Porous Materials, Editor W. Ehlers, 169-175, Kluwer Academic Publishers (2001).
- [160] J.B. Sellmeijer and M.A. Koenders, *A mathematical model for piping*, Applied Mathematical Modelling **15**(6), 646-651 (1991).
- [161] J.L. Sherard, L.P. Dunningan and J.R. Talbot, *Basic Properties of Sand and Gravel Filters*, Journal of Geotechnical Engineering **110**(6), 684-700 (1984).
- [162] S. Siavoshi and A. Kudrolli, *Failure of a granular step*, Physical Review E **71**(5), 051302 (2005).
- [163] J.R. Smart, S. Beimfohr and D.T. Leighton, *Measurement of the translational and rotational velocities of a noncolloidal sphere rolling down a smooth inclined plane at low Reynolds number*, Physics of Fluids A **5**, 13-24 (1993).

- [164] M. Söderlund, P. Bots, P. Eriksson, P. Nilsson and J. Hartlen, Loss Prevention Bulletin - Institution of Chemical Engineers **195**, 22-27 (2007).
- [165] L. Staron, J.P. Vilotte and F. Radjai, *Preavalanche instabilities in a granular pile*, Physical Review Letters **89**(20), 204302 (2002).
- [166] L. Staron and E.J. Hinch, *Study of the collapse of granular columns using two-dimensional discrete-grain simulation*, Journal of Fluid Mechanics **545**, 1-27 (2005).
- [167] L. Staron, F. Radjai and J.P. Vilotte, *Granular micro-structure and avalanche precursors*, Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment **7**, P07014 (2006).
- [168] N. Taberlet, P. Richard, A. Valance, W. Losert, J.M. Pasini, J.T. Jenkins and R. Delannay, *Superstable Granular Heap in a Thin Channel*, Physical Review Letters **91**(26), 264301 (2003).
- [169] M. Toiya, J. Hettinga and W. Losert, *3D imaging of particle motion during penetrometer testing*, Granular Matter **9**(5), 323-329 (2007).
- [170] K. Vafai and R. Thiyagaraja, *Analysis of flow and heat-transfer at the interface region of a porous medium*, International Journal of Heat and Mass Transfer **30**(7), 1391-1405 (1987).
- [171] G. Varas, V. Vidal and J.-C. Géminard, *Venting dynamics of an immersed granular layer*, Physical Review E **83**(1), 011302 (2011).
- [172] G. Varas, V. Vidal and J.-C. Géminard, *Morphology of air invasion in an immersed granular layer*, Physical Review E **83**(6), 061302 (2011).
- [173] I. Vardoulakis, M. Stavropoulou and A. Skjaerstein, *Porosity waves in fluidized sand-column tests*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A-Mathematical Physical and Engineering Sciences **356**, 2591-2608 (1998).
- [174] I. Vardoulakis, *Fluidisation in artesian flow conditions : Hydromechanically unstable granular media*, Géotechnique **54**(2), 117-130 (2004).
- [175] A.L. Walters, J.C. Philipps, R.J. Brown, M. Field, T.M. Gernon, G. Stripp and R.S.J. Sparks, *The role of fluidisation in the formation of volcanoclastic kimberlite : Grain size observations and experimental investigation*, Journal of Volcanology and Geothermal Research **155**, 119-137 (2006).
- [176] C.F. Wan and R. Fell, *Investigation of erosion rate of soils in embankment dams*, Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering **130**(4), 373-380 (2004).
- [177] R.N. Weisman and G.P.Y. Lennon, *Design of fluidizer systems for coastal environment*, Journal of Waterway, Port, Coastal, Ocean Technology **41**(2), 233-253 (1994).
- [178] T. Wilhem and K. Wilmanski, *On the onset of flow instabilities in granular media due to porosity inhomogeneities*, International Journal of Multiphase Flow **28**(12), 1929-1944 (2002).
- [179] R. Wu, *Some Fundamental Mechanisms of Hydraulic Fracturing*, Ph-D thesis, Georgia Institute of Technology, US (2006).
- [180] A. Wörman and R. Olafsdottir, *Erosion in a granular medium interface*, Journal of Hydraulic Research **30**(5), 639-655 (1992).
- [181] M.S. Yalin, Mechanics of Sediment transport, 2nd Ed., Pergamon Press UK (1977).
- [182] V.Y. Zaitsev, P. Richard, R. Delannay, V. Tournat and V.E. Gusev, *Pre-avalanche structural rearrangements in the bulk of granular medium : Experimental evidence*, EuroPhysics Letters **83**(6), 64003 (2008).

- [183] W. Zhong and M. Zhang, *Jet penetration depth in a two-dimensional spout-fluid bed*, Chemical Engineering Science **60**, 315-327 (2005).
- [184] F. Zoueshtiagh and A. Merlen, *Effect of a vertically flowing water jet underneath a granular bed*, Physical Review E **75**(5), 056313 (2007).

Annexe A

Liste des encadrements

A.1 Encadrements relatifs au chapitre 1

A.1.1 Thèses

- **Thierry Richard** (2006-2007) : "*Couplage entre structure et écoulement dans un sol granulaire drainé*". Direction : O. Pouliquen (IUSTI, Marseille). ED 3535, Université Aix-Marseille. Thèse abandonnée fin 2007 (étudiant embauché par Vinci).
- **Félix Bonnet** (2008-2012) : "*Déstabilisation gravitaire d'un matériau granulaire immergé*". Direction : F. Nicot (IRSTEA, Grenoble). ED I-MEP2, Université Joseph Fourier, Grenoble. Thèse soutenue le 30 octobre 2012. Jury : F. Darve (INP-Grenoble, Président), O. Pouliquen (IUSTI, Marseille, Rapporteur), F. Radjaï (LMGC, Montpellier, Rapporteur), G. Ovarlez (IFSTTAR, Marne la vallée), F. Nicot (IRSTEA, Grenoble), P. Philippe (IRSTEA, Aix-en-provence).

A.1.2 Stages de Master

- **Thierry Richard** (2006) : "*Couplage entre structure et écoulement dans un sol granulaire drainé*". Master "Mécanique des Sols des Roches et des Ouvrages dans leur Environnement", Ecole des Ponts, Champs-sur-Marne.
- **Félix Bonnet** (2008) : "*Instabilité de pente d'un sol granulaire immergé : dynamique de déclenchement et modes de déstabilisation*". Master "Mécanique des matériaux et des structures", Centrale Marseille.
- **Nicolas Lafarge** (2009) : "*Instabilité de pente d'un sol granulaire : dynamique de déclenchement et modes de déstabilisation par la méthode DEM*". Master "Modélisation et simulation en mécanique", Université Joseph Fourier, Grenoble. Encadrant principal : G. Chambon (IRSTEA, Grenoble).

A.1.3 Autre stage

- **Damien Vignon** (2007-2008) : "*Réalisation d'un dispositif de mesure de la pression interstitielle dans un sol*". IUT Mesures Physiques, Grenoble. Stage de 2 mois.

A.2 Encadrements relatifs au chapitre 2

A.2.1 Thèse

- **Jeff Ngoma** (2011-2014) : "*Instabilités hydromécaniques induites par écoulement interne dans un milieu granulaire*". Direction : S. Bonelli (IRSTEA, Aix); co-direction : J-Y. Delenne (LMGC, Montpellier). ED 353, Université Aix-Marseille. Soutenance prévue fin 2014.

A.2.2 Stages de Master

- **Modou Badiane** (2010) : "*Sandboil ou cheminée de fluidisation dans un milieu granulaire modèle*". Master " Fluides, environnement et risques ", Université Aix-Marseille.
- **Jeff Ngoma** (2011) : "*Cheminée de fluidisation dans un milieu granulaire par simulation DEM avec couplage fluide grains*". Master "Mécanique des fluides et physique non linéaire", Université Aix-Marseille.

A.2.3 Autres stages

- **Pierric Deleforge** (2009) : "*Cheminée de fluidisation par technique iso-indice*". Ecole Polytech'Marseille. Stage de 1 mois (2ème année).
- **Gaspard Royet** (2009) : "*Instrumentation d'un dispositif pour l'analyse locale d'un sol granulaire immergé*". IUT Mesures Physiques, Grenoble. Stage de 2 mois.

A.3 Encadrements relatifs au chapitre 3

A.3.1 Thèse

- **Rémi Béguin** (2008-2011) : "*Etude multi-échelle de l'érosion de contact au sein des ouvrages hydrauliques en terre*". Direction : Y-H. Faure (LTHE, Grenoble); co-direction : P. Philippe (IRSTEA, Aix-en-Provence). ED TUE, Université Joseph Fourier, Grenoble. Thèse soutenue le 7 Décembre 2011. Jury : P-Y. Hicher (Centrale Nantes, Président), P. Reiffsteck (IFFSTAR, Paris), H. Sellmeijer (Deltares, NL), J-J. Fry (EDF-CIH, Chambéry), M. Scotti (CNR, Lyon), Y-H. Faure (LTHE, Grenoble), P. Philippe (IRSTEA, Aix-en-Provence).

A.3.2 Stage de Master

- **Florian Brunier-Coulin** (2013) : "*Transit gravitaire d'une particule en milieu poreux immergé*". Master "Ecoulements diphasiques, énergétique et combustion", Université Aix-Marseille.

A.4 Encadrements relatifs au chapitre 4

A.4.1 Post-doctorats

- **Li-Hua Luu** (2012-2013) : "*Erosion d'un fluide complexe par l'écoulement d'un fluide simple ou complexe*". Responsables : P. Philippe (IRSTEA, Aix-en-Provence) et G. Chambon (IRSTEA, Grenoble). Financement IRSTEA. Contrat de 18 mois.

- **Recrutement en cours** (2014-2015) : "*Numerical modeling of the erosion of a granular soil with cohesion*". Responsables : P. Philippe (IRSTEA, Aix-en-Provence) et J.-Y. Delenne (INRA, Montpellier). Financement région PACA (Projet ESCAPE, programme APEX). Contrat de 12 mois.

A.4.2 Thèses

- **Florian Brunier-Coulin** (2013-2016) : "*Etude expérimentale des processus élémentaires de l'érosion d'un sol cohésif*". Direction : P. Philippe (IRSTEA, Aix-en-Provence). ED 353, Université Aix-Marseille.
- **Sarah Mena** (2013) : "*Hydrodynamical fracturing in a granular material by optical probe*". Direction : J. Curtis (University of Florida). University of Florida, US. Accueil de 3 mois. Financement réseau PIRE du NSF.

A.5 Autres encadrements

A.5.1 Stage de Master

- **Christophe Raufaste** (2003) : "*Panache laminaire de fluides miscibles*". DEA "Physique des Liquides", Université Paris 6.

Annexe B

Liste de publications

B.1 Publications relatives au chapitre 1

B.1.1 Articles avec comité de lecture

- P. Philippe and T. Richard, *Start and stop of an avalanche in a granular medium subjected to an inner water flow*, Physical Review E **77**(4), 041306 (2008).
- F. Bonnet, P. Philippe and T. Richard, *Sensitivity to solid volume fraction of gravitational instability in a granular medium*, Granular Matter **12**(3), 317-325 (2010).
- P. Philippe, F. Bonnet and F. Nicot, *Settlement of a granular material : boundary versus volume loading*, Granular Matter **13**(5), 585-598 (2011).

B.1.2 Actes avec comité de lecture

- P. Philippe, F. Bonnet and T. Richard, *Gravitational instability of a granular medium subjected to an inner water flow*, Powders & Grains 2009 : Proceedings of the 6th International Conference on Micromechanics of Granular Media, July 13-17, 2009, Golden CO, USA, AIP Conference Proceedings **1145**, 959-962 (2009).

B.2 Publications relatives au chapitre 2

B.2.1 Articles avec comité de lecture

- P. Philippe and M. Badiane, *Localized fluidization in a granular medium*, Physical Review E **87**(4), 042206 (2013).

B.2.2 Actes avec comité de lecture

- P. Philippe and M. Badiane, *Chimney of fluidization and "sandboil" in a granular soil*, Advances in Bifurcation and Degradation in Geomaterials, Editors S. Bonelli, C. Dascalu and F. Nicot, Springer, 125-129 (2011).

B.3 Publications relatives au chapitre 3

B.3.1 Articles avec comité de lecture

- R. Béguin, P. Philippe and Y.-H. Faure, *Pore-scale flow measurements at the interface between a sandy layer and a model porous medium : application to statistical modeling of contact erosion*, Journal of Hydraulic Engineering **139**(1), 1-11 (2013).

B.3.2 Actes avec comité de lecture

- R. Béguin, Y.-H. Faure, C. Guidoux and P. Philippe, *Hydraulic Erosion along the Interface of Different Soil Layers*, Proceedings of the 5th International Conference on Scour and Erosion, November 7-10, 2010, San-Francisco CA, USA, 387-396 (2010).
- H. Sari, B. Chareyre, E. Catalano, P. Philippe and E. Vincens, *Investigation of internal erosion processes using a coupled DEM-Fluid method*, Particles 2011 : Proceedings of the 2nd International Conference on Particle-based Methods - Fundamentals and Applications, October 26-28, 2011, Barcelona, Spain, 820-830 (2011).
- P. Philippe, R. Béguin and Y.-H. Faure, *Towards a statistical modelling of contact erosion from pore-scale flow measurements in a porous medium over a sand layer*, Proceedings of the 6th International Conference on Scour and Erosion, August 27-31, 2012, Paris, France, ICSE6-176 (2012).

B.3.3 Chapitres d'ouvrages

- R. Béguin, P. Philippe, Y.-H. Faure and C. Guidoux, *Erosion de contact entre deux sols*, Chapitre 4 in "Erosion des géomatériaux", Editor S. Bonelli, Hermès (2012).
- R. Béguin, P. Philippe, Y.-H. Faure and C. Guidoux, *Contact erosion between two soils*, Chapter 4 in "Erosion of geomaterials", Editor S. Bonelli, Wiley-ISTE (2012).
- P. Philippe, R. Béguin and Y.-H. Faure, *Contact erosion*, Chapter 2 in "Erosion in Geomechanics Applied to Dams and Levees", Editor S. Bonelli, Wiley-ISTE (2013).

B.4 Autres publications

B.4.1 Articles avec comité de lecture

- F. Mercier, S. Bonelli, P. Pinettes, F. Golay, F. Anselmet and P. Philippe, *Comparison of CFD simulations with experimental Jet Erosion Tests results*, Journal of Hydraulic Engineering, accepted.
- P. Philippe, C. Raufaste, P. Kurowski and P. Petitjeans, *Penetration of a negatively buoyant jet in a miscible liquid*, Physics of Fluids **17**(5), 053601 (2005).
- P. Ribière, P. Philippe, P. Richard, et al., *Slow compaction of granular systems*, Journal of Physics-Condensed Matter **17**(24), 2743-2754 (2005).
- P. Ribière, P. Richard, P. Philippe, et al., *On the existence of stationary states during granular compaction*, European Physical Journal E **22**(3), 249-253 (2007).
- C. Silvani, S. Bonelli, P. Philippe, et al., *Buoyancy and local friction effects on rockfill settlements : A discrete modelling*, Computers & Mathematics with Applications **55**, 208-217 (2007).

B.4.2 Actes avec comité de lecture

- M.A. Van, G.A. van den Ham, M. Blauw, M.-N. Latil, N. Benahmed and P. Philippe, *Preventing Internal Erosion Phenomena with the BioGrout process*, Proceedings of the 15th European Conference on Soil Mechanics and Geotechnical Engineering, September 12-15, 2011, Athens, Greece (2011).

B.4.3 Communications avec actes dans un congrès national

- T. Richard, P. Philippe and O. Pouliquen, *Instabilité gravitaire d'un sol granulaire drainé*, 18^{me} Congrès Français de Mécanique, 27-31 Août 2007, Grenoble ; Communication orale de T. Richard.
- P. Philippe, C. Raufaste, P. Kurowski and P. Petitjeans, *Interface dynamique entre liquides miscibles*, 18^{me} Congrès Français de Mécanique, 27-31 Août 2007, Grenoble ; Communication orale.
- R. Béguin, C. Guidoux, Y.-H. Faure and P. Philippe, *Erosion de contact entre un filtre granulaire et divers sols fins, en présence d'un écoulement d'eau parallèle à l'interface*, 19^{me} Congrès Français de Mécanique, 24-28 Août 2009, Marseille ; Communication orale de R. Béguin.
- F. Bonnet, P. Philippe and T. Richard, *Dynamique de déstabilisation gravitaire d'un milieu granulaire immergé et drainé*, 19^{me} Congrès Français de Mécanique, 24-28 Août 2009, Marseille ; Communication orale de F. Bonnet.
- P. Philippe, F. Bonnet and F. Nicot, *Tassement d'un milieu granulaire : chargement surfacique et chargement volumique*, 20^{me} Congrès Français de Mécanique, 29 Août - 2 Septembre 2011, Besançon ; Communication orale.
- J. Ngoma, P. Philippe, J.-Y. Delenne ; Communication par poster de J. Ngoma.
- P. Philippe, R. Béguin and Y.-H. Faure, , Colloque Dignes 2013, Juin 2013, Aix-en-Provence ; Communication orale.
- L.-H. Luu, P. Philippe and G. Chambon, *Écoulement d'un fluide à seuil à travers un obstacle : étude de l'interface solide-liquide*, 21^{me} Congrès Français de Mécanique, 26-30 Août 2013, Bordeaux ; Communication orale de L.-H. Luu.

B.4.4 Communications sans actes

Congrès internationaux

- P. Philippe, P. Kurowski and P. Petitjeans, *Interface between miscible fluids and effective surface tension*, 2nd EUROMECH Fluid Mechanics Conference, Toulouse (France), 24-28 August 2003 ; Communication orale.
- P. Philippe, P. Kurowski and P. Petitjeans, *Water drops in a denser miscible fluid : coalescence, drop shape and penetration depth*, 56th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics (APS), East Rutherford (U.S.), November 23-24, 2003 ; Communication orale.
- P. Philippe, P. Ribière, P. Richard, R. Delannay and D., Bideau, *Granular compaction : kinetics, convective coupling, and lift-off threshold*, DYGRAM : International Workshop on Dynamics of Granular Materials, June 19-23, 2006, Rennes, France ; Communication orale.
- P. Philippe and T. Richard, *Slope instability of a granular layer under seepage flow : start and stop of an avalanche*, EGU General Assembly, April 14-18, 2008, Vienna, Austria ; Communication par poster.

- P. Philippe and T. Richard, *Start and stop of an avalanche in a granular medium subjected to an inner water flow*, 7th EUROMECH Fluid Mechanics Conference, September 14-18, 2008, Manchester, UK ; Communication orale.
- P. Philippe, F. Bonnet and T. Richard, *Gravitational instability of an immersed granular medium*, International Workshop "from shear bands to rapid flows", February 23-27, 2009, Monte Verita, Switzerland ; Communication orale.
- F. Bonnet, P. Philippe and F. Nicot, *Slope failure of a granular material : influence of inclination and sensitivity to solid volume fraction*, 21st ALERT Workshop, 12-14 Octobre 2009, Aussois ; Communication par poster de F. Bonnet.
- P. Philippe and M. Badiane, *Localized fluidization in a granular medium : boiling cavity and chimney of fluidization*, BIFD 2011 : 4th International Symposium on Bifurcation and Instabilities in Fluid Dynamics, July 18-21, 2011, Barcelona, Spain ; Communication orale.
- P. Philippe, J. Ngoma, M. Badiane and J.-Y. de Lencquesey, *Submarine sand volcanos : experiments and numerical modelling*, Annual Meeting AGU ; Communication orale.
- L.-H. Luu, P. Philippe and G. Chambon, EGU General Assembly, April 07-12, 2013, Vienna, Austria ; Communication par poster de L.-H. Luu.
- P. Philippe, R. Béguin and Y.-H. Faure, , EWGIE, Vienna, Austria ; Communication orale.

Autres

- P. Philippe and D. Bideau, *Dynamique lente d'un empilement granulaire sous secousses verticales*, Rencontres de Physique Statistique, Janvier 2003, Paris ; Communication orale.
- T. Richard, P. Philippe and O. Pouliquen, *Stabilité de pente d'un sol granulaire drainé*, Rencontre annuelle du GdR MiDi, 29-31 Juin 2006, Carry-le-Rouet ; Communication orale de T. Richard.
- T. Richard, P. Philippe and O. Pouliquen, *Stabilité de pente d'un sol granulaire drainé*, Ecole d'été "Mécanique-Physique", 25 Septembre - 4 Octobre 2006, Porquerolles ; Communication orale de T. Richard.
- T. Richard, P. Philippe and O. Pouliquen, *Avalanche et dépôt d'un milieu granulaire drainé*, Rencontre annuelle du GdR MiDi, 29-31 Mai 2007, Carry-le-Rouet ; Communication orale de T. Richard.
- P. Philippe P. and T. Richard, *Instabilité gravitaire d'un sol granulaire drainé*, Workshop du PPF "Erosion, Sédimentation, Glissement", 20 Juin 2007, Marseille ; Communication orale.
- G. Chambon, N. Benahmed, T. Faug and P. Philipp, *Présentation du projet ANR Jeunes Chercheurs MONHA*, Rencontre annuelle du GdR MeGe, 9-11 Juin 2008, La Rochelle ; Communication orale de G. Chambon.
- F. Bonnet, P. Philippe and F. Nicot, *Influence de la fraction volumique solide sur le mode de rupture d'un sol granulaire*, Atelier thématique du GdR MeGe "Mécanismes de rupture en géomécanique, Rôle de la microstructure", 11-12 Mars 2009, Voreppe ; Communication orale de F. Bonnet.
- P. Philippe, N. Benahmed, G. Chambon and T. Faug, *MONHA - Risques naturels en zones de montagne : Mécanique et physique des écoulements gravitaires*, Journée du Pôle Risques, 1er Décembre 2009, Aix-en-Provence ; Communication orale.
- F. Bonnet, P. Philippe and F. Nicot, *Déstabilisation circulaire d'un sol granulaire immergé aux plus faibles densités*, Rencontre annuelle du GdR MeGe, 15-17 Juin 2009, La Rochelle ;

Communication orale de F. Bonnet.

- P. Philippe and M. Badiane, *Cheminée de fluidisation ou " sandboil " dans un sol granulaire*, GISEC06 : Colloque Granulaires Immergés et Suspensions en Ecoulement, 18-19 Novembre 2010, Nice ; Communication orale.
- P. Philippe and F. Bonnet, *Rôle de l'état initial sur la dynamique de déstabilisation d'un échantillon granulaire*, Workshop "Transition solide-Fluide" (projet ANR MONHA), 12 Janvier 2011, Lyon ; Communication orale.
- P. Philippe and R. Béguin, *Hydrodynamique locale de l'érosion de contact dans une digue*, Rencontre annuelle du GdR TransNat, 28-29 Novembre 2011, Rennes ; Communication orale.
- P. Philippe and R. Béguin, *Erosion à l'interface entre couche de sable et couche poreuse*, Rencontre annuelle du GdR MePhy, 5-7 Juin 2012, Agay ; Communication orale.
- P. Philippe and R. Béguin, *Contact erosion : from pore-scale measurements to statistical modelling*, Atelier VOR " Erosion interne dans les ouvrages hydrauliques ", 21 Juin 2012, Lyon ; Communication orale.

B.4.5 Divers

- P. Richard, P. Philippe, X. Thibault, et al., *Analysis by x-ray microtomography of a granular compaction*, ESRF Highlights 2003, p. 103-104 (2003).

Annexe C

Informations complémentaires au Curriculum Vitae

C.1 Profil détaillé

C.1.1 Renseignements personnels

- Né le 10 Avril 1974 à Pontivy (Morbihan)
- Vie maritale, 2 enfants
- Adresse personnelle : 27 Boulevard Perrin 13013 Marseille

C.1.2 Coordonnées professionnelles

IRSTEA, UR OHAX, 3275 route de Cézanne, CS 40061, 13182 Aix-en-Provence Cedex 5.

Tel : 04.42.66.99.55 ; Fax : 04.42.66.88.65 ; e-mail : pierre.philippe@irstea.fr

C.1.3 Formation initiale

1999-2002 Thèse de doctorat à l'Université de Rennes 1.

Titre : *Etude théorique et expérimentale de la densification des milieux granulaires.*

Jury : S. Roux (président), E. Charlaix (rapporteur), E. Clément (rapporteur), V. Loreto (examinateur), R. Delannay (examinateur), D. Bideau (directeur de thèse).

Date de soutenance : 3 juillet 2002.

Laboratoire : GMCM (Groupe Matière Condensée et Matériaux).

1995-1999 Elève à l'Ecole Normale Supérieure de Cachan (section : Physique)

1998-1999 DEA *Physique des Liquides*, Université Paris VI. Mention Bien.

1998 Obtention de l'agrégation de Sciences Physiques

C.1.4 Situation actuelle

Depuis 2004 Chargé de Recherche à l'Institut national de Recherche en Sciences et Technologie pour l'Environnement et l'Agriculture (IRSTEA, anciennement Cemagref), dans l'Unité de Recherche OHAX (Ouvrages Hydrauliques), à Aix-en-Provence.

C.1.5 Situation antérieure

2002-2004 Lauréat d'un contrat post-doctoral de 2 ans financé par le Centre National des Etudes Spatiales (CNES).

Sujet : *Interfaces dynamiques entre fluides miscibles.*

Equipe : P. Petitjeans, P. Kurowski, F. Zoueshtiagh.

Laboratoire : PMMH, ESPCI, Paris.

C.2 Enseignement

Depuis 2010 Travaux Pratiques de Mécanique des Sols du Master GAIA en 1ère année (20h/an).

De 2008 à 2011 Cours *Recherche sur les Risques Naturels* en 2ème année de l'Ecole d'ingénieurs Polytech'Marseille(4h/an).

Depuis 2006 Interrogations orales en Physique en classes préparatoires scientifiques (PSI, PCSI) au lycée Vauvenargues, Aix-en-Provence (environ 60h/an).

2009 Participation à la semaine PIR (Projets Individuels de Recherche) pour les étudiants de 2ème année à l'Ecole Polytech'Marseille.

Sujet : *Filtration de particules dans un milieu poreux.*

C.3 Participation à des projets de recherche

C.3.1 Projet européen

2010-2013 Projet FP7 FloodProBE *Technologies for the cost-effective Flood Protection of the Built Environment* (Grant agreement no. : 243401) (D. van Ree, Deltares, Delft, NL) ; Co-leader of Action 3.1.1.

C.3.2 Projets nationaux

Depuis 2013 Projet FUI DigueElite *Digue résistante* (N. NERINCX, ISL, Lyon).

2010-2012 Projet RGCU-C2D2 LEVEES *Ruptures diffuses et érosives des digues fluviales de protection contres les inondations : méthodes modernes pour l'analyse de la vulnérabilité physique* (S. Bonelli, IRSTEA, Aix-en-Provence).

2008-2010 Projet ANR Blanc TRANSOL *Multi Scale Modelling of Particle Transport in Soils* (P-Y. Hicher & N. Sayouri, Ecole Centrale Nantes).

2007-2011 Projet ANR Jeunes Chercheurs MONHA *Mountain zone natural hazards : physics and mechanics of gravitational flows* (G. Chambon, IRSTEA, Grenoble) ; Responsable de la tâche 1.

2007-2012 Projet National ERINOH *Erosion interne des ouvrages hydrauliques* (IREX).

2006-2008 Projet ANR-PGCU ERINOH *Erosion interne des ouvrages hydrauliques* (IREX).

2005-2008 Projet ANR thématique PIGE *Physique des Instabilités Gravitaires et Erosives* (O. Pouliquen, IUSTI, Marseille).

C.3.3 Projets régionaux

2013-2016 Responsable du projet ESCAPE *Erosion des Sols Cohésifs : Analyse des Processus Élémentaires* (Programme APEX).

Depuis 2009 Participation au projet *Etude des risques liés à l'érosion interne : approches multi-échelles du couplage solide-fluide* de la structure fédérative VOR (Vulnérabilités des Ouvrages aux Risques).

2006-2010 Plan Pluri Formation CEGEO *Changement d'échelles dans les géomatériaux, approche par modélisation numérique discrète* (Organisme pilote : Ecole Centrale Lyon).

2004-2007 Plan Pluri Formation *Erosion, sédimentation, glissements* (Organisme pilote : Ecole Centrale Marseille).

C.3.4 Groupements de Recherche

2008-2012 GdR MeGe *Couplages multi-physiques et multi-échelles en mécanique géo-environnementale* (O. Millet, LEPTAB, La Rochelle ; F. Nicot, IRSTEA, Grenoble ; D. Kondo, IJLRdA, Paris).

2008-2012 GdR TransNat *Transport solide naturel* (A. Valance, IPR, Rennes ; A. Crave, Géosciences, Rennes).

2008-2012 GdR MePhy *Mécanique et physique des systèmes multi-échelles* (B. Roman, ESPCI, Paris).

2004-2007 GdR MiDi *Milieus divisés* (O. Pouliquen, IUSTI, Marseille ; F. Radjai, LMGC, Montpellier ; B. Andreotti, ESPCI, Paris).

C.4 Rayonnement

C.4.1 Conférences invitées

2005 Philippe P., Ribière P., Richard P., Delannay R., Bideau D., *Granular compaction under vibration or shear*, Journées thématiques " Fluid-solid transition ", 18-19 Janvier 2005, Paris, France.

2003 Bideau D., Philippe P., Ribiere P., et al., *Granular compaction*, International Workshop on Unifying Concepts in Granular Media and Glasses, June 25-28, 2003, Capri, Italy. Conférence par D. Bideau.

2001 Philippe P., Bideau D., *Aspects expérimentaux de la compaction granulaire sous secousses verticales*, Rencontres Vieillessement et Matière Désordonnée, 5-7 Juin 2001, Carry-le-Rouet, France.

C.4.2 Séminaires invités

2013 *Utilisation de modèles physiques pour l'étude de l'érosion interne*, Laboratoire GeM, Saint-Nazaire (sur invitation de D. Marot).

2008 *De la compaction granulaire aux avalanches sous-marines*, Centre de Recherche Paul Pascal, Bordeaux (sur invitation de P. Snabre).

2004 *Dynamique d'une interface entre liquides miscibles*, Laboratoire Fluides, Automatique et Systèmes Thermiques, Orsay (sur invitation de P. Gondret).

- 2004** *Dynamique d'une interface entre liquides miscibles*, Groupe Matière Condensée et Matériaux, Rennes (sur invitation de P. Richard).
- 2004** *Jets, gouttes et grains*, Groupe de Dynamique des Phases Condensées, Montpellier (sur invitation de G. Porte).
- 2003** *Dynamique lente d'un empilement granulaire sous secousses verticales*, Laboratoire de Physique Statistique, Paris (sur invitation de D. Bonn).
- 2003** *Compaction et dynamique lente d'un empilement granulaire sous secousses verticales*, Laboratoire de Physique des Matériaux Divisés et des Interfaces, Marne-la-Vallée (sur invitation de M. Vignes-Adler).
- 2002** *Compaction granulaire sous secousses verticales*, Collège de France, Paris (sur invitation de G. Debregeas).

C.4.3 Collaborations

Internes

- N. Benahmed, S. Bonelli (OHAX, Aix-en-Provence) : enrochement de barrages, érosion interne, instabilités hydromécaniques (depuis 2004).
- F. Nicot (ETNA, Grenoble) : déstabilisation gravitaire, tassement (depuis 2004).
- G. Chambon, T. Faug, M. Naaim (ETNA, Grenoble) : transition solide-fluide dans les écoulements de grains ou de fluides complexes (depuis 2007).

Externes

- D. Bonn (LPS, ENS Paris / Institut VDW-Zeeman, Amsterdam, NL) : coalescence d'une goutte dans un liquide miscible (2002-2004).
- P. Richard (Institut de Physique de Rennes) : compaction granulaire (2002-2007).
- E. Vincens (LTDS, Ecole Centrale Lyon) : filtration, érosion interne (depuis 2008).
- B. Chareyre (L3SR, INPG, Grenoble) : érosion interne, fluidisation localisée, couplage fluide/grains (depuis 2010).
- G. van den Ham, V. Van Beek (Deltares, Delft, NL) : érosion interne (2010-2012).
- M.A. Van, M. Blauw (Deltares, Delft, NL) : renforcement des sols et impact sur la résistance à l'érosion (2010-2012).
- Y. Khidas (Laboratoire Navier, IFFSTAR, Marne-la-Vallée) : filtration, transport de particules en milieu poreux (depuis 2011).
- J-Y. Delenne (Inra Montpellier), F. Radjai (LMGC, Université de Montpellier 2) : couplage fluide/grains, instabilités hydromécaniques (depuis 2011).
- J. Curtis (University of Florida, US) : instabilités hydromécaniques dans les milieux diphasiques (depuis 2013).

C.4.4 Participation à l'organisation de congrès, journées thématiques

- Membre du comité d'organisation du congrès international " 9th International Workshop on Bifurcation and Degradation in Geomaterials ", 23-26 Mai 2011, à Porquerolles, France.
- Chairman dans la session thématique "Suspensions, milieux diphasiques et granulaires" du 20^{me} Congrès Français de Mécanique, 29 Août - 2 Septembre 2011, Besançon.

- Co-organisation avec N. Benahmed, G. Chambon et T. Faug du Workshop final du projet ANR Jeunes Chercheurs MONHA sur la "Transition solide-Fluide", 12 Janvier 2011, Lyon.
- Co-organisation avec A. Barrat d'une réunion du GdR MiDi sur le thème "Compaction et dynamique lente dans les milieux granulaires", 10 Décembre 2002, ESCPI, Paris.

C.4.5 Expertise

J'ai participé à plusieurs travaux d'expertise à travers la réalisation d'essais d'érosion hydraulique des sols avec le banc expérimental HET (Hole Erosion test) du laboratoire de Mécanique des Sols (IRSTEA, Aix-en-Provence). Ces expertises sont associées à des contrats industriels (cf section C.5.2) mais aussi à des collaborations scientifiques, notamment dans le cadre du projet européen Flood-ProBE au cours duquel deux études ont été menées : 1) évaluation de l'impact d'une technique de renforcement des sols (BioGrout) sur la résistance à l'érosion sur sollicitation de Deltares (Delft, Pays-Bas) qui a donné lieu à une communication internationale ; 2) étude de la sensibilité à l'érosion interne sur des échantillons de la digue de Humber (UK) sur sollicitation de HR Wallington (UK).

C.4.6 Comité de lecture

Participation aux comités de lecture des revues internationales suivantes :

- Physical Review Letters (depuis 2004).
 - Physical Review E (depuis 2004).
 - European Physical Journal E (depuis 2007).
 - International Journal of Heat and Mass Transfer (depuis 2007).
 - European Journal of Environmental and Civil Engineering (depuis 2011).
- Expert auprès de l'ANR.

C.4.7 Participation à des comités de thèses

- Thèse de F. Mercier. Modélisation numérique de l'érosion d'un sol par un écoulement turbulent, application à l'érosion de jet avec point d'arrêt. OHAX, IRSTEA, Aix Marseille Université. Réunions en juin 2011, décembre 2011, juin 2012.
- Thèse de C. Stevenin. Elaboration d'un modèle générique de la phase dispersée d'un jet liquide : cas de l'irrigation par aspersion et de la pulvérisation. UMR G-eau, IRSTEA, Université Montpellier 2. Réunion en juillet 2010.
- Thèse de M. Aris. Investigations expérimentales des effets de la microstructure sur le comportement des milieux granulaires et sur l'instabilité de liquéfaction. OHAX, IRSTEA, Aix Marseille Université. Réunion en juin 2009.
- Thèse de F. Bendahmane. Influence des interactions mécaniques eau-sol sur l'érosion interne. Laboratoire GeM, Université de Nantes. Réunion en juin 2005.

C.4.8 Divers

- Représentant de IRSTEA au conseil scientifique de l'Ecole Doctorale 353 "Sciences pour l'Ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique" (depuis 2013).
- Participation en tant que membre extérieur au comité de sélection pour le poste MCF 0290 de l'Université de Montpellier II (2010).

- Représentant du personnel élu à la Commission Administration Paritaire des Chargés de Recherche de l'IRSTEA (anciennement CEMAGREF) (2006-2010)

C.5 Autres productions

C.5.1 Mémoires

- P. Philippe P., *Instabilités de "rivières" d'un dépôt sédimentaire*, Mémoire de DEA "Physique des Liquides", Université Paris 6 (1999).
- P. Philippe, *Etude théorique et expérimentale de la densification des milieux granulaires*, Thèse de doctorat, Université Rennes 1 (2002).

C.5.2 Rapports de projets

- P. Philippe, *Mise au point d'une sonde locale dans un milieu granulaire modèle. Application à la filtration et à la fluidisation localisée*, Rapport final du projet ANR TRANSOL (2010).
- P. Philippe, *Tâche 1 : Seepage influence on gravitational instabilities*, Rapport final du projet ANR MONHA (2011).
- S. Bonelli, P. Philippe, *Thème C : Modélisation expérimentale de la suffusion de contact, érosion et mécanique*, Rapport R/07/ERI/53 du Projet National ERINOH (2011).
- N. Benahmed and P. Philippe, *WP3 - Task 3.1 - Action 3.1.1 : Internal erosion*, Deliverable of project FP7 FloodProBE (2012).
- N. Benahmed and P. Philippe, *WP3 - Task 3.1 - Action 3.1.1 : Internal erosion*, Comprehensive report of project FP7 FloodProBE (2012).

C.5.3 Rapports d'expertise

- A. Bernard, P. Philippe, N. Benahmed and S. Bonelli, *Etude de la sensibilité à l'Erosion Interne : Etude de la reprise d'étanchéité du canal d'Hermillon (73)* (2008).
- N. Benahmed, A. Bernard, S. Bonelli and P. Philippe, *Etude de la sensibilité à l'Erosion Interne : Digue du Rhône entre Beaucaire et Fourques (30)* (2008).
- A. Bernard, N. Benahmed, S. Bonelli, P. Philippe and Y. Grémeaux, *Etude de la sensibilité à l'Erosion Interne : Etude de la centrale EdF de La Saulce (04)* (2009).