



Stabilité et dynamique de pentes granulaires sous-marines

Delphine Doppler

► To cite this version:

Delphine Doppler. Stabilité et dynamique de pentes granulaires sous-marines. Sciences de l'ingénieur [physics]. ENSTA ParisTech, 2005. Français. NNT : . pastel-00001633

HAL Id: pastel-00001633

<https://pastel.hal.science/pastel-00001633>

Submitted on 16 May 2006

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.



THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI, ORSAY

Ecole doctorale de l'Ecole Polytechnique

DISCIPLINE : MÉCANIQUE PHYSIQUE

par

Delphine Doppler

.....

STABILITÉ ET DYNAMIQUE DE PENTES GRANULAIRES SOUS-MARINES

.....

Travaux soutenus le 14 décembre 2005, devant le jury composé de :

M. Jose-Eduardo Wesfreid	Président du Jury
M. Pierre-Yves Lagrée	Examineur
M. Thomas Loiseleux	Co-directeur de thèse
M. François Métivier	Rapporteur
M. Olivier Pouliquen	Rapporteur
M. Marc Rabaud	Directeur de thèse

Remerciements

Mes remerciements s'adressent d'abord à José Eduardo Wesfreid qui m'a fait l'honneur et le plaisir de présider mon jury de thèse. Je le remercie, ainsi que les rapporteurs de mon manuscrit François Métivier et Olivier Pouliquen, sans oublier Pierre-Yves Lagrée pour l'attention enthousiaste qu'ils ont porté à mon travail.

Je tiens ensuite à remercier Marc Rabaud pour la confiance qu'il m'a accordée tout au long de ma thèse. Son exigence de clarté a été une source de progression constante. Je remercie Thomas Loiseleux pour m'avoir initiée aux rides aquatiques et toujours encouragée à présenter mon travail. Je remercie Philippe Gondret pour ses encouragements. Par ses idées toujours fructueuses, il a grandement contribué à ce travail.

Cette thèse doit beaucoup aux idées qui ont émergé au sein du GDR midi ces dernières années. Je remercie tous les membres de la communauté granulaire pour leur dynamisme et leur convivialité.

Je remercie Dominique Salin de m'avoir accueillie au FAST, et de m'avoir patiemment initiée aux mesures acoustiques pour les suspensions.

Ce travail n'aurait pas abouti sans le concours de l'équipe technique du FAST : Gérard, Rafaël, les Christians et Alban. Je les en remercie ainsi que de leur bonne humeur et leur souci des étudiants.

J'ai eu l'occasion au cours de ces années passées au FAST d'apprécier son ambiance chaleureuse. J'en remercie tous ses membres permanents ou de passage.

Je remercie Olivier Chaplain pour sa participation active à cette thèse. J'ai beaucoup apprécié travailler avec lui au cours de son stage.

Je remercie Christian pour m'avoir aidée à maintenir un niveau suffisant de désordre apparent dans le bureau, Georges qui a toujours su trouver des mots pour m'expliquer des choses de macintosh et d'autres. Sa gentillesse rejoint celle de Ludovic, avec qui c'est toujours "la fête du slip". Merci à Fred M. pour ses contributions à Matlab et surtout pour ses blagues. Je remercie les tennis(wo)men de m'avoir extrait de temps en temps de ma

salle de manip. Merci à tous les jeunes futurs (ou déjà dans la place) chercheurs rencontrés au FAST, Raphaël, Stéphanie, Laurent, Daniella, Yann, Silvia, Olivier, Cyprien, Thomas, Yonko, Sylvain, Blandine et les autres ... pour leur soutien à un moment ou un autre.

Je remercie également Babette, Philippe et Christophe avec qui j'ai eu la chance d'enseigner à l'X ainsi que William et Ali pour leur efficacité et leur ingéniosité dans le montage des manips. J'ai grandement apprécié la bonne humeur qui régnait aux TREX.

Je remercie tous ceux qui m'ont encouragée et ont eu une pensée pour moi le jour J.

Merci aux familles Plihon et Perseval, et pas seulement pour le Champagne. Merci à Elsa pour la relecture attentive du manuscrit.

Ils m'ont soutenue dans les épreuves décathloniennes de la thèse et bien d'autres : un grand merci à mes amis Erika, Pierre, Eric.

Je remercie enfin mes grands parents et mes parents pour leur participation à mon pot de thèse qui fut un régal. Je les remercie, ainsi que mes soeurs et toute ma famille, aussi et surtout pour tout le reste.

Ah, j'allais oublier : merci Nico!!

Sommaire

Remerciements	1
Avant-propos	5
1 Introduction	9
1.1 Transport granulaire : importance du seuil	9
1.1.1 Transport par l'écoulement de fluide	10
1.1.2 Transport par avalanche	13
1.2 Rhéologie des granulaires mouillés en écoulement continu	16
1.2.1 Des suspensions concentrées ?	16
1.2.2 Le plan incliné comme rhéomètre	17
1.3 Rides de sable en laboratoire	20
1.3.1 Rides de sables et recirculations de fluide	20
1.3.2 Rétroaction de l'écoulement sur le fond sableux	22
2 Dispositif Expérimental	25
2.1 Choix du canal expérimental	26
2.1.1 Choix du type de canal	26
2.1.2 Principe de l'expérience	26
2.1.3 Profil de vitesse théorique dans l'écoulement de fluide clair	27
2.1.4 Choix des matériaux	29
2.1.5 Choix des dimensions du canal	29
2.2 Réalisation du montage expérimental	30
2.2.1 Cellule de Hele-Shaw	30
2.2.2 Circuit hydraulique	30
2.2.3 Support mécanique et système d'inclinaison	32
2.3 Mesure de champs de vitesse dans l'avalanche	33
2.3.1 Acquisition des images	33
2.3.2 Vélocimétrie par images de particules	35
2.4 Mesure de l'évolution de la surface du lit granulaire	36
2.4.1 Chaîne d'acquisition	36
2.4.2 Traitement des images	38
2.4.3 Analyse des signaux	38

3	Seuils de transport	43
3.1	Plan des paramètres	44
3.2	Seuil de transport de lit	46
3.2.1	Equilibre d'un grain	46
3.2.2	Influence de la pente du lit	48
3.2.3	Influence du nombre de Reynolds particulaire	49
3.3	Seuil d'avalanche	53
3.3.1	Equilibre d'une couche de grains	53
3.3.2	Comparaison avec les données expérimentales	55
3.3.3	Angle d'arrêt	56
3.4	Conclusion	57
4	Dynamique d'avalanches sous-marines	59
4.1	Dynamique d'une avalanche sous marine	61
4.1.1	Des avalanches macroscopiques en régime visqueux	61
4.1.2	Evolution de la pente du tas	61
4.1.3	Profil de vitesse des grains au centre du canal	64
4.1.4	Evolution du débit de grains	67
4.2	Influence de l'inclinaison du canal	70
4.2.1	Evolution de la pente du tas	70
4.2.2	Profils de vitesse	72
4.2.3	Grandeurs caractéristiques de l'écoulement	73
4.3	Effet d'un contre-écoulement d'eau imposé	75
4.4	Modélisation	78
4.4.1	Equilibre d'une couche de grains	78
4.4.2	Comparaison avec les données - cas sans écoulement d'eau imposé	82
4.4.3	Cas avec un écoulement d'eau imposé	86
4.4.4	Et la phase d'accélération ?	88
4.5	Conclusion	90
5	Rides à tourbillon	91
5.1	Présentation des structures	93
5.1.1	Apparition, croissance et saturation des structures.	95
5.1.2	Propagation et interaction des structures	97
5.1.3	Evolution de l'interface à l'entrée du canal.	101
5.2	Des structures jamais observées ?	105
5.2.1	Ondes à la surface d'une suspension cisailée	105
5.2.2	Couches de mélange entre fluides.	107
5.3	Régime de croissance initial	110
5.3.1	Seuil de l'instabilité	111
5.3.2	Un régime initial linéaire	114
5.3.3	Influence des paramètres	117
5.3.4	Comparaison avec la couche de mélange inertielle	121

5.4	Régime non-linéaire	126
5.4.1	Evolution vers une saturation	126
5.4.2	Evolution de la morphologie des rides	129
5.4.3	Influence des paramètres de contrôle	131
5.4.4	Rôle de l'avalanche dans la saturation des rides à tourbillon	137
5.5	Conclusion	139
6	Conclusion	141
	Annexe	143
	Bibliographie	145

Avant propos

Une balade à marée basse dans la baie du Mont Saint Michel offre une belle occasion de s'interroger sur les enjeux qui entourent la compréhension des conditions de transport de sédiments sous l'effet d'un écoulement d'eau et de la gravité.

Attention où vous mettez les pieds : le sol constitué de sable très fin qu'on appelle la tange peut perdre toute consistance et vous voilà enfoncé dans les sables mouvants ! Mieux vaut suivre un guide. Ce dernier vous apprend que la baie s'ensable. Les aménagements humains qui ont permis d'assécher les marais sont remis en question, on envisage de remplacer la digue par un pont pour faciliter l'écoulement de l'eau dans la baie et limiter le dépôt de sédiments. Dans cette baie particulière, le flot possède en effet une vitesse et une énergie bien supérieures au jusant (Tessier & Rotaru, 2005) : les plus gros grains amenés par la marée se déposent, et l'écoulement dû aux vagues sculpte les rides qui modulent le fond sableux (photos). Ces structures sédimentaires vous indiquent la direction de la terre : par temps de brouillard, il faut avancer perpendiculairement au motif, dans le sens de la face de plus grande pente ou bien suivre les cornes des rides en croissant. D'où viennent ces



FIG. 1 – Baie du Mont Saint Michel. (gauche) Motifs imprimés dans le sable par les vagues, d'espacement typique 5 cm. (milieu) Zoom sur quelques rides, qui présentent une face de pente plus élevée, en direction de la terre, vers la gauche. La taille du coquillage est d'environ 1 cm. (droite) Rides en forme de croissant, de taille 5 à 10 cm.

rides de sable ? Qu'est-ce qui détermine leur forme ? Quel est le lien entre ces rides de bord de mer et les structures de plusieurs centaines de mètres de long que l'on peut rencontrer en pleine mer, dont un exemple redouté des pêcheurs et navigateurs au large de la baie est le banc de la Shole ? Un relevé bathymétrique à grande résolution de ce banc de sable est reporté sur la figure 2, mais ne constitue pourtant pas une cartographie exacte car la structure évolue au gré des tempêtes. Cette forme sableuse interagit en effet avec l'écoulement

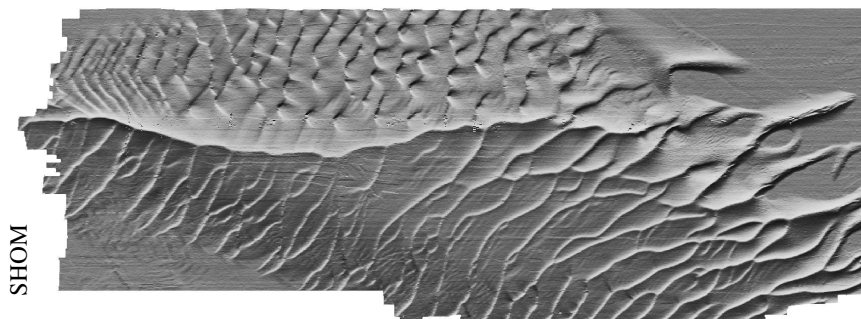


FIG. 2 – *Relevé bathymétrique du banc de la Shole. La profondeur autour du banc est de 40 m, et la crête est à moins de 5 m de la surface.*

d'eau de mer et des zones préférentielles d'érosion ou de dépôt de sédiments apparaissent. Là où les sédiments s'accumulent, la pente évolue, mais ne peut dépasser un angle maximal de stabilité. Au-delà de cet angle, un mélange concentré d'eau et de sédiments s'écoule en avalanche le long des flancs de la structure. Ces avalanches participent au déplacement du

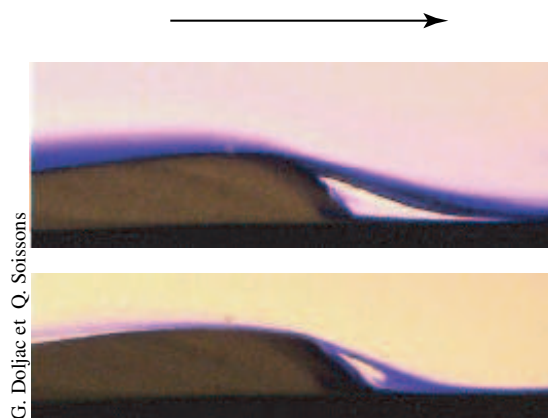


FIG. 3 – *Micro dunes de sable de hauteur ≈ 2 cm en canal quasi-bidimensionnel. L'écoulement d'eau s'effectue de gauche à droite. (haut) De l'encre a été injectée afin de visualiser la séparation de l'écoulement à l'aval de la dune. (bas) Après quelques instants, l'encre se retrouve piégée dans la bulle, la recirculation est visible au bas de la face d'avalanche.*

banc de sable. Dans certains cas, comme sur les pentes aval des dunes sous-marines où la séparation de l'écoulement peut entraîner des recirculations de fluide (Allen, 1970), de

telles avalanches peuvent être cisailées par un écoulement d'eau de façon similaire à ce qui est observé à l'aval de la dune-modèle de la figure . La présence d'avalanches cisailées par un écoulement d'eau a aussi été mise en évidence lors de la création de fossés d'affouillement des piles de pont (Roulund *et al.*, 2005). Comme l'illustre la figure , la stabilité du pylône, donc la stabilité du pont qu'il soutient, est alors déterminée par la possibilité d'un équilibre dynamique entre le flux de matière apporté par l'avalanche et la quantité de particules arrachée par l'écoulement au pied du pilier. Enfin, dans un cadre plus spectaculaire,

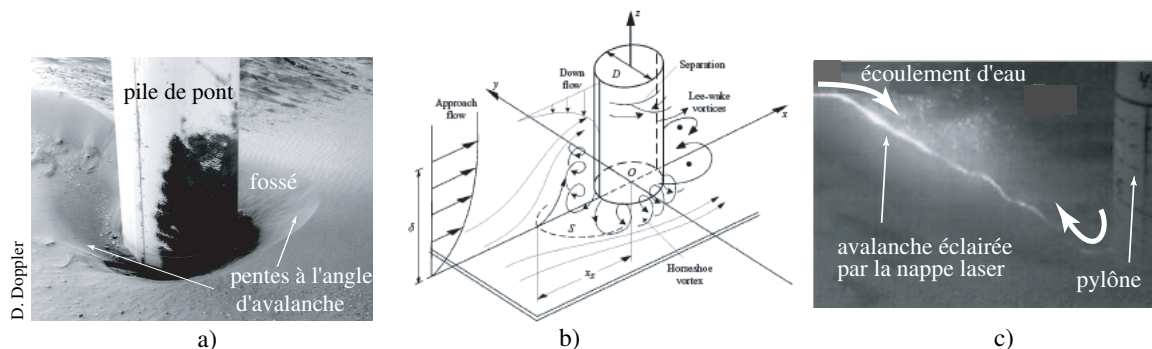


FIG. 4 – Fossé d'affouillement au pied d'une pile de pont. a) Photo prise à marée basse. Les zones de fortes intensité de l'écoulement du mélange eau-sable autour du pilier sont mises en évidence par l'érosion de la peinture sur les côtés. b) Schéma de l'écoulement complexe autour du pilier, issu de l'article de Roulund et al. (2005) c) Photo d'une expérience par Roulund et al. (2005). Les grains s'écoulent en avalanche que l'écoulement d'eau vient cisail à proximité du pied du pylône.

les avalanches sous-marines, dont l'existence était insoupçonnée il y a moins d'un siècle, peuvent survenir à plus grande échelle et modifier profondément la morphologie des talus continentaux, détruire des câbles de communication et provoquer un tsunami comme lors de l'effondrement d'un remblai de l'aéroport de Nice en 1979 (Savoye, 2005).

Ainsi, bien que l'évolution des fonds marins est susceptible de perturber l'activité humaine, et d'affecter la durabilité des aménagements humains érigés au fond ou en bord de mer, les conditions de cette instabilité sont encore mal comprises. Les principaux éléments à modéliser sont la perturbation de l'écoulement par la présence de structures et le lien entre la quantité de grains transportés et les conditions locales de pente et d'écoulement. Sur le terrain, la complexité des écoulements et des formes rencontrés, la variété des sédiments ne facilitent pas la tâche. Par conséquent, les études expérimentales et théoriques dans des configurations modèles simples, en permettant d'appréhender les mécanismes de base des phénomènes physiques mis en jeu, constituent un complément indispensable aux études de terrain.

C'est dans cet état d'esprit qu'a été conçue l'expérience de géométrie contrôlée qui a servi de support à cette thèse. Parmi les études traitant du transport sédimentaire, un cer-

tain nombre ont été consacrées au transport de particules par un écoulement d'eau sur un lit horizontal, mais l'influence de la pente du fond sableux a été beaucoup moins étudiée. Je me suis donc concentrée au cours de cette thèse sur la stabilité des pentes sous-marines. Après avoir étudié l'influence de la pente et de l'intensité de l'écoulement d'eau sur le seuil de mise en mouvement des grains, par charriage ou par avalanche, je me suis intéressée à la dynamique des avalanches sous-marines concentrées, en présence ou non d'un écoulement d'eau qui remonte la pente. Si l'écoulement est suffisamment intense, des structures se forment à la surface de l'avalanche, qui peuvent modifier la quantité de sédiments transportés.

Dans la suite de ce manuscrit, je présente les résultats expérimentaux obtenus dans une expérience-modèle constituée d'un canal quasi-bidimensionnel à moitié rempli d'un lit de billes de verre sur lequel s'écoule de l'eau.

Au cours du premier chapitre quelques concepts nécessaires à la compréhension de la suite sont introduits. Le dispositif expérimental et les techniques de mesures par traitement d'images employées sont ensuite décrits dans le deuxième chapitre.

Les conditions d'écoulement d'eau contrôlées dans cette expérience nous ont permis de caractériser les seuils de mise en mouvement des particules. Que ce soit par avalanche ou par érosion hydrodynamique, les grains sont d'autant plus difficiles à mobiliser que les effets de la gravité et de l'écoulement d'eau s'opposent. Ces résultats font l'objet du troisième chapitre, au cours duquel sont présentées succinctement les conditions de structuration du lit de grains en rides de sables.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude expérimentale d'avalanches sous-marines instationnaires en canal, en présence ou non d'un écoulement d'eau qui remonte la pente. Les profils de vitesses des grains en avalanche présentent une allure similaires à celle des profils observés dans les écoulements de granulaires secs, mais la présence de liquide ralentit clairement la dynamique de l'avalanche. Après une phase d'accélération, le débit de particules transportées par l'avalanche est fixé par l'écart de la pente de la surface granulaire à l'angle maximal de stabilité. La relation pente-débit de grains est comparée aux prédictions d'un modèle continu basé sur une loi de comportement expérimentale développés par l'équipe de Marseille (Pouliquen *et al.* (1994), Cassar *et al.* (2005), Jop *et al.* (2005)).

Dans le cinquième chapitre je présente le régime de rides à tourbillon qui se développe lorsque l'écoulement d'eau qui vient cisailier l'avalanche est suffisamment intense. Après une phase de croissance linéaire, les rides saturent en taille. L'écoulement influence la morphologie des rides et l'avalanche limite leur amplitude.

L'ensemble des résultats obtenus est enfin résumé dans le dernier chapitre.

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ont été en partie financés par l'ACI Jeunes Chercheurs "Dynamique des Interfaces granulaires - fluide. Application à la géomorphologie côtière."

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Transport granulaire : importance du seuil

1.1.1 Transport par l'écoulement de fluide

1.1.2 Transport par avalanche

1.2 Rhéologie des granulaires mouillés en écoulement continu

1.2.1 Des suspensions concentrées ?

1.2.2 Le plan incliné comme rhéomètre

1.3 Rides de sable en laboratoire

1.3.1 Rides de sables et recirculations de fluide

1.3.2 Rétroaction de l'écoulement sur le fond sableux

Dans la première partie de ce chapitre introductif sont abordées quelques notions classiques ayant trait aux deux modes de transport granulaire présents dans notre expérience : le charriage de lit sous l'action d'un écoulement d'eau et l'avalanche sous l'effet de la gravité. Une seconde partie est consacrée à des travaux récents de modélisation de l'écoulement continu d'un mélange concentré de grains et de liquide, auxquels nos résultats expérimentaux sur les avalanches sous-marines en canal seront confrontés dans le chapitre 4. Enfin, dans une troisième partie nous présentons quelques résultats illustrant l'interaction de formes sédimentaires avec un écoulement d'eau alterné ou continu, qui nous guideront dans l'analyse du régime développé des rides à tourbillon au chapitre 5.

1.1 Transport granulaire : importance du seuil

Comme nous l'avons mentionné dans l'avant propos, le transport de particules peut s'effectuer sous l'action dominante d'un écoulement de fluide ou sous l'action dominante de la gravité.

1.1.1 Transport par l'écoulement de fluide

Suivant la nature du fluide et de l'écoulement de fluide, différents types de mouvements des particules peuvent être observés.

Types de mouvements observés

On distingue classiquement les mouvements de roulement et glissement, de saltation et de suspension, schématisés sur la figure 1.1 (e.g. Graf & Altinakar, 2000). Le roulement consiste pour un grain à escalader ses voisins. Lorsqu'un grand nombre de grains est mobilisé, le roulement s'apparente au glissement relatif de quelques couches de surface entre elles. La saltation consiste en de petits sauts ballistiques de longueur maximum quelques dizaines de diamètres et de hauteur quelques diamètres. Dans l'air, l'impact des grains qui retombent après saltation éjecte de nouveaux grains (Rioual *et al.*, 2000) tandis que dans l'eau, les collisions sont inélastiques, le fluide dissipe l'énergie du choc (Gondret *et al.*, 2002). Enfin, la suspension est essentiellement observée dans les écoulements turbulents, où les particules sont maintenues en suspension par les événements turbulents. Les trajectoires présentent alors des fluctuations, elles sont typiquement 10 fois plus longues et plus hautes que les trajectoires de saltation (e.g. Dyer, 1986).

Dans les écoulements d'eau laminaires, comme c'est le cas dans nos expériences (cf. figure 1.1 b), on observe essentiellement les modes par roulement, glissement et saltation, rassemblés sous le terme *transport de lit* ou encore *charriage de lit* (Bagnold, 1966).

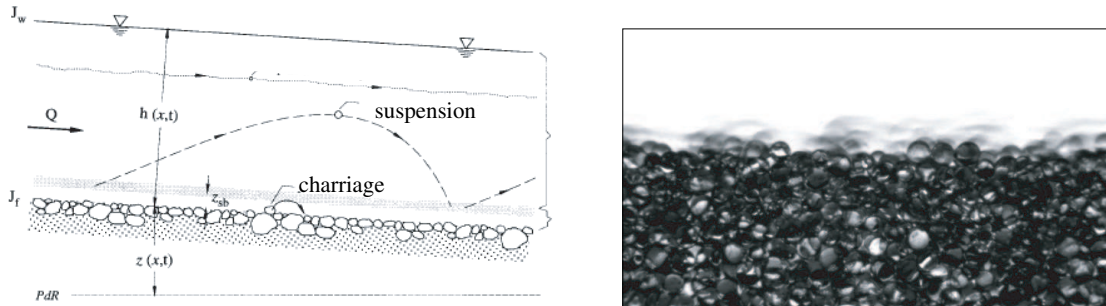


FIG. 1.1 – a) Différents types de mouvements observables à la surface d'un lit de sédiments cisailé par un écoulement d'eau (Graf & Altinakar, 2000). b) Mise en évidence par un temps de pose élevé, du transport par charriage de lit dans notre canal quasi-bidimensionnel, pour des billes de verre monodisperses $d \approx 450 \mu m$.

Seuil d'arrachement d'un grain

Les observations montrent que pour de faibles vitesses du fluide, il n'y a pas de particules transportées. Il existe donc un seuil de mise en mouvement des grains.

Le problème est classiquement abordé par le modèle simplifié suivant. Considérons un grain de diamètre d posé sur un tas, schématisé sur la figure 1.2, et appliquons un écoulement

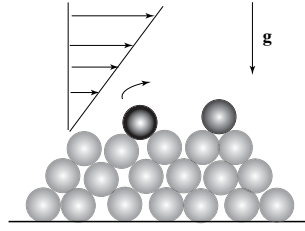


FIG. 1.2 – Un grain posé sur un lit de grain au-dessus duquel s'écoule un fluide est soumis à l'action stabilisante de la gravité et à l'action déstabilisante de la force de fluide qui tend à le déloger.

de fluide à la surface du lit de grains. La gravité tend à maintenir le grain entre ses deux voisins tandis que les forces exercées par le fluide tendent à le faire sortir de ce puits de potentiel. Un paramètre contrôlant la stabilité de ce grain est le nombre de Shields θ , construit comme le rapport des forces déstabilisantes aux forces stabilisantes qui s'exercent sur le grain. L'action du fluide est difficile à évaluer en raison de la proximité du lit de particules, mais on connaît la contrainte de cisaillement τ_f exercée par le fluide sur le fond, l'expression étant différente pour un écoulement turbulent ou laminaire. Ce nombre sans dimension θ est donc souvent exprimé dans la littérature sous la forme de la contrainte de cisaillement τ_f adimensionnée par le poids apparent des grains par unité de surface. Si $\Delta\rho$ est la différence de masse volumique entre le fluide et les grains, θ s'écrit :

$$\theta = \frac{\tau_f}{\Delta\rho g d} \quad (1.1)$$

Une analyse dimensionnelle nous indique qu'un deuxième nombre sans dimension est nécessaire pour décrire le seuil de mise en mouvement du grain. Ceci peut se comprendre si on considère les forces de trainée et portance qui s'exercent sur un grain fixe dans un écoulement de vitesse uniforme, en milieu infini. Leur expression dépend du rapport des forces visqueuses et inertielles qui s'exercent sur la particule (White, 1974). Le second nombre adimensionnel qui intervient alors naturellement est un nombre de Reynolds. La vitesse caractéristique au niveau de la particule peut être exprimée en fonction du taux de cisaillement local dans le fluide $\dot{\gamma}_f = \tau_f/\eta_f$, avec η_f la viscosité dynamique du fluide. On peut ainsi construire un nombre de Reynolds particulaire Re_d , construit sur le diamètre du grain, si ν_f est la viscosité cinématique du fluide :

$$Re_d = \frac{\dot{\gamma}_f d^2}{2\nu_f} \quad (1.2)$$

On rencontre parfois également dans la littérature le diamètre sédimentologique D_* (Julien, 1994). Ce paramètre, homogène à une longueur, présente un intérêt pratique dans le cadre

d'application en sédimentologie ou en hydrologie car il ne fait intervenir que des grandeurs caractéristiques des grains et du fluide, qui ne dépendent pas de la vitesse d'écoulement.

$$D_* = d \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_p} \frac{g}{\nu_f^2} \right)^{1/3} \quad (1.3)$$

Les nombres θ , Re_d et D_* sont liés entre eux dans un rapport qui dépend de la nature turbulente ou laminaire de l'écoulement, qui modifie la relation entre le taux de cisaillement $\dot{\gamma}_f$ dans le fluide près du sol et la contrainte de cisaillement.

Pour chaque couple particules/fluide, on s'attend à ce qu'une valeur unique du nombre de Shields détermine le seuil d'arrachement des particules, si le lit est horizontal. Depuis les travaux expérimentaux de Shields en 1936 (e. g. Buffington, 1999), un grand nombre de données concernant la mise en mouvement de sédiments divers sont disponibles, pour la plupart en régime turbulent, mais les résultats sont relativement dispersés (e. g. Dyer, 1986). En outre, l'effet de la pente sur le seuil de mise en mouvement des particules, s'il a fait l'objet de plusieurs développements théoriques (Allen, 1980) basés sur l'équilibre d'un grain, a donné lieu à beaucoup moins de vérifications expérimentales. C'est ce qui a motivé la mise en place de notre expérience sous écoulement laminaire en géométrie contrôlée.

Enfin, on peut noter que lorsqu'on considère une assemblée de particules de tailles diverses, comme c'est le cas pour la plupart des sédiments naturels, le problème ne peut se réduire à l'étude d'un seul grain car les actions de la gravité et de l'écoulement dépendent de la taille des grains.

Modélisation du transport par charriage de lit

La connaissance des paramètres qui contrôlent le seuil de mise en mouvement des grains est d'autant plus importante que de nombreuses formulations de lois de transport par charriage de lit incluent un seuil de transport.

Du Boys (1878) fut parmi les premiers à identifier la contrainte de cisaillement exercée par le fluide sur un fond supposé rigide comme paramètre de contrôle de la mobilité du sédiment. Dans l'expression du flux de particules q_p transportées en régime permanent qu'il proposa, il introduisit aussi une contrainte seuil pour rendre compte de l'absence de mouvement de grains aux faibles cisaillements. Au cours du siècle qui suivit ce développement, un grand nombre d'expressions, construites à partir de modèles ou extrapolées à partir de résultats expérimentaux, contiennent les mêmes ingrédients. Parmi les formulations les plus utilisées, on peut citer la formule expérimentale de Meyer-Peter & Müller (1948) qui lie le débit de grain adimensionné Q_p à l'écart du nombre de Shields à sa valeur critique correspondant au seuil de mise en mouvement des grains :

$$Q_p = \frac{q_p}{\sqrt{(\Delta\rho/\rho_p - 1)gd^3}} = 8(\theta - \theta_c)^{3/2} \quad (1.4)$$

On peut distinguer les travaux réalisés dans la lignée de l'approche probabiliste de Einstein (1942), qui ne considèrent pas de seuil de mise en mouvement des grains. L'ensemble des

confrontations entre données expérimentales et modèles se concentrent principalement sur la quantité de grains transportés. L'une des questions les plus discutées est la suivante : comment s'effectue le transfert de quantité de mouvement du fluide vers les grains ? (Seminara *et al.*, 2002)

Il n'existe donc pas à l'heure actuelle de modèle permettant de prédire de façon satisfaisante l'épaisseur mobilisée, ou encore la vitesse du fluide et des grains dans la couche en mouvement par charriage de lit, même en régime permanent. Cette connaissance est pourtant nécessaire à la modélisation de la formation et de la progression des formes sédimentaires. Dans une approche centrée sur les mouvements individuels de particules Charru *et al.* (2004) étudient expérimentalement la distribution de la vitesse des grains, de la longueur des sauts, du temps de vol et de la densité de particules mobiles dans un écoulement laminaire. Ces mesures, combinées à un modèle d'érosion-dépôt permettent de retrouver une formulation analogue à la formulation de Du Boys (1878). Toutefois l'influence des différents paramètres physiques du problème reste à établir.

1.1.2 Transport par avalanche

Le second mode de transport présent dans notre expérience est le transport par avalanche. Sous ce termes, nous désignons l'écoulement dense d'un mélange fluide/particules, pour lequel on n'observe pas de mise en suspension de particules, par contraste avec les courants de turbidité. Les observations montrent quelques similitudes entre les écoulements denses de particules dans l'air et dans l'eau. Si les premiers ont été largement étudiés dans diverses configurations (GDR Milieux Divisés, 2004), les seconds ont fait l'objet de relativement peu de développements théoriques ou expérimentaux. Considérons donc d'abord le cas de granulaires secs où seules les interactions solides entre particules sont présentes. L'effet d'un liquide interstitiel sera ensuite discuté.

Tas et avalanches dans l'air

Il est rare d'observer dans la nature des tas de matériau granulaire dont la pente est supérieure à 40° . Par exemple, les tas formés par l'écoulement d'un silo sur une péniche (photo 1.3 (droite)) présentent tous une pente similaire. En effet, si on ajoute des particules une par une à la surface d'un tas, celles-ci viennent se déposer sur les flancs et la pente augmente. Au-delà d'un angle de stabilité maximal β_c , la moindre perturbation, comme par exemple le choc d'une particule qu'on dépose, déclenche un écoulement de plusieurs couches de surface : c'est l'avalanche. Lorsque l'avalanche s'arrête, la pente a diminué vers un angle de repos β_r , ce qui se voit sur le schéma 1.3 (gauche) car le haut du tas a été érodé tandis que le bas a subi un dépôt de particules. Par l'intermédiaire de l'avalanche, le tas s'est stabilisé en diminuant son énergie potentielle de pesanteur. L'énergie perdue a été transformée en énergie cinétique qui a été dissipée au cours des collisions entre particules. La base du tas s'est élargie, le processus de construction du tas peut continuer.

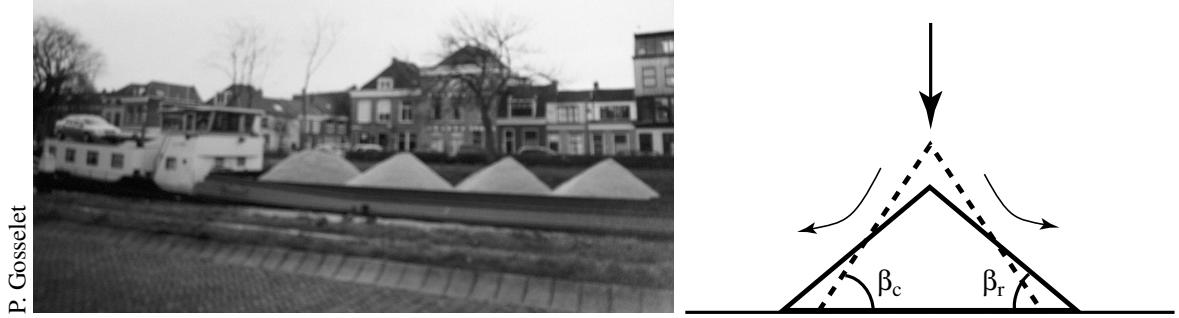


FIG. 1.3 – (gauche) Transport de sable sur l’eau. (droite) Avalanche au cours de la construction d’un tas. La pente du tas passe d’un angle maximal de stabilité β_c à un angle de repos β_r .

Le phénomène d’avalanche est donc lié à l’impossibilité pour un empilement de grains de dépasser une pente maximale. On peut mieux le comprendre en s’intéressant au dévalement d’une pente par un grain unique.

Angles d’avalanche pour un grain

Considérons la situation représentée sur le schéma 1.4 : un grain est posé sur la pente d’un tas fixe, dont on suppose que les grains sont collés entre eux. Ce modèle à une bille a été étudié en détail par Quartier *et al.* (2000). Lorsqu’on incline le tas d’un angle β faible, inférieur à un angle de repos β_r , le grain est stable, il reste piégé entre ses deux voisins. Si on incline le tas au-delà d’un angle de mouvement β_c , le moment des forces de gravité tend à faire basculer le grain autour du point de contact, il dévale la pente en une série de collisions avec les grains fixes du tas. Entre deux collisions, sous l’effet de la gravité, la particule

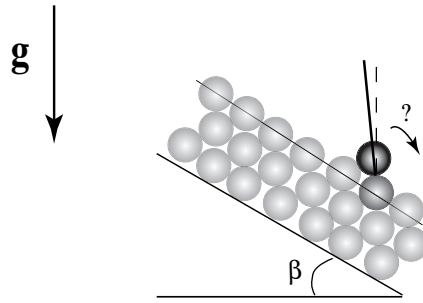


FIG. 1.4 – Grain posé sur la pente d’un tas de grains fixes, dans une position métastable, $\beta_r < \beta < \beta_c$. La ligne de contact avec le grain situé en dessous (— — —) est proche de la verticale (— — —).

acquiert de l’énergie cinétique. Une partie de cette énergie sera dissipée au choc suivant, et la part restante lui permet de franchir l’obstacle que constitue la colline constituée par

le grain suivant. Si le tas est infini, son parcours ne s'arrêtera qu'à la seule condition qu'on rapporte l'inclinaison de la pente à une valeur inférieure à β_r . L'angle de repos correspond à l'angle en dessous duquel le grain n'acquiert pas suffisamment d'énergie cinétique entre deux chocs pour à la fois compenser la dissipation d'énergie au cours des chocs et escalader les grains entre lesquels il reste piégé. Enfin, pour une pente du tas comprise entre β_r et β_c , si on donne au grain une impulsion suffisante pour contrer le moment des forces de gravité et escalader ses voisins, celui-ci dévalera la pente sans s'arrêter. L'ensemble de ces comportements définit une bifurcation sous-critique.

L'existence d'une pente maximale est donc indépendante de la présence ou non d'un liquide interstitiel, elle est fixée par l'arrangement géométrique des grains. On observe en effet des pentes proches pour une dune de sable dans l'air ou dans l'eau (Allen, 1970). Des efforts extérieurs supplémentaires peuvent toutefois intervenir et modifier l'angle maximal de stabilité. Si l'influence des parois du récipient contenant les grains qui tend à augmenter la pente maximale observable est bien prise en compte par un modèle adapté des travaux de Janssen (1895) (Courrech du Pont *et al.*, 2003b), l'effet de la circulation d'un liquide à la surface d'un tas, n'a jusqu'à présent pas été étudié (cf. chapitre 3).

Enfin, d'après la vision microscopique de l'avalanche décrite ci-dessus, la présence d'un liquide interstitiel est susceptible de modifier la dissipation lors des collisions et l'énergie cinétique acquise par le grain entre deux collisions. En conséquence, la présence du liquide modifie l'hysteresis entre l'angle maximal de stabilité et l'angle d'arrêt ainsi que la dynamique de l'avalanche, comme l'observent Courrech du Pont *et al.* (2003b).

Dilatance de Reynolds et mise en mouvement des grains

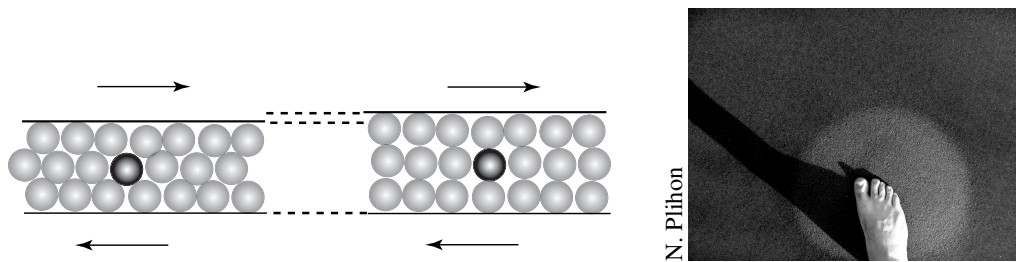


FIG. 1.5 – (gauche) *Dilatance de Reynolds : un échantillon de compacité initiale élevée soumis à un cisaillement se déforme en augmentant son volume.* (droite) *Sur la plage. Sous le poids du marcheur, le sable se déforme en augmentant son volume et l'eau qui affleurerait vient remplir les vides, le sable s'assèche momentanément en surface.*

Si la compacité initiale est importante, la mise en mouvement des grains au début de l'avalanche nécessite une décompaction du tas. En effet, lorsqu'on applique un cisaillement à un volume de grains, celui-ci réagit en se déformant. Si la compacité initiale est importante, la seule déformation possible consiste pour les grains à sortir du trou formé par leurs voisins. Il s'ensuit une augmentation du volume de l'échantillon : c'est ce que Reynolds

a appelé la *dilatance* (Duran, 1997). En présence d'un liquide interstitiel, la dilatance entraîne des transferts de fluide d'une cavité à l'autre ou depuis la surface. Ceci provoque un assèchement apparent des traces de pas sur le sable mouillé par exemple (photo 1.5). D'après la loi de Darcy, les efforts visqueux exercé par le fluide sur les grains au cours d'un transfert de fluide sont équilibrés par un gradient de pression (Darcy, 1856). Lorsque le lit de grains est totalement immergé, l'effet de dilatance peut donc entraîner des variations locales de la pression du fluide interstitiel. Toutefois cet effet reste mal compris, le rôle joué par le drainage du fluide à travers l'édifice granulaire dans les phases instationnaires des écoulements de granulaires mouillés constitue l'une des questions non résolues à l'heure actuelle.

1.2 Rhéologie des granulaires mouillés en écoulement continu

Que ce soit dans l'air ou dans l'eau, l'avalanche constitue un écoulement de surface dense d'un mélange fluide/particules. Dans l'eau, au cours de l'avalanche le tas se décompacte peu et la fraction volumique de particules reste élevée. Les interactions de type contact solide frictionnel et collisions inélastiques sont donc sûrement prépondérantes, ce qui constitue l'une des difficultés de la modélisation de tels écoulements. Des développements récents ont toutefois permis de progresser dans la compréhension de ces écoulements particuliers, lorsqu'ils sont permanents.

1.2.1 Des suspensions concentrées ?

Outre les premières expériences de rhéométrie réalisées par Bagnold (1954), dont les résultats ont été récemment remis en cause par Hunt *et al.* (2002) au cours d'une étude détaillée, les mélanges particules/fluide à concentration élevée en particules ont fait l'objet de peu de travaux expérimentaux. Un des enjeux est d'obtenir une description continue de la loi d'écoulement de ces matériaux.

Tant que les interactions directes entre particules sont négligeables, c'est-à-dire tant que les interactions hydrodynamiques sont prépondérantes, il est tentant de modéliser un mélange fluide-particules de concentration homogène par un fluide équivalent dont la viscosité est proportionnelle à la viscosité du fluide et dépend de la fraction de particules (e.g. Coussot & Ancey, 1999). Les modèles basés sur cette hypothèse sont efficaces. Par exemple, Gauthier *et al.* (2005) montrent expérimentalement qu'on peut décrire l'évolution d'ondes de gravité à l'interface entre un lit fluidisé et le fluide clair situé au-dessous à l'aide de certains de ces modèles, pour des fractions volumiques de particules allant jusqu'à $\phi = 0,52$. Au-delà d'une telle concentration, les interactions entre particules risquent de devenir prépondérantes, au moins pour les cisaillements les plus faibles. A partir de $\phi \approx 0,58$, il est possible d'observer un édifice de particules en contact, sans mouvement relatif entre elles. Dans tout le reste du manuscrit, je désignerai par suspension un mélange de fluide et particules pour lequel les interactions hydrodynamiques sont dominantes, et milieu granulaire mouillé un milieu pour

lequel les interactions particulières deviennent non négligeables, comme c'est typiquement le cas dans les avalanches denses.

Afin d'explorer l'éventuelle transition d'un milieu granulaire en écoulement vers un régime de suspension, Huang *et al.* (2005) ont associé des mesures en géométrie cylindrique du taux et des contraintes de cisaillement ainsi que du champ de vitesse sous IRM, à des expériences en géométrie plane donnant accès aux contraintes normales. Ils ont observé des similitudes entre le comportement des milieux granulaires secs et mouillés dans ce type d'appareil. Le mélange présente une fraction volumique de particules $\phi \approx 0,6$. Les profils de vitesse observés sont similaires à ceux observés en l'absence de liquide, et le rapport des contraintes normales et tangentielles change peu, ce qui est caractéristique des interactions solides. Il n'est alors plus possible de définir une viscosité macroscopique qui représente les caractéristiques locales de l'écoulement.

1.2.2 Le plan incliné comme rhéomètre

Pouliquen (1999b) a mis à profit une propriété des écoulements de fluides, newtoniens ou non, sur un plan incliné pour étudier le comportement d'écoulements denses de granulaires secs, ce qui a ouvert la voie à l'étude des écoulements denses de granulaires mouillés (Cassar *et al.*, 2005).

Rhéologie des granulaires secs

Considérons un écoulement uniforme et continu de fluide sur un plan incliné. Pour chaque inclinaison β , la mesure de la vitesse u et de l'épaisseur h de l'écoulement permet de construire des courbes rhéologiques reliant u , h , la contrainte de cisaillement sur le fond τ_p et la pression granulaire p_p dans l'avalanche. Lorsque l'avalanche n'est plus alimentée, elle laisse derrière elle un dépôt d'épaisseur non nulle. Pouliquen (1999b) a mis en évidence une loi expérimentale reliant angle, vitesse, épaisseur coulante et épaisseur du dépôt par l'intermédiaire d'un coefficient de friction macroscopique. Non seulement cette loi présente une forme identique pour plusieurs types de grains, mais elle permet de décrire certaines caractéristiques comme la forme du front d'avalanche (Pouliquen, 1999a). Plus étonnant encore, la combinaison d'une approche hydrodynamique et cette loi rhéologique autorisent la description d'écoulements instationnaires comme l'étalement d'une masse de grains (Pouliquen & Forterre, 2002) ou l'apparition d'ondes à la surface d'écoulements denses sur plan incliné (Forterre & Pouliquen, 2003).

La mise en commun par le Groupement de Recherche Milieux Divisés de résultats expérimentaux et numériques d'écoulements denses de milieux granulaires secs dans diverses configurations ont permis d'identifier le taux de cisaillement adimensionné I comme variable pertinente du problème. Ce nombre sans dimension compare le temps de chute d'une bille soumise sur son diamètre d , lorsqu'elle est soumise à une pression de confinement attribuée au poids des billes des étages supérieurs, au temps caractéristique de l'écoulement $1/\dot{\gamma}_p$, (GDR Milieux Divisés, 2004). Cette situation est illustrée par le schéma

1.6. Les expériences et simulations montrent que la contrainte tangentielle τ_p est proportion-

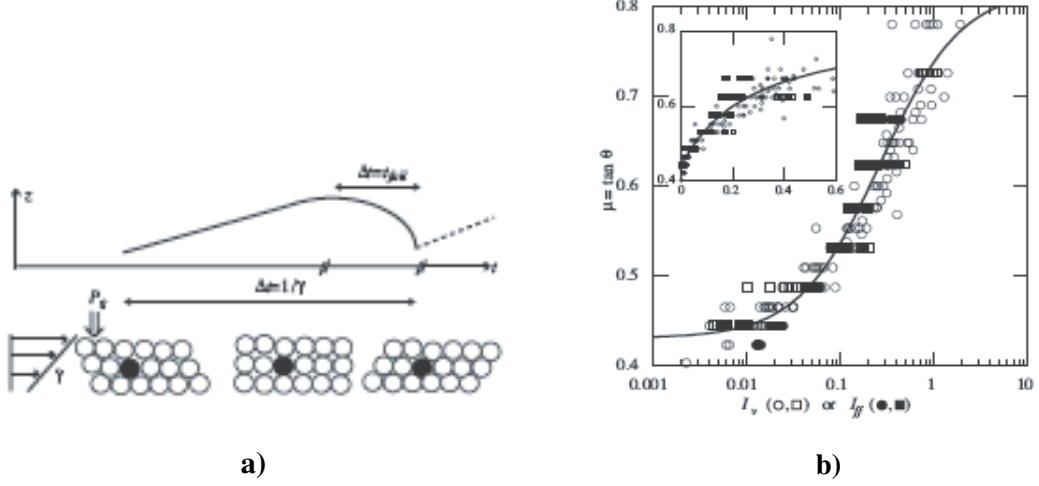


FIG. 1.6 – a) Schéma d'une particule dans un écoulement granulaire. Au cours d'un cycle de mouvement, la particule entraînée par la couche supérieure escalade ses voisins sur une durée $1/\dot{\gamma}_p$, puis retombe entre ses voisins avec un temps de chute qui dépend des interactions avec le fluide interstitiel. b) Loi rhéologique $\mu(I)$, ($\circ, \square$) expériences dans l'eau, ($\bullet, \blacksquare$) expériences dans l'air. Figures issues de Cassar et al. (2005).

nelle à la pression du milieu granulaire p_p avec un coefficient de frottement macroscopique $\mu(I)$ qui dépend des caractéristiques de l'écoulement via la variable I . Ce coefficient macroscopique $\mu(I)$, qui présente les caractéristiques d'un coefficient de friction, décrit les contraintes moyennes associées au mouvement du grain qui entre et sort des puits de potentiel constitués par ses voisins.

Une loi issue des mesures de Pouliquen (1999b) permet de retrouver certaines caractéristiques d'écoulements continus de granulaires secs dans plusieurs configurations. On peut l'approcher par la formule suivante (Jop et al., 2005) :

$$\mu(I) = \mu_s + (\mu_{max} - \mu_s)/(1 + I_0/I) \quad (1.5)$$

Les paramètres sont caractéristiques du matériau utilisé, on peut les relier à des propriétés des écoulements granulaires sur plan incliné. μ_s est le coefficient de frottement qui correspond à l'angle en-dessous duquel aucun écoulement n'est observé sur plan incliné, μ_{max} , le coefficient de frottement qui correspond à l'angle au-dessus duquel aucun écoulement stationnaire n'est observé, c'est-à-dire où seuls des écoulements accélérés sont présents, et enfin $I_0 \approx 0,3$ présente une valeur à peu près constante pour des billes sphériques. Jop et al. (2005) ont montré qu'il est possible de décrire les écoulements sur fond meuble avec cette loi de comportement à la condition de prendre compte les effets des frottements secs au parois. En particulier, le débit de grain et les épaisseurs coulantes mesurées expérimentalement dans des canaux de diverses largeurs sont très bien prédits par ce modèle.

Effet d'un liquide interstitiel

En présence d'un liquide interstitiel, le nombre caractéristique I doit être modifié pour tenir compte de l'influence du fluide, d'après les travaux de Courrech du Pont *et al.* (2003a). Courrech du Pont *et al.* (2003a) ont en effet montré l'existence de trois régimes pour des

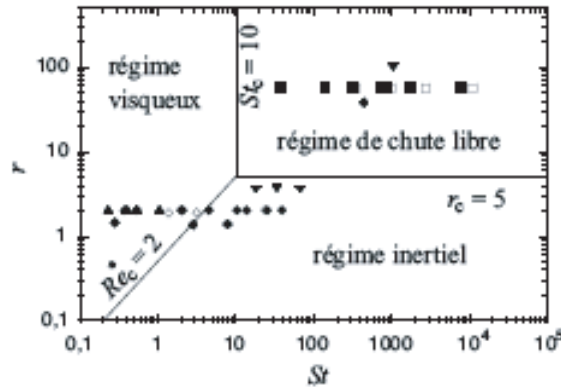


FIG. 1.7 – Les trois régimes d'avalanche en milieu fluide. Figure issue de Courrech du Pont *et al.* (2003a).

avalanches de particules monodisperses instationnaires en tambour tournant, contrôlés par deux paramètres. Ces deux paramètres sont le nombre de Stokes St qui compare l'inertie du grain aux effets visqueux du fluide et le rapport de densités r . La durée de l'avalanche mesurée expérimentalement est alors égale à 2 à 4 fois la durée nécessaire au grain pour parcourir la longueur L du tas en une série de chutes élémentaires sous son propre poids, sur son diamètre d , à une vitesse limite qui dépend de la traînée exercée par le fluide. Comme on le voit sur la figure 1.7, pour les nombres de Stokes les plus faibles et les rapports de densité les plus grands, le régime est visqueux : entre deux collisions, la traînée de Stokes exercée par le fluide sur le grain est suffisamment importante pour que le grain atteigne sa vitesse limite visqueuse bien avant d'avoir chuté sur la distance caractéristique d . Si le nombre de Stokes est élevé mais le rapport de densité plus faible, la force de traînée qui s'exerce est maintenant de type inertielle, et cette fois le grain atteint sa vitesse limite inertielle bien avant d'avoir chuté sur la distance caractéristique d . Enfin, pour les grands nombre de Stokes et les rapports de densité élevés, le grain n'a pas le temps de sentir une force de traînée au cours de sa chute sur d , il accélère comme s'il était en chute libre.

Cassar *et al.* (2005) ont redéfini le temps caractéristique de chute d'un grain pour chacun des régimes de façon à prendre en compte la présence des particules voisines, qui intervient dans la pression de confinement ainsi que dans la traînée fluide qui s'exerce sur la particule. Cassar *et al.* (2005) mesurent alors une loi rhéologique $\mu(I)$ identique pour des billes de verre dans l'eau ou dans l'air, c'est-à-dire dans les régimes visqueux et inertiels, à condition de choisir le nombre I associé au régime, comme l'illustre la figure 1.6.

Ce modèle ne permet cependant pas de décrire le développement et la persistance d'une

pression de pore, c'est à dire d'une surpression du fluide interstitiel par rapport à la pression hydrostatique, observés à la base d'écoulements de granulaires immergés (Cassar *et al.*, 2005) ou bien d'écoulements géophysiques saturés en eau (Iverson, 1997).

Relativement peu d'expériences ont été réalisées jusqu'à présent qui peuvent être confrontées à ces développements récents dans la modélisation d'écoulements continus de granulaires mouillés. L'apport de la modélisation numérique directe, c'est à dire le calcul des déplacements des particules en fonction de l'ensemble des interactions entre particules et avec le fluide reste pour l'instant limité en raison de la complexité des interactions à traiter. Enfin, bien qu'ils constituent l'essentiel des phénomènes naturels observés, les écoulements stationnaires dans l'eau ont été très peu étudiés. L'ensemble de ces raisons a motivé l'étude d'avalanches sous-marines stationnaires en canal que j'ai menée (cf. chapitre 4).

1.3 Rides de sable en laboratoire

Une partie de la grande diversité des formes sédimentaires rencontrées dans la nature peut être reproduite en laboratoire. En particulier, la nature de l'écoulement, continu ou oscillant détermine l'allure des structures et influence leur comportement à long terme. Dans cette dernière partie sont rapidement présentées quelques rides de sable et certaines caractéristiques que l'on pourra comparer aux caractéristiques des rides à tourbillon sur fortes pentes présentées dans le chapitre 5.

1.3.1 Rides de sables et recirculations de fluide

Écoulement alterné

Les configurations avec un écoulement alterné, qui modélise le ressac en bord de mer, sont étudiées en présence ou non d'une surface libre. On observe la formation de structures aussi bien en géométrie circulaire avec un plateau supérieur oscillant (Stegner & Wesfreid, 1999) que dans un canal à vagues en eau peu profonde (Jarno-Druaux *et al.*, 2004) ou encore lorsqu'un chariot effectue des allers-retours dans un aquarium par exemple (Bagnold (1946), Lundbek Hansen *et al.* (2001)). Ces expériences mettent en évidence la présence d'une interaction entre l'écoulement d'eau et les motifs sédimentaires. Stegner & Wesfreid (1999) puis Rousseaux *et al.* (2004) ont étudié la formation de motifs dans une cellule de Couette oscillante. L'évolution du lit granulaire est portée sur la figure 1.8. Des rides de faible amplitude, dites *rides à grains roulants* apparaissent d'abord, avec une longueur d'onde qui dépend à la fois de l'amplitude des oscillations, du diamètre et de l'épaisseur de la couche de Stokes, (Rousseaux *et al.*, 2004). Ces rides croissent et coalescent. Si la sollicitation est appliquée pendant suffisamment longtemps, les rides à grains roulants n'atteignent pas d'état stable mais transitent vers des *rides à tourbillon*. A long terme, les rides à tourbillon saturent avec une longueur d'onde d'environ $2/3$ de l'amplitude des oscillations. Ces rides de forme quasi-triangulaire présentent rapidement une pente maximale de 20° , valeur légèrement inférieure à l'angle maximal de stabilité des particules (Stegner &

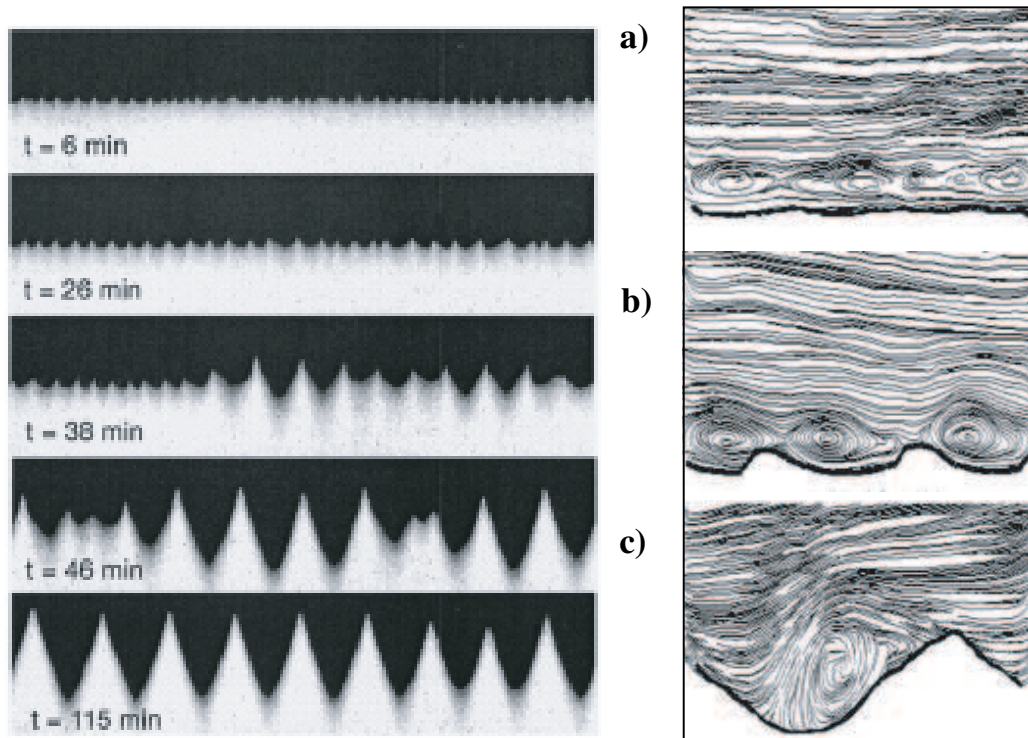


FIG. 1.8 – *Expérience sous écoulement oscillant. (gauche) Les rides à grains roulants apparaissent d’abord puis transitent vers les rides à tourbillon. Les dimensions verticales sont multipliées par 9 par rapport aux dimensions horizontales. Figure issue de l’article Stegner & Wesfreid (1999). (droite) Présences de cellules de recirculation transitoires dans l’écoulement au-dessus de (a) rides à grains roulants dans les premiers instants (b) au début de la transition (c) rides à tourbillon. Figure issue de l’article Rousseaux et al. (2003).*

Wesfreid, 1999). L’un des premiers à avoir décrites ces structures est Bagnold (1946), qui a choisi ce terme de ride à tourbillon en raison du tourbillon de fluide qui est arraché à la crête de la dune à chaque oscillation. On notera que les structures présentées ci-dessus restent imprimées comme motif du lit si on arrête la sollicitation.

Rousseaux *et al.* (2003) ont mis en évidence expérimentalement l’existence d’une zone de recirculation transitoire de l’écoulement au-dessus des rides à grains roulants, liée à la viscosité du fluide, tandis que le tourbillon observé à l’aval des rides à tourbillon de forte pente est lié à la séparation de l’écoulement. Ce comportement est analogue à ce qu’on peut observer pour la zone de recirculation derrière une marche descendante, dans un écoulement continu. Aux faibles nombres de Reynolds, la recirculation est simplement due à des effets visqueux, alors que pour les nombres de Reynolds plus élevés, on observe une séparation de l’écoulement derrière la marche.

Écoulement continu

Sous écoulement continu, les structures observées au fond des ruisseaux ou en laboratoire, lorsqu'elles restent bidimensionnelles, sont asymétriques et présentent un profil triangulaire, avec une face amont d'angle proche de l'angle maximal de stabilité (Coleman & Melville, 1994). On les appelle des *rides de courant*. En canal hydraulique avec écoulement turbulent, elles apparaissent avec une longueur d'onde initiale de 100 à 300 d (Coleman & Melville, 1996). Betat *et al.* (1999) observent également des rides de courant dans une géométrie Couette plan (figure 1.9 (droite)). Ces rides de courant se déplacent selon le mécanisme suivant. L'écoulement arrache et transporte des grains le long de la pente amont de la ride. Les grains qui s'accumulent à l'avant dévalent ensuite en avalanche la pente aval. En régime d'écoulement laminaire, dans une huile visqueuse, Coleman & Eling (2000) observent des rides relativement arrondies dans la direction transverse. Cet effet est dû à la nature laminaire de l'écoulement : davantage de sédiments sont charriés au centre, où la vitesse du fluide est plus importante.

La présence des motifs de lit perturbe l'écoulement qui présente une zone de recirculation en aval de la ride, et éventuellement un détachement (Raudkivi, 1966). En calculant à

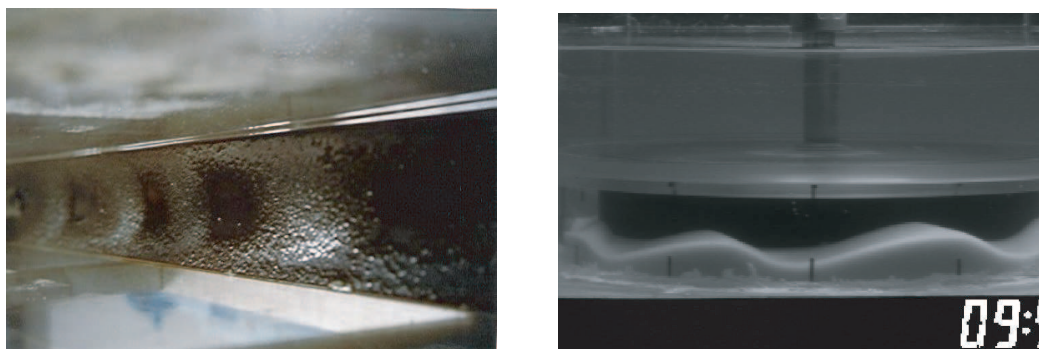


FIG. 1.9 – a) *Expérience sous écoulement continu et laminaire par Coleman & Eling (2000). L'écoulement est de gauche à droite, la photo est prise du dessus.* b) *Expérience en géométrie Couette plan par Betat et al. (1999). L'écoulement est continu de gauche à droite, turbulent.*

l'aide d'un code implémentant les équations de Navier Stokes la perturbation induite sur un écoulement de cisaillement laminaire continu par une bosse posée sur un fond plat, Kouakou & Lagrée (2005a) ont mis en évidence la séparation de l'écoulement à l'arrière de cette dune-modèle, au-delà d'une certaine hauteur de dune. Cette hauteur minimale dépend à la fois du nombre de Reynolds de l'écoulement et de la largeur de la bosse. On peut donc s'attendre à ce que comme pour l'écoulement derrière une marche, le rapport qui relie la longueur de séparation à la hauteur de la ride dépende du nombre de Reynolds (Armaly *et al.*, 1983).

1.3.2 Rétroaction de l'écoulement sur le fond sableux

Il existe un fort couplage entre la forme des structures sédimentaires et l'écoulement de fluide, par l'intermédiaire de la quantité de grains transportés.

Un modèle d'interaction de rides

L'effet perturbatif des cellules de recirculation présentes dans l'écoulement sur le transport de grains au pied des rides est mis en évidence dans le modèle suivant. Ce modèle phénoménologique a été proposé par Andersen (2001) pour décrire la croissance des rides à grains roulants, sous écoulement oscillant. Les rides sont considérées comme des briques qui interagissent en échangeant de la masse, les deux grandeurs définissant chaque ride sont sa position x_i et sa hauteur h_i . La règle de base est qu'une ride se propage avec une vitesse c_i inversement proportionnelle à sa hauteur h_i . En effet, on voit sur la figure 1.10, que le débit de grain q_{crest} amène pendant la durée dt la quantité $q_{crest}dt = h_i dx$. Si l'aire de la ride est constante alors, $dx = c_i dt$, et finalement :

$$c_i = \frac{q_{crest}}{h_i} \quad (1.6)$$

On notera que comme l'écoulement est alterné, le débit q_{crest} est positif sur une demi-période de l'écoulement et négatif sur l'autre demi-période. La ride se déplace donc alternativement dans l'une ou l'autre des directions. La présence d'une ride perturbe l'écoulement

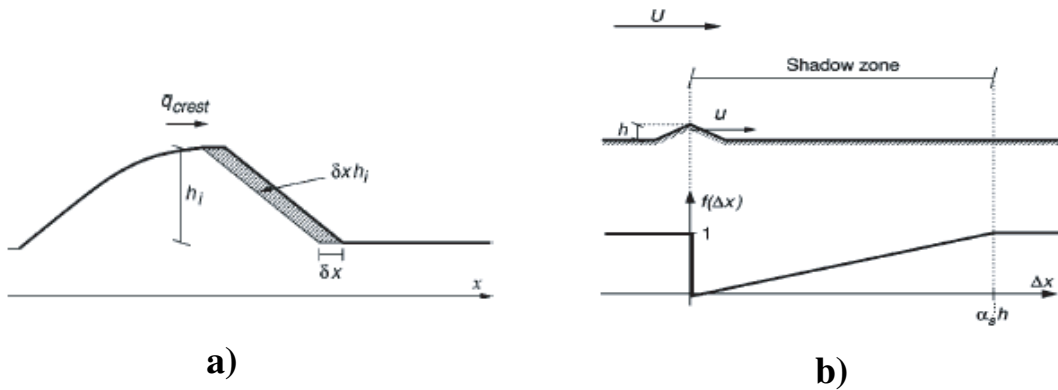


FIG. 1.10 – a) Schéma de la propagation d'une ride. b) Fonction d'écrantage hydrodynamique. Figures issues de l'article Andersen (2001)

de la même façon que le ferait une marche, l'écoulement se détache et forme une bulle de recirculation en aval, de longueur environ 6 fois la hauteur de la marche. La contrainte de cisaillement sur le fond s'annule dans la zone de séparation puis ré-augmente, jusqu'à atteindre à nouveau un maximum à environ 16 fois la hauteur de la marche Andersen (2001). On notera que ces valeurs dépendent du nombre de Reynolds de l'écoulement (Armaly *et al.*, 1983). Du point de vue du débit de grains, la ride forme donc en aval une zone

d'écrantage hydrodynamique, de longueur environ 10 à 13 fois sa hauteur. Pour traduire cet effet sur le débit de grain, Andersen (2001) forme une fonction d'écrantage représentée sur la figure 1.10. Le débit q_{crest} vu par chaque ride dépend ainsi de la position relative de la ride par rapport à la dune amont. Le processus est initié en considérant une distribution initiale de briques constituées uniquement d'un grain. Le débit est relié au nombre de Shields de l'écoulement oscillant par l'intermédiaire d'une loi de transport, et adapté pour chaque ride en fonction des interactions avec les rides directement voisines. Le modèle prédit une évolution du système par une suite de coalescences, puis un état saturé, attribué au fait que le nombre de grains en mouvement est maintenu constant. Les paramètres sont choisis sur la base d'une analyse dimensionnelle réaliste. Les prédictions quantitatives et qualitatives se comparent bien avec les résultats expérimentaux pour les longueurs d'onde des rides à grains roulant avant leur transition vers les rides à tourbillon. Ce modèle indique en particulier que la longueur d'onde finale est liée à l'amplitude finale dans un rapport correspondant à la zone d'écrantage hydrodynamique.

Principe des approches théoriques

Que l'écoulement soit oscillant ou continu, l'ensemble des modèles qui décrivent la formation et le développement de structures sédimentaires fonctionnent sur un schéma similaire au modèle exposé ci-dessus : la perturbation de l'écoulement liée à la présence du motif entraîne une perturbation de la quantité de grains transportés. Par conservation de la masse, les variations spatiales du débit de grains entraînent une modification de la forme des motifs et/ou contribuent à leur propagation. Le processus est ensuite itéré.

Un première difficulté est la description de l'écoulement de fluide au-dessus du motif. Lorsque la perturbation du lit est de faible amplitude une analyse de stabilité linéaire ou faiblement non linéaire du problème peut être menée (Blondeaux *et al.* (2000), Charru & Mouilleron (2002), Valance & Langlois (2004)). Dès que les rides croissent en amplitude, la possibilité de séparation de l'écoulement doit être prise en compte dans le modèle de l'écoulement du fluide comme par exemple dans Kouakou & Lagrée (2005b). La seconde difficulté réside dans les lacunes de la modélisation du transport de grains en régime stationnaire ou instationnaire. Parmi les effets à prendre en compte figurent la gravité, l'inertie du fluide, l'inertie des grains et la viscosité du fluide (Charru & Hinch, 2005). L'ensemble de ces effets entrent en compétition et leur influence respective reste à mettre en évidence expérimentalement.

Dans le chapitre suivant, le dispositif expérimental et les techniques de mesure employées sont présentés.

Chapitre 2

Dispositif Expérimental

Sommaire

2.1 Choix du canal expérimental

- 2.1.1 Choix du type de canal
- 2.1.2 Principe de l'expérience
- 2.1.3 Profil de vitesse théorique dans l'écoulement de fluide clair
- 2.1.4 Choix des matériaux
- 2.1.5 Choix des dimensions du canal

2.2 Réalisation du montage expérimental

- 2.2.1 Cellule de Hele-Shaw
- 2.2.2 Circuit hydraulique
- 2.2.3 Support mécanique et système d'inclinaison

2.3 Mesure de champs de vitesse dans l'avalanche

- 2.3.1 Acquisition des images
- 2.3.2 Vélocimétrie par images de particules

2.4 Mesure de l'évolution de la surface du lit granulaire

- 2.4.1 Chaîne d'acquisition
 - 2.4.2 Traitement des images
 - 2.4.3 Analyse des signaux
-

Dans ce chapitre, nous présentons le dispositif expérimental et les motivations qui nous ont poussés à concevoir ce montage. Les grandeurs caractéristiques de l'écoulement sont évaluées et leur influence sur les dimensions des composants du montage est expliquée. Les techniques de traitement d'images mises en œuvre pour mesurer le champ de vitesse des particules dans l'avalanche ainsi que la déformation de la surface granulaire sont ensuite détaillées.

2.1 Choix du canal expérimental

2.1.1 Choix du type de canal

La compréhension des mécanismes fins de transport granulaire et de formation de structures sous l'effet d'un courant continu d'eau et de la gravité nécessite des conditions expérimentales bien contrôlées. La modélisation expérimentale que nous entreprenons ici consiste à réduire au maximum les paramètres physiques du système, afin d'isoler leur influence respective sur des grandeurs caractéristiques telles que la quantité de grains transportés, la vitesse des grains, la longueur d'onde des structures, etc ... Cet effort de modélisation de l'érosion hydrodynamique et de l'instabilité des pentes granulaires cisailées par un fluide est réalisé depuis plus d'un siècle (Du Boys, 1878). Parmi les expériences les plus récentes, on rencontre principalement deux types de géométries : des canaux hydrauliques ouverts, rectilignes et légèrement inclinés, (Coleman & Eling (2000), Ancey *et al.* (2003)), des expériences circulaires sans surface libre de type Couette, (Betat *et al.* (1999), Charru & Mouilleron (2002)). L'avantage majeur de la configuration circulaire est la conservation de la quantité de sédiments au cours de l'expérience. Cependant, dans tous ces montages de largeur de canal de quelques centimètres, pour assurer près du lit granulaire une contrainte de cisaillement suffisante à l'arrachement des grains, il est nécessaire de se placer soit dans le cadre d'écoulements d'eau turbulents (Coleman & Eling (2000), Ancey *et al.* (2003), Betat *et al.* (1999)), soit d'une hauteur d'eau de quelques diamètres de grains (Pilotti & Menduni, 2001), ou enfin d'utiliser un fluide de viscosité très supérieure à celle de l'eau, (Charru & Mouilleron (2002)). En particulier, les fortes fluctuations de vitesses associées aux écoulements turbulents ne permettent pas de contrôler les contraintes mécaniques s'exerçant à l'échelle d'un grain. De plus les canaux circulaires ne permettent pas d'étudier l'influence de la pente, et les canaux rectilignes fonctionnent souvent dans une gamme de pentes restreinte.

Notre choix s'est porté sur un canal rectiligne de dimension transverse faible. Le fort confinement dans une telle cellule de Hele-Shaw permet d'atteindre le régime d'arrachement des grains tout en maintenant un écoulement d'eau laminaire. L'absence de surface libre empêche d'une part l'interaction des ondes de surface avec les structures, et autorise d'autre part l'inclinaison du canal jusqu'à de fortes pentes. Enfin, les structures qui se forment sont quasi-bidimensionnelles : elles sont stables dans la direction transverse du canal et sont facilement visualisables par le côté de l'expérience.

Ce type de canal rappelle également les montages utilisés pour étudier les avalanches de particules dans l'air, que ce soit en configuration ouverte avec alimentation continue de particules (Taberlet *et al.*, 2003) ou en configuration fermée maintenue en rotation continue telle le tambour tournant (Rajchenbach, 1990).

2.1.2 Principe de l'expérience

Le dispositif expérimental, schématisé figure 2.1, consiste en un canal quasi-bidimensionnel formé de deux plaques de verre de longueur 1,30 m et de hauteur $H = 20$ cm, espacées

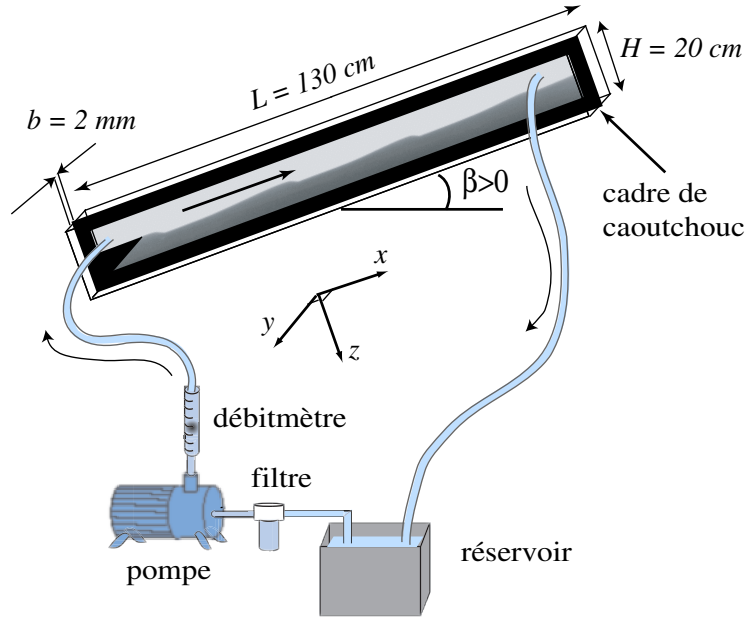


FIG. 2.1 – Schéma du dispositif expérimental.

de $b = 2 \text{ mm}$, à moitié rempli d'un milieu granulaire modèle. L'eau, injectée à l'aide d'une pompe avec un débit volumique Q , s'écoule de gauche à droite, sur une hauteur $h_f = 14 \text{ cm}$ au-dessus du lit granulaire. On peut incliner le canal autour de son axe transverse jusqu'à un angle $\beta = \pm 60^\circ$ par rapport à l'horizontale. L'écoulement, sans surface libre, peut alors descendre ou remonter la pente, ce qui correspond aux valeurs respectivement positives et négatives de β . La stabilité du lit est étudiée en fonction des deux paramètres de contrôle Q et β . Suivant les valeurs de ces paramètres, on peut observer deux modes de transport granulaire, par érosion hydrodynamique et par avalanche gravitaire, ainsi que la formation de structures. Les mesures sont principalement réalisées par vidéo associée à diverses méthodes de traitement d'images, décrites à la fin de ce chapitre.

2.1.3 Profil de vitesse théorique dans l'écoulement de fluide clair

Afin de dimensionner correctement le canal et la pompe, il est nécessaire d'évaluer le profil de vitesse dans l'écoulement de fluide clair et la contrainte de cisaillement près du lit granulaire. On considère dans un premier temps le lit comme un sol plan et rigide. La prise en compte de la nature granulaire du lit est un problème complexe, mais on suppose qu'elle modifie peu les résultats présentés ci-dessous.

L'écoulement d'un fluide newtonien entre deux plans parallèles infinis séparés par une distance b , en l'absence de gravité, présente une vitesse moyennée dans l'épaisseur $\bar{U}$ constante et une forme du profil de vitesse de Poiseuille parabolique dans la direction transverse. La relation liant la vitesse débitante $\bar{U}$ au gradient de pression $\Delta P/L$ appliqué dans la direc-

tion longitudinale est (Guyon *et al.*, 2001) :

$$\bar{U} = -\frac{b^2}{12\eta_f}\Delta P/L \quad (2.1)$$

Si l'écoulement est borné en hauteur, comme c'est le cas dans la cellule de Hele-Shaw, cette relation est légèrement modifiée (Gondret *et al.*, 1997). En particulier, pour des hauteurs d'eau h_f supérieures à 10 fois l'espacement inter plaques b , le profil de vitesse longitudinale représenté sur la figure 2.2 reste parabolique dans la direction transverse tandis qu'il évolue verticalement. En effet, on voit sur la figure 2.2 (a) que dans le plan médian, le profil est plat loin du sol granulaire. Il présente un raccord exponentiel près de ce sol (et de la limite supérieure), sur une longueur de l'ordre de b . Ainsi, bien qu'un tel

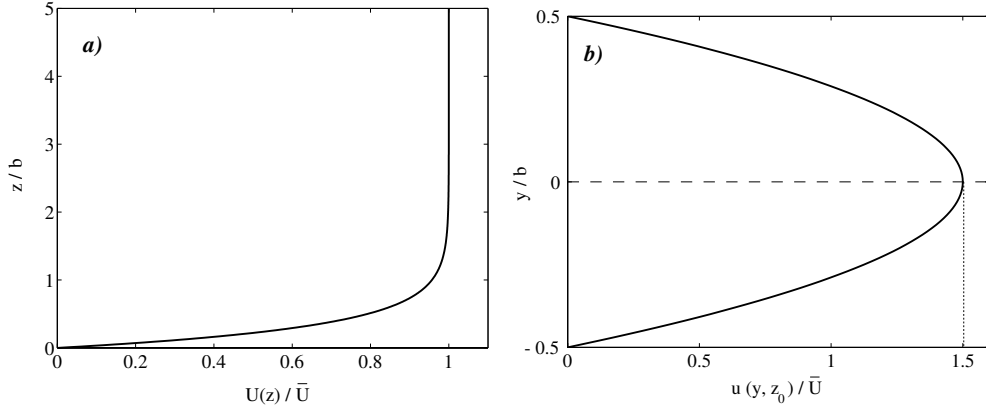


FIG. 2.2 – Allure du profil de vitesse longitudinale dans le fluide clair, évalué d'après (Gondret *et al.*, 1997). La surface du lit granulaire est située en $z = 0$. a) Profil moyenné dans l'épaisseur, pour $h_f/b = 50$. b) Profil dans la direction transverse, à une altitude $z_0/b > 1$. $u(0, z_0) = \frac{3}{2}\bar{U}$.

canal soit extrêmement dissipatif, l'écoulement moyen irrotationnel loin des bords modélise l'écoulement d'un fluide parfait, (Hele-Shaw, 1898) sauf derrière les structures où il peut y avoir présence de vorticité. L'écoulement du fluide clair est caractérisé par le nombre de Reynolds construit sur l'épaisseur b de la cellule $Re_b = \frac{\bar{U}b}{\nu}$. Pour des valeurs de $Re_b > 900$, l'écoulement ne peut plus être considéré comme laminaire (Waleffe, 2001). Nous veillerons donc à ne pas dépasser cette valeur au cours de nos expériences.

Que ce soit dans le cadre du transport granulaire ou de la dynamique de structures, nous nous intéressons à des mécanismes à l'échelle du grain, dans la couche limite visqueuse. Une des grandeurs qu'il nous importe d'évaluer est le nombre de Shields θ qui compare les forces de cisaillement aux forces de gravité s'exerçant sur un grain :

$$\theta = \frac{\tau_f}{\Delta\rho g d} \quad (2.2)$$

$$\tau_f = \eta_f \dot{\gamma} \quad (2.3)$$

Dans ces expressions, $\Delta\rho$ est la différence de masse volumique entre les grains et le fluide, d le diamètre des particules et τ_f , la contrainte de cisaillement imposé par le fluide à la surface du lit. La contrainte τ_f est proportionnelle à la viscosité dynamique du fluide η_f et au taux de cisaillement $\dot{\gamma}$, qu'on évalue sous la forme (voir annexe 6, p.143) :

$$\dot{\gamma} \approx 3,26 \frac{\overline{U}}{b} \quad (2.4)$$

2.1.4 Choix des matériaux

Les propriétés microscopiques des grains de sable naturel, d'origine mécanique, physico-chimique ou géométrique comme par exemple la cohésion, la rugosité, l'angularité, ou encore le rapport d'aspect, sont très variables à l'intérieur d'un même échantillon (Julien, 1994). Poursuivant toujours le même souci de modélisation et de simplification, nous avons utilisé un matériau granulaire modèle manufacturé, constitué de billes de verre de broyage de la compagnie Eyraud, de masse volumique $\rho_p = 2500 \text{ kg m}^{-3}$ proche de celle du sable. Ces billes sont fournies en sacs contenant une gamme élargie de diamètres. Les billes prélevées dans le sac de répartition centrée sur le diamètre moyen d sont soigneusement tamisées à l'aide de tamis normalisés, de façon à obtenir un échantillon quasi-monodisperse ne contenant pas de particules en dehors de la gamme $d \pm 10\%$. Les billes utilisées au cours de nos expériences ont un diamètre d compris entre 90 et 220 μm , ce qui correspond à du sable très fin.

Le fluide utilisé est de l'eau déminéralisée de qualité Milirho, à laquelle nous ajoutons une pastille de javel afin de prévenir le développement de micro-organismes. La viscosité dynamique à $T = 25^\circ \text{C}$ est $\eta_f \approx 0,89 \cdot 10^{-3} \text{ Pa s}$ et la densité mesurée avec un densimètre électronique est $\rho_f \approx 1000 \text{ kg m}^{-3}$.

2.1.5 Choix des dimensions du canal

Le montage est dimensionné de façon à se placer dans les conditions de transport granulaire, par avalanche ou par érosion hydrodynamique. On doit donc pouvoir atteindre un angle d'inclinaison supérieur à 35° et un nombre de Shields θ supérieur à 0,1 (Julien, 1994). Dans la gamme de diamètres sélectionnée, il est donc nécessaire d'appliquer un taux de cisaillement $\dot{\gamma} \approx 150 \text{ s}^{-1}$. Or à débit Q constant, les taux de cisaillement les plus importants sont obtenus pour un faible espacement b et une forte vitesse débitante $\overline{U}$, c'est-à-dire une faible hauteur d'eau h_f . La largeur b de canal doit rester supérieure à la taille caractéristique des chaînes de forces dans un assemblage granulaire, qui est de quelques diamètres de grains soit $b \approx 2 \text{ mm}$. Il est aussi nécessaire de maintenir une hauteur d'eau suffisante au-dessus des structures qui sont de taille centimétrique, d'où $h_f > 10 \text{ cm}$. Pour ces valeurs de b et H , il faut appliquer une vitesse débitante $\overline{U} \approx 0,1 \text{ m s}^{-1}$, et un débit $Q \approx 1,5 \text{ l min}^{-1}$ pour obtenir l'arrachement des grains. Ce calcul permet de déterminer la puissance de la pompe et la gamme de fonctionnement du débitmètre adaptées.

La longueur L totale du canal est enfin choisie en cohérence avec les autres dimensions et de façon à avoir une zone utile d'observation d'au moins 10 structures de longueur d'onde $\lambda \approx 10$ cm, soit $L \approx 1$ m. La profondeur du lit granulaire est choisie d'au moins $h_p \approx 4$ cm pour s'assurer que les structures se déplacent toujours à la surface d'un lit sableux.

2.2 Réalisation du montage expérimental

2.2.1 Cellule de Hele-Shaw

La cellule (cf. schéma 2.1) est principalement constituée de deux plaques de verre d'épaisseur 10 mm, suffisante pour assurer la planéité du canal sur la longueur $L = 1,3$ m. L'étanchéité est assurée par une feuille de caoutchouc, d'épaisseur constante $b = 2$ mm sauf mention contraire, dans laquelle est découpé un cadre rectangulaire. Ce cache est ensermé entre les deux plaques de verre à l'aide de deux cornières en aluminium de section en U, de longueur égale à celle des plaques. Ces longues pattes de fixation accueillent des vis régulièrement espacées, de façon à répartir la pression mécanique et limiter les risques de rupture du verre. La largeur b du canal est maintenue constante grâce à la rigidité du caoutchouc choisi.

Deux trous sont percés dans une des plaques, non loin de ses extrémités. Le fluide est injecté ou extrait perpendiculairement au plan médian du canal à l'aide de 2 tubes de laiton insérés dans ces orifices. Le masque de caoutchouc est prolongé au niveau du point d'injection d'une languette triangulaire de longueur $l = 10$ cm afin d'assurer l'établissement de l'écoulement de fluide clair avant sa rencontre avec le lit granulaire. Cette technique est souvent utilisée pour l'étude des couches de mélange entre fluides (Ho & Huang, 1982). La longueur d'entrée l_e du canal correspond à la distance longitudinale nécessaire pour que les couches limites le long des parois latérales, se joignent. Or l'épaisseur de la couche limite augmente avec l'abscisse longitudinale x comme $8(\nu x/\bar{U})^{1/2}$. Elle atteint donc la valeur $b/2$ en $l_e \approx \bar{U}b^2/256\nu = bRe_b/256$ (Guyon *et al.*, 2001). Pour la valeur maximale du nombre Reynolds rencontrée au cours de nos expériences, $Re_b = 800$, la longueur d'établissement est $l_e \approx 6,25$ mm, ce qui est bien inférieur à la longueur de la languette. La position verticale de la languette détermine l'épaisseur h_p du lit granulaire et la hauteur d'eau h_f s'écoulant au-dessus du lit, sauf mention spéciale $h_f = 13,95$ cm et $h_p = 4,5$ cm.

Enfin, un second canal en tous points semblable à celui-ci, mais de dimensions moins importantes ($L = 0,7$ m et $H = 15$ cm) a été également utilisé pour certaines mesures des seuils d'érosion, avec différents caches, donc différentes hauteurs d'eau.

2.2.2 Circuit hydraulique

Circulation du fluide

La chaîne hydraulique fonctionne en circuit fermé. L'eau est stockée dans un réservoir à la pression atmosphérique et les différents éléments sont reliés entre eux en série par l'intermédiaire de tuyaux souples renforcés (cf. schéma 2.1). Une pompe aspire le fluide au

travers d'un filtre à particules de maille inférieure à $50\ \mu\text{m}$, et l'envoi dans un débulleur. Ce petit réservoir à moitié rempli de liquide et d'air sous pression permet, comme son nom l'indique, d'éliminer les éventuelles bulles d'air présentes à la sortie de la pompe tout en maintenant le liquide sous pression. Le fluide traverse ensuite le débitmètre avant d'être injecté dans le canal. Il rejoint directement le réservoir en sortie de canal, emportant parfois quelques particules qui sédimentent en partie dans le réservoir ou bien sont retenues dans le filtre. La pompe est de type centrifuge, c'est une pompe BGM3 de la marque Lowara, qui ajuste le débit à la perte de charge (par exemple, à 50 Hz, elle délivre $50\ \text{l min}^{-1}$ à 1 bar). Elle est pilotée par une carte Siemens munie d'une interface utilisateur manuelle. On peut ainsi commander sa fréquence de rotation, entre 5 et 50 Hz, qui détermine de façon non linéaire le débit de fluide dans la cellule. Il est possible de régler la consigne et le temps de montée en régime de la pompe, on choisit en général une durée $t = 0,5\ \text{s}$.

Le débit de fluide est mesuré à l'aide d'un débitmètre à flotteur de la marque *Gilmont Instruments*, dont la gamme de fonctionnement est $0,5$ à $8\ \text{l min}^{-1}$, avec une précision de $0,04\ \text{l/mn}$ qui correspond à une demi-graduation. Le flotteur est cylindrique, et la forme du tube qui le reçoit est adaptée pour présenter une élévation quasi-linéaire avec le débit mesuré. Un étalonnage réalisé à l'aide d'une méthode de pesée, montre une légère déviation par rapport à la courbe fournie par le constructeur, en particulier dans le domaine des débits les plus faibles. Pour la gamme de débits qui intéresse nos expériences, le fonctionnement de l'appareil de mesure est correct et reproductible. Nous connaissons donc la vitesse de l'eau $\overline{U}$ loin du lit avec une précision de $0,5\ \text{cm s}^{-1}$ pour une valeur typique $\overline{U} = 20\ \text{cm s}^{-1}$.

Contrôle de la température

La viscosité du fluide est l'un des paramètres importants du problème, il est donc nécessaire de bien la contrôler. Pour l'eau qui est le principal fluide que nous utilisons, la grandeur qui a la plus grande influence sur la viscosité est la température. Ainsi, la viscosité dynamique η_f peut varier de 10% lorsque la température passe de 20 à 25°C . Le contrôle de la température est assuré par un échangeur constitué d'une spirale de cuivre disposée dans le réservoir et reliée à un circuit hydraulique secondaire. L'eau qui circule à l'intérieur de la spirale est chauffée ou refroidie dans un bain thermostaté, un thermomètre plongé dans le réservoir primaire permet de s'assurer que l'eau y est maintenue à température constante $T = 25^\circ\text{C}$, quelle que soit la température du laboratoire. On évite avec ce système tout problème de dépôt sur la résistance chauffante et de pollution du liquide de l'expérience.

Injection des particules et préparation d'un lit plat

Le masque de caoutchouc ne permet pas l'accès au lit de particules. Le canal est d'abord mis en place à vide, puis l'eau et enfin les particules sont injectées. Un entonnoir équipe l'extrémité d'un tuyau secondaire raccordé en T au circuit principal, juste avant l'entrée de la cellule. Ce tuyau secondaire est muni d'une vanne qui permet d'insérer des particules

dans le canal. On ajoute des grains jusqu'à atteindre le niveau défini par la languette, de manière à former un lit de grains de hauteur uniforme.

Avant chaque expérience, le lit plat est soigneusement préparé par plusieurs avalanches successives en inclinant le canal dans un sens puis dans l'autre. Ce mode préparatoire nécessite environ une demi-heure et il faut en particulier veiller à ce qu'aucun grain ne recouvre la languette de caoutchouc en entrée de canal. Un fil de référence tendu horizontalement entre deux repères à chaque extrémité de la cellule permet de s'assurer que la surface est bien rectiligne.

2.2.3 Support mécanique et système d'inclinaison

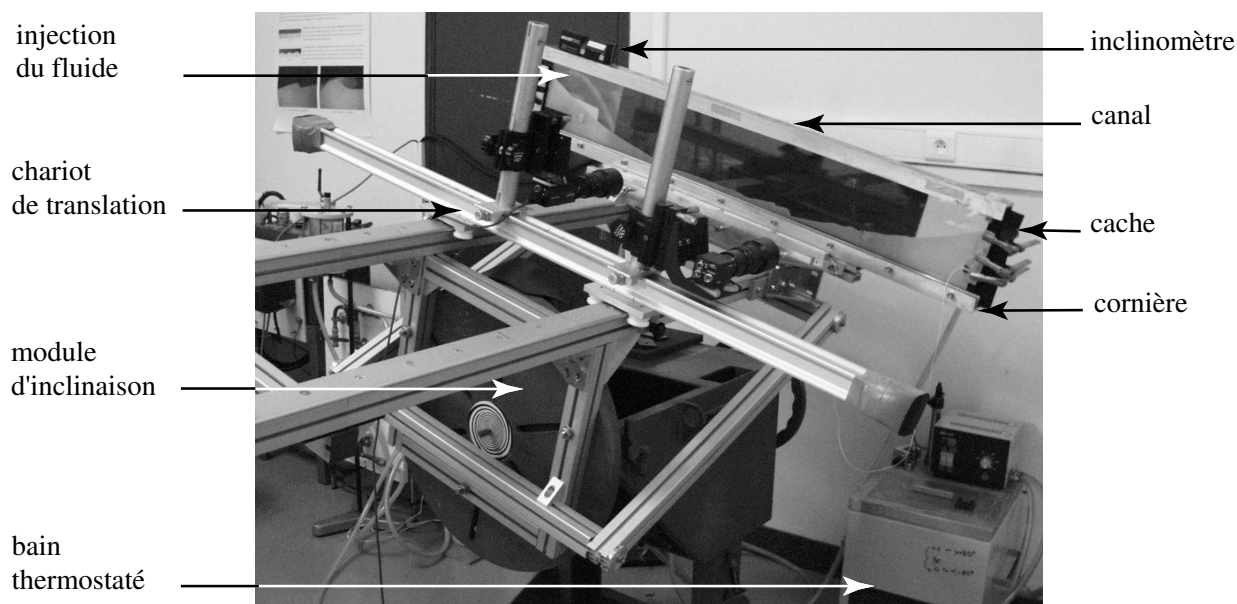
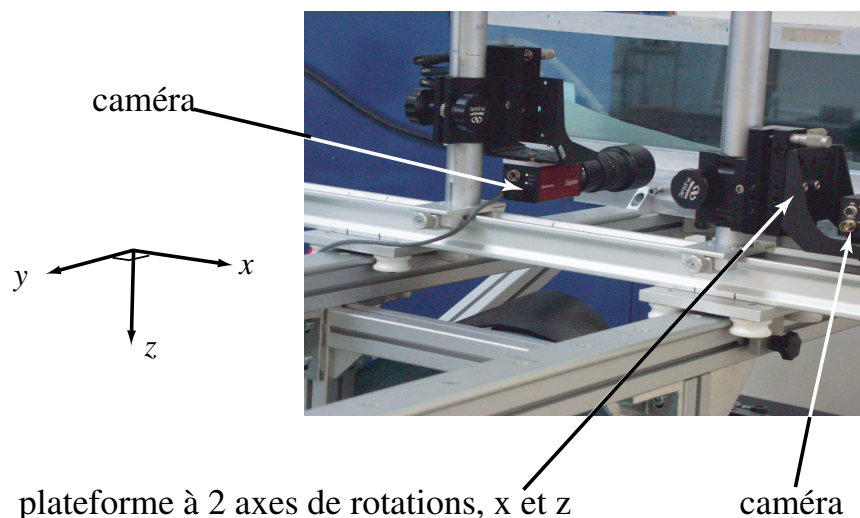


FIG. 2.3 – Canal expérimental en position inclinée.

Afin d'explorer l'effet d'une forte pente sur la stabilité du lit granulaire, l'ensemble du canal est fixé à un support tournant, qui permet d'atteindre sans chocs, dans les deux directions, des inclinaisons de 60° par rapport à l'horizontale. La masse de la cellule, eau, billes, cornières et plaques de verre comprises peut dépasser 15 kg. Ces contraintes nous ont amené à choisir une machine tournante initialement destinée à la soudure de gros tubes (cf. figure 2.3). Un cadre en profilés d'aluminium est fixé solidairement à la partie tournante de la machine, formant un support rigide de longueur 1,5 m et largeur 0,8 m environ. La cornière basse du canal est vissée solidairement à l'extrémité du support. Un système de

FIG. 2.4 – *Détail du chariot supportant les caméras.*

chariots couissant sur le cadre (3 axes de translation) permet de régler très facilement la position des caméras et de les maintenir en position (cf. figure 2.4). L'ensemble support, canal et caméras tourne en un seul bloc dans le référentiel du laboratoire, les réglages réalisés sont conservés au cours de l'expérience.

L'angle d'inclinaison β du canal par rapport à l'horizontale est mesuré avec une précision de $\pm 0,1^\circ$ avec un inclinomètre électronique, étalonné à l'aide d'un niveau à bulle.

2.3 Mesure de champs de vitesse dans l'avalanche

Nous avons mis en oeuvre deux types de mesures utilisant la vidéo :

- des mesures de champs de vitesse des grains
- des mesures d'évolution de la surface granulaire

Les mesures de champs de vitesse sont présentées dans cette partie, les techniques employées pour effectuer le second type de mesures sont détaillées dans la partie suivante.

Les mesures de champ de vitesse des grains ont toutes été réalisées au centre du canal. Nous avons utilisé une méthode de Vélocimétrie par Images de Particules, notée *PIV* dans la suite du manuscrit, dont le principe a été développé initialement pour visualiser le champ de vitesse dans un écoulement de fluide. Cette technique consiste à acquérir des images de l'écoulement très rapprochées en temps, et déterminer par des calculs de corrélation le déplacement de chaque partie de l'image. Dans le cas de fluides il est nécessaire d'ensemencer l'écoulement avec de petites particules iso-densité qui servent de repères dans le milieu transparent pour calculer la fonction de corrélation. Pour les écoulements granulaires, la texture de l'image des grains joue ce rôle.

2.3.1 Acquisition des images

Choix du système d'acquisition

La technique de mesure par PIV n'est efficace qu'à la condition que les particules ne se déplacent pas de plus d'un diamètre entre deux images. Il est donc nécessaire d'assurer une fréquence d'acquisition élevée, supérieure à la fréquence de 25 Hz des caméras classiques. Pour les fluides, les expérimentateurs peuvent contourner ce problème en éclairant l'écoulement dans un plan perpendiculaire à l'axe optique de la caméra avec une nappe laser qui émet deux faisceaux successifs au cours du temps de pose de la caméra : les particules se déplacent entre le court instant qui sépare les deux faisceaux et sont visibles deux fois sur la même image. Le calcul de fonctions d'autocorrélation permet alors de retrouver le champ de déplacement. Cette technique est impossible à appliquer aux écoulements granulaires qui diffusent la lumière du laser, nous avons donc opté pour l'utilisation de caméras rapides.

Pour les vitesses de grains les moins élevées, nous avons utilisé une caméra de marque Basler, équipée d'un capteur CMOS, de fréquence maximale 105 Hz, reliée à un Macintosh G4 via un câble Firewire et pilotée à l'aide du logiciel Image J. On peut ainsi enregistrer des séquences d'une durée de 30 s.

Les expériences pour lesquels les grains se déplacent le plus rapidement ont été réalisées avec une caméra CCD de fréquence réglable jusqu'à la fréquence maximum 1 kHz. Cette caméra dispose d'une mémoire tampon de 2 s maximum. Ainsi, pour une fréquence $f > 250$ Hz, la taille des images disponibles est de plus en plus petite. D'autre part, le gain en fréquence d'échantillonnage se fait au détriment de la durée d'observation, d'autant plus que le transfert des images vers un PC prend environ 4 minutes pour 2000 images.

A de telles fréquences, la durée d'exposition est nécessairement réduite et il est important d'assurer un éclairage suffisamment puissant. Nous avons testé plusieurs solutions et choisi d'éclairer la scène par l'arrière, à l'aide d'une plaque lumineuse composée d'une centaine de diodes blanches réparties uniformément derrière une plaque d'un matériau diffusant, ce qui permet un éclairage directionnel puissant, qui ne chauffe pas l'eau du canal. On éclaire également la scène par devant à l'aide d'un projecteur halogène, de façon à obtenir des reflets sur certains grains.

Réglages de la caméra

La caméra est montée sur le support coulissant par l'intermédiaire d'une plateforme Microcontrôle à 2 axes de rotations. Cela permet un réglage fin de l'orthogonalité de l'axe optique de la caméra au plan médian de la cellule. Une méthode d'auto-collimation est utilisée (Courrech du Pont, 2003) : la mise au point est effectuée sur la vitre avant du canal de façon à observer nettement sur le moniteur de contrôle le reflet de l'objectif. La position de la caméra est alors ajustée jusqu'à ce que le reflet soit positionné au centre de l'écran. Les caméras sont munies d'un objectif macro 18×80 muni d'une lentille de grossissement, qui permet une mise au point de 20 cm à l'infini. La mise au point est réalisée sur les billes

situées contre la paroi avant du canal. On ajuste la résolution spatiale de chaque caméra en filmant une grille imprimée sur un transparent apposée sur la vitre avant du canal. L'ouverture de la caméra est réglée de façon à ce que la partie correspondant à l'eau soit saturée, et les grains apparaissent en gris.

2.3.2 Vélocimétrie par images de particules

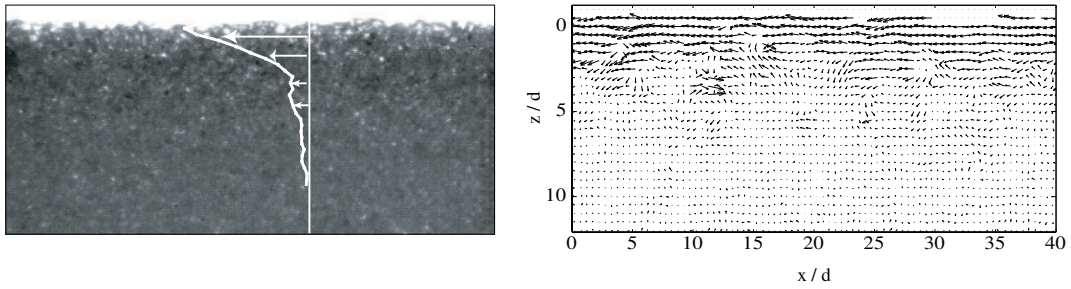


FIG. 2.5 – Image typique de grains en avalanche utilisée pour la PIV et champ de vitesse associé. La ligne blanche représente le profil de vitesse longitudinale moyenné sur toute l'image. La largeur de la zone filmée est environ 5 mm, et l'avalanche s'effectue de droite à gauche. ($d = 132 \mu\text{m}$, $\beta = 31,3^\circ$).

Un exemple d'image et de champ de vitesse mesuré sont reportés sur la figure 2.5. Le traitement de PIV est appliqué à l'aide du logiciel Davis. Un maillage de l'image est effectué et une fenêtre est définie autour de chaque noeud. Pour chaque noeud du maillage, le programme cherche dans l'image suivante le déplacement de la fenêtre qui maximise la fonction de corrélation. Plusieurs passages sont effectués avec des tailles de fenêtres de plus en plus petites afin d'améliorer les résultats. Pour davantage de précision, les fenêtres se recouvrent partiellement. L'efficacité de la technique dépend du bon choix des paramètres. Outre les résolutions temporelles et spatiales, il faut adapter la taille des fenêtres de corrélation et le nombre de passages. Ce choix est effectué pour chaque expérience à partir de quelques images tests, en comparant les vitesses obtenues aux vitesses de quelques grains suivis manuellement. Les meilleurs résultats sont obtenus lorsqu'un diamètre de grain est codé sur 12 pixels, et qu'une particule se déplace d'environ 4 pixels. Le logiciel effectue trois passages avec une fenêtre initiale de 36×36 pixels soit environ 3 grains et une fenêtre finale de 12×12 pixels, soit environ un grain. Une fois le choix des paramètres validé, le traitement est réalisé de façon automatique pour la série d'images. Un exemple de profil de la vitesse longitudinale moyenné sur toute la largeur image est présenté sur la figure 2.5. Au niveau de l'interface, il suffit qu'une portion de grain soit présente dans la fenêtre de corrélation pour qu'un vecteur vitesse soit attribué au noeud correspondant du maillage. Toutefois, comme l'interface n'est pas parfaitement plane, lorsqu'on moyenne sur une même ligne, cet effet est pondéré par la présence de noeuds auxquels est attribuée une vitesse nulle. Dans

la suite on choisit de définir la position de l'interface moyen comme la hauteur $z = 0$ où le profil de vitesse longitudinale moyenné sur toute l'image présente un maximum.

2.4 Mesure de l'évolution de la surface du lit granulaire

Les techniques présentées dans la suite ont été utilisées, d'une part pour mesurer l'évolution de la pente du tas au cours d'une avalanche (cf. chapitre 4) et d'autre part pour étudier l'évolution des structures à la surface du lit (cf. chapitre 5). Cette dernière application est choisie comme support de présentation dans les paragraphes suivants.

2.4.1 Chaîne d'acquisition

Le faible rapport d'aspect des structures, (hauteur / longueur d'onde de 0,01 à 0,2), en particulier en début d'expérience, ne permet pas de filmer la totalité du canal, car nous devons utiliser toute la largeur de l'image pour visualiser quelques rides d'amplitude très faible. Pour augmenter le nombre de structures visualisées, nous utilisons deux caméras CCD monochromes, codant les images sur 256 niveaux de gris à une fréquence de 25 Hz et reliées à un diviseur d'écran de marque JVC. Cet appareil, utilisé en vidéosurveillance, permet de remplacer une partie de l'image issue de l'une des deux caméras par la partie correspondante fournie simultanément par la seconde caméra. Ce système d'incrustation d'images ne peut fonctionner que si les deux caméras sont synchronisées. Nous avons utilisé deux caméras différentes, une Pulnix TM6EX et une Cohu 4912. Le signal unique qui sort du diviseur d'écran est envoyé vers un magnétoscope analogique de haute qualité via un moniteur de contrôle. Les films des expériences sont enregistrés sur bande magnétique, puis numérisés à la fréquence d'échantillonnage voulue, entre 5 et 25 Hz, à l'aide d'un Mac G4 équipé d'une carte d'acquisition LG3 de la marque Scion commandée par le logiciel gratuit ImageJ. On obtient finalement une série d'images codées sur 768×512 pixels.

Un exemple d'image obtenue au cours d'une expérience aboutissant à la formation de rides à tourbillon est présenté sur la figure 2.6 (a). Les deux caméras sont placées côte à côte, avec un léger recouvrement de la zone filmée. Les structures qui sortent de l'image en haut à droite rentrent donc dans le bas de l'image par la gauche.

L'optique utilisée est la même que celle décrite dans la partie précédente. Le choix de la résolution spatiale résulte d'un compromis entre le nombre de structures présentes dans la zone d'observation, typiquement entre 5 et 25, et la meilleure précision sur la hauteur des structures. Les réglages utilisés suivant les expériences permettent d'observer une zone de largeur d'environ 2×20 à 2×40 cm, avec une résolution de 35 à 100 pixels cm^{-1} .

La qualité des images est essentielle pour la réalisation d'un code de traitement automatique aboutissant à l'extraction des coordonnées de l'interface. Il faut donc réaliser un fort contraste entre les particules et le fluide. Un fond rigide peint en noir est disposé juste derrière la cellule et les billes de verre sont éclairées de face. La saturation de la caméra

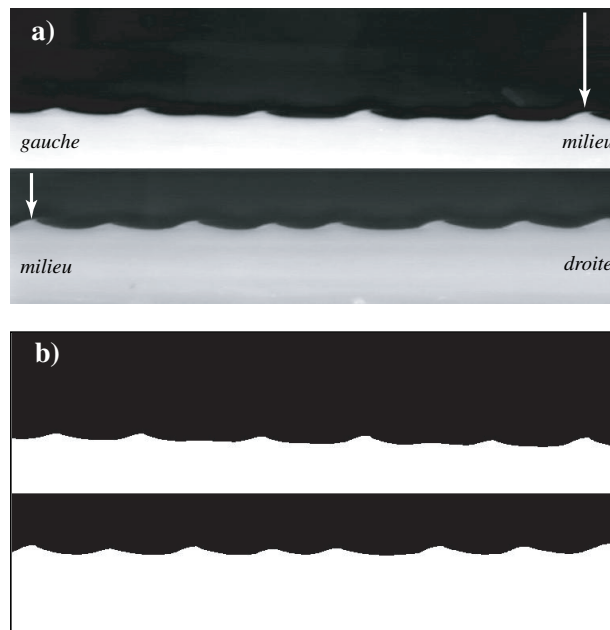


FIG. 2.6 – a) Exemple d'image double obtenue avec le diviseur d'écran. Les parties haute et basse de l'image se recouvrent au niveau de la ride indiquée par la flèche. b) Même image, rendue binaire au cours du traitement. L'amplitude des rides est d'environ 2,5 mm pour une longueur d'onde d'environ 3,5 cm. ($\beta = 39,6^\circ$, $\overline{U} = 0,18 \text{ m s}^{-1}$, $d = 132 \text{ }\mu\text{m}$)

est ajustée pour ne visualiser que la partie dense des rides et pas les grains en suspension : les structures apparaissent en gris clair et l'eau en noir, figure 2.6 (a). Afin de minimiser les reflets qui perturbent fortement le traitement, nous avons testé plusieurs éclairages et finalement opté pour un tube fluorescent placé juste devant la cellule, au niveau de la cornière inférieure. J'ai remplacé l'alimentation classique par un ballast électronique de marque Osram, de manière à fournir un éclairage à très haute fréquence (15 kHz) et limiter les interactions avec la fréquence d'échantillonnage de la caméra. L'éclairage ainsi fourni est intense mais ne chauffe pas l'eau du canal.

2.4.2 Traitement des images

Extraction des coordonnées de l'interface

Un algorithme de seuillage est appliqué à chaque image sous ImageJ. Tous les pixels dont le niveau de gris est inférieur à la valeur seuil choisie sont codés en blanc (0) et les autres en noir (1) : on obtient alors une image similaire à la figure 2.6 (b). Ces films binarisés sont enregistrés, les traitements postérieurs sont réalisés sous le logiciel Matlab. Les parties haute et basse de l'image sont traitées séparément. Le repérage de l'interface est réalisé en balayant successivement chaque colonne jusqu'à détection du passage du blanc au noir. Pour plus de rapidité, la zone de recherche est restreinte autour des points déjà détectés en amont. On construit ainsi deux matrices contenant les coordonnées de l'interface à chaque instant. Pour chacune de ces deux matrices m , la valeur inscrite dans la case d'indices (i, j) est la valeur de h au point $x = idx$ à l'instant $t = jdt$: $m(i, j) = h(idx, jdt)$. Les pas de discrétisation dx et dt sont invariants au cours d'une même expérience.

On corrige ensuite l'éventuelle inclinaison initiale des caméras par rapport au canal. Dans chaque matrice, la droite qui passe au plus près de l'interface plat sur la première image est soustraite à l'élévation de l'interface mesurée à chaque instant, de façon à assurer $h(x, 0) = 0$.

Les tableaux sont alors recollés en tenant compte du recouvrement des images. Un contrôle visuel du résultat est réalisé à l'aide d'une part, de l'allure de l'interface à plusieurs instants et d'autre part, du diagramme spatio-temporel ainsi reconstitué. La figure 2.7 est l'image de la matrice $m(x, t)$: à chaque instant, l'élévation de l'interface est codée en niveaux de gris, les crêtes apparaissent en blanc et les creux en noir. Les lignes sont accolées les unes aux autres, ce qui permet en suivant les traits blancs de visualiser la trajectoire des structures, leur apparition et leur disparition.

2.4.3 Analyse des signaux

Toutes les informations extraites de l'expérience sont contenues dans le diagramme spatio-temporel. Son observation fournit donc de nombreux détails sur chaque expérience. Les techniques suivantes ont été développées dans le but de mesurer la longueur d'onde des rides, leur amplitude, leur vitesse.

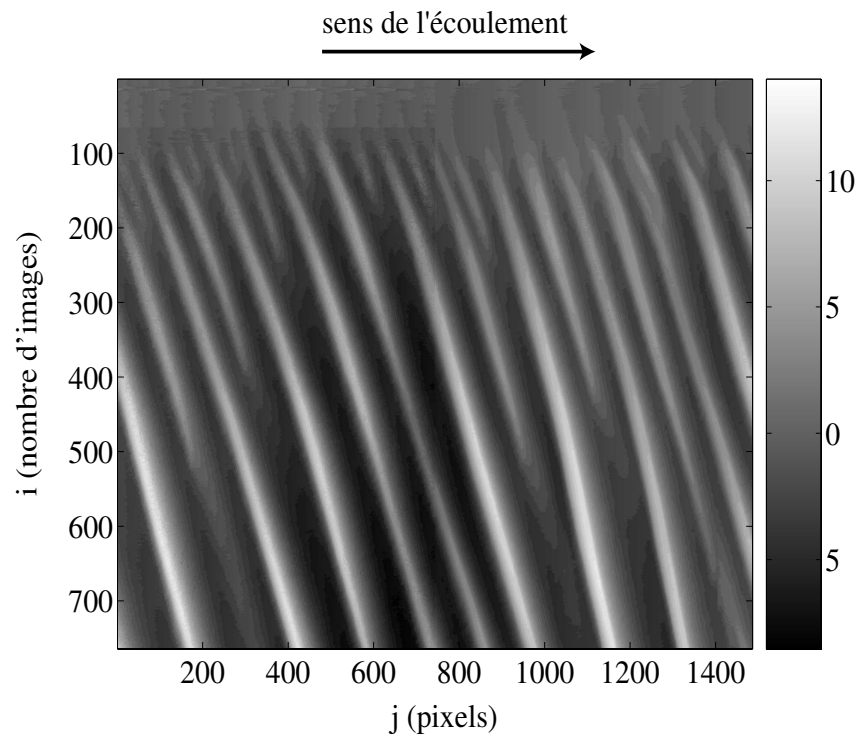


FIG. 2.7 – Diagramme spatio temporel reconstitué. Le raccord entre les deux tableaux est effectué le long de la colonne $j = 765$ pixels. La hauteur $h(x,t)$ de l'interface par rapport au lit initialement plat est codée en niveaux de gris. Les traits blancs représentant la trajectoire des crêtes. ($\beta = 38,7^\circ$, $\bar{U} = 0,21 \text{ m s}^{-1}$, $d = 132 \mu \text{ m}$, $dt = 0,04 \text{ s}$ et $dx = 0,28 \text{ mm}$).

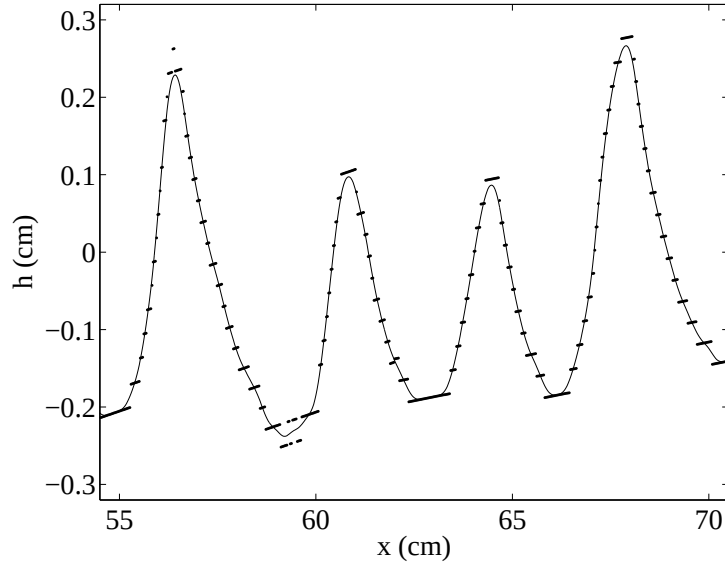


FIG. 2.8 – Allure de l'interface granulaire à un instant donné. (●) données brutes du signal $h(x, t = 38 \text{ s})$, (—) courbe filtrée. Le filtre utilisé ici est de type Golay-Savitzky avec une maille $n = 15$ pixels et un polynôme d'ordre 2. ($\beta = 38,7^\circ$, $\overline{U} = 0,21 \text{ m s}^{-1}$, $d = 132 \mu \text{ m}$)

Lissage des données

Comme on le voit sur la figure 2.8, la discrétisation de la surface du lit granulaire introduit un bruit important des données (de période ≈ 2 à 10 pixels), ce qui pose un problème pour le traitement statistique. On applique donc l'un ou l'autre des filtres numériques décrits ci-dessous.¹ Pour faciliter la description, nous adoptons les notations suivantes : à un instant donné l'élévation de l'interface est échantillonnée en N points x_i , le signal d'origine est noté $h_i(t) = h(x_i, t)$, $i \in [1, N]$, le signal filtré est noté h^f .

Un premier filtre de type médian consiste à remplacer chaque valeur $h_i(x_i)$ par la moyenne pondérée des valeurs voisines. Si n est la maille du filtre, $h_i^f = a/n \times (b_1 h_{i-n/2} + \dots + b_n h_{i+n/2})$. Les valeurs des coefficients de pondération b_i , $i \in [1, n]$ sont prises décroissantes linéairement quand on s'éloigne du point central x_i , a est alors calculé pour conserver une magnitude du signal filtré équivalente à celle du signal d'origine.

Un second filtre, de type Golay-Savitzky, consiste à interpoler localement le signal par des polynômes. Les deux paramètres sont la maille n du filtre, entier impair et le degré k du polynôme, entier. Pour chaque point $x_i \in [(n+1)/2 + 1, N - (n+1)/2]$, on calcule le polynôme d'ordre k qui passe au plus près des n points centrés autour de x_i , au sens des moindres carrés. Ceci est réalisé pour la matrice spatio-temporelle dans sa totalité, par calcul matriciel.

Les performances de ces deux filtres sont proches, les deux permettent de couper les hautes

¹Nous avons adapté des scripts pré-implémentés dans Matlab, logiciel qui présente l'avantage d'effectuer rapidement les calculs matriciels.

fréquences, et donc de filtrer le bruit. Cependant le filtre de Golay-Savitzky respecte mieux l'amplitude des basses fréquences et il est particulièrement bien adapté au calcul des dérivées successives du signal. Les réglages particuliers du filtre sont choisis en fonction du rapport signal/bruit de chaque série d'images : la maille est en général $n \approx 15$ pixels et l'ordre du polynôme $k = 2$. La figure 2.8 permet de comparer données brutes et données filtrées.

Repérage et suivi de structures

Les méthodes classiques par analyse de Fourier deviennent peu précises quand le nombre de structures présentes dans la zone d'observation est très faible. Un code de détection des crêtes et de suivi des structures de façon lagrangienne a donc été mis au point. Une fois le signal filtré et les hautes fréquences éliminées, les extréma locaux sont détectés automatiquement à chaque instant. Un exemple est donné sur la figure 2.9. L'amplitude

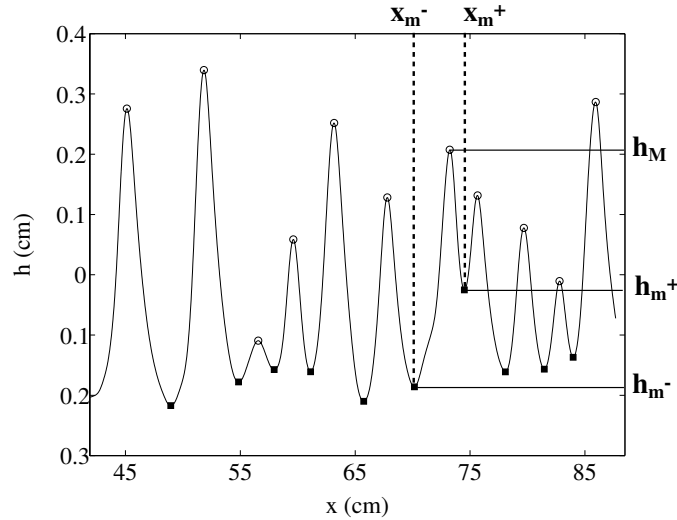


FIG. 2.9 – *Élévation de l'interface en milieu de cellule, après 20 s d'expérience. La courbe extraite est filtrée, les pics (○) et creux (■) détectés sont matérialisés. ($\beta = 38,5^\circ$, $\bar{U} = 0,24 \text{ m s}^{-1}$, $d = 132 \mu\text{m}$)*

A des structures est définie comme la distance qui sépare une crête des deux creux l'entourant. Dans le cas où ces creux ne sont pas au même niveau comme sur la figure 2.9, on choisit la définition suivante de l'amplitude.

$$A = h_M - \frac{h_m^+ + h_m^-}{2}$$

La longueur λ d'une structure est la distance séparant les deux creux entourant un pic.

$$\lambda = x_m^+ - x_m^-$$

Les coordonnées spatio-temporelles de ces extrema sont à nouveau stockées dans des matrices. Si ceci est assez simple à réaliser quand une seule perturbation localisée est présente, l'étude est plus complexe quand plusieurs structures sont présentes sur une même image. Afin d'identifier et de suivre la crête d'une ride au cours du temps, on désigne manuellement sa position initiale puis le programme cherche à l'instant suivant le maximum le plus proche dans une région de taille prédéfinie, puis le suivant, et ainsi de suite. On crée ainsi, pour la crête de chaque ride, une liste contenant sa trajectoire et l'évolution temporelle de sa hauteur. Nous verrons dans le chapitre 5 que l'on peut ainsi mesurer le taux de croissance et la vitesse de chaque ride.

Dans les chapitres suivants sont présentés les résultats expérimentaux obtenus à l'aide des techniques que nous venons d'exposer.

Chapitre 3

Seuils de transport

Sommaire

3.1 Plan des paramètres

3.2 Seuil de transport de lit

3.2.1 Equilibre d'un grain

3.2.2 Influence de la pente du lit

3.2.3 Influence du nombre de Reynolds particulaire

3.3 Seuil d'avalanche

3.3.1 Equilibre d'une couche de grains

3.3.2 Comparaison avec les données expérimentales

3.3.3 Angle d'arrêt

3.4 Conclusion

Le dispositif expérimental tel qu'il est conçu permet d'explorer l'influence des deux paramètres de contrôle qui sont l'angle d'inclinaison β et la vitesse moyenne de l'eau $\overline{U}$, sur une large gamme. Suivant les valeurs de ces paramètres, le lit granulaire présente des comportements très différents. A mon arrivée au laboratoire, un certain nombre de résultats était déjà établi (Loiseleux *et al.* (2001), Loiseleux *et al.* (2004)). Les résultats qui concernent les seuils de transport, incluant des expériences complémentaires que j'ai réalisées, sont rassemblés dans Loiseleux *et al.* (2005). Dans ce chapitre, après avoir décrit le comportement qualitatif du système en fonction des paramètres de contrôle, le seuil de transport de lit puis le seuil d'avalanche sont abordés successivement. Dans chaque partie le modèle développé est présenté, puis la comparaison des prédictions avec les données expérimentales est effectuée. Quelques données nouvelles concernant l'influence d'un contre-écoulement sur l'angle de repos sont également rapportées.

3.1 Plan des paramètres

Dans ce paragraphe, le comportement du système, lorsqu'on varie les deux paramètres de contrôle β et $\bar{U}$ est présenté en détails. Dans notre dispositif, la vitesse de l'eau $\bar{U}$ est proportionnelle à la contrainte de cisaillement τ_f que l'écoulement exerce sur le lit de grains, et par conséquent au nombre de Shields θ . C'est ce nombre sans dimension qui est préférentiellement utilisé au cours des travaux qui suivent. La figure 3.1 sur laquelle s'appuie la description rassemble les observations effectuées pour les particules de diamètre $d = 180\mu\text{m}$. Le comportement du système ne change pas qualitativement lorsque le diamètre est modifié dans la gamme $[90, 220] \mu\text{m}$.

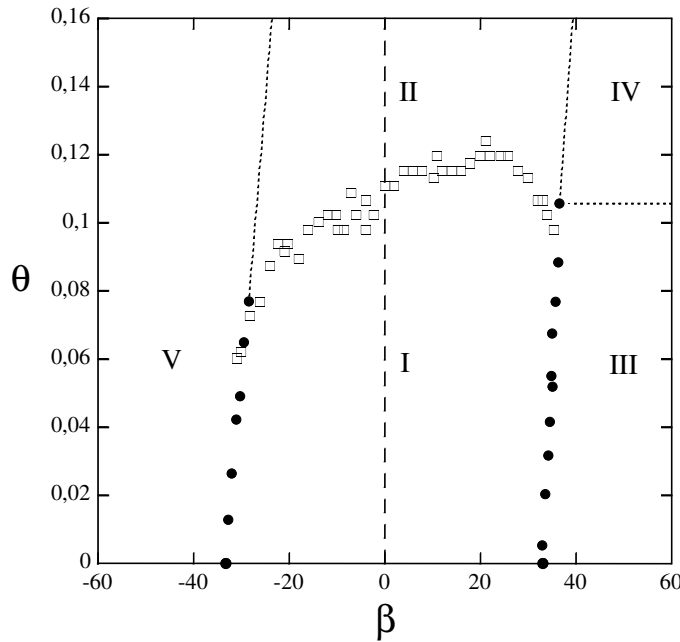


FIG. 3.1 – *Seuils de transport de lit ($\square$) et d'avalanche ($\bullet$) dans le plan des paramètres (θ, β) pour des billes de diamètre $d = 180\mu\text{m}$. Les domaines I à V sont décrits dans le texte.*

Fixons dans un premier temps la pente β à une valeur nulle, et augmentons le débit d'eau, donc le nombre de Shields θ . Pour de faibles valeurs de θ , le lit est stable, aucun grain ne bouge, c'est le régime I sur la figure 3.1. Lorsque l'on approche du nombre de Shields critique θ_c , il est possible d'observer l'arrachement de quelques grains de surface mais rapidement plus aucune particule ne bouge. Si on augmente à nouveau θ de façon à dépasser la valeur θ_c , l'arrachement de particules peut éventuellement être intermittent mais recommence toujours. θ_c correspond donc au seuil de transport par érosion hydrodynamique. La quantité de grains transportés s'intensifie lorsque θ est augmenté, et pour des valeurs de θ légèrement supérieures à θ_c , on observe en quelques minutes la formation de

structures périodiquement espacées tout au long de l'interface. Ces structures, présentées sur la photo 3.2, se propagent dans le sens du courant. Après quelques temps, ces rides présentent un profil triangulaire, on les appelle donc rides triangulaires. Leur forme et leur mode de propagation rappelle les rides de courant que l'on peut observer au fond des ruisseaux, les rides observées par Betat *et al.* (1999) dans un écoulement turbulent en géométrie circulaire, ou encore les rides observées par Coleman & Eling (2000) en canal rectiligne sous écoulement continu. Ces rides triangulaires constituent le régime *II* de la figure 3.1.

Reprenons notre description dans le plan des paramètres. Si maintenant nous fixons une valeur de β non nulle, comprise entre -20 et $+20^\circ$, et que nous augmentons θ , la description reste la même. La figure 3.1 montre toutefois que la valeur du nombre de Shields critique θ_c , symbolisée par les signes ($\square$), dépend de la pente du lit. Les données expérimentales montrent que θ_c augmente lorsque l'écoulement remonte une pente de plus en plus raide, pour $\beta > 0$. Ceci est cohérent avec l'idée que pour parvenir à déloger le grain, l'écoulement doit exercer une force d'autant plus importante que la gravité tend à maintenir le grain dans le puits de potentiel formé par les grains voisins. Inversement, sur la figure 3.1, la valeur mesurée pour θ_c diminue pour $\beta < 0$, lorsque l'écoulement agit dans le même sens que la gravité. Ce comportement est bien décrit par le modèle présenté au paragraphe 3.3.

Considérons maintenant une valeur fixe du nombre Shields, par exemple $\theta = 0$. Lorsque l'inclinaison β dépasse un angle de stabilité maximal β_c , une couche de surface d'épaisseur quelques diamètres se met à couler : c'est l'avalanche. Dans un long canal comme celui que nous utilisons, l'écoulement des grains en avalanche dans l'eau peut durer plus d'une heure. La valeur mesurée pour $\theta = 0$, $\beta_{c0} \approx 32^\circ$ est plus élevée que la valeur $23,8^\circ$ évaluée pour l'angle maximal de stabilité d'un empilement de sphères tétraédrique (Albert *et al.*, 1997). Cet effet est certainement dû à la présence des parois qui exercent sur les billes de verre des forces de frottement solide supplémentaires (Courrech du Pont *et al.*, 2003b). Si maintenant nous appliquons un écoulement d'eau caractérisé par un nombre de Shields θ suffisamment faible, les observations sont les mêmes, il existe un angle maximal de stabilité. Cependant les données exposées sur la figure 3.1 indiquent une influence du nombre de Shields sur le seuil d'avalanche β_c . Dans le cas où l'écoulement remonte la pente, l'angle de stabilité β_c augmente avec θ . Cette observation signifie que l'écoulement d'eau "retient" les grains. Dans le cas où l'écoulement descend la pente, l'angle maximal de stabilité β_c diminue quand l'intensité de l'écoulement caractérisée par θ augmente. On peut en effet penser que l'écoulement "pousse" les grains et favorise l'apparition d'avalanches.

Dans une gamme de nombres de Shields faibles et pour les fortes pentes positives, on observe uniquement du transport de grain par avalanche, c'est le régime *III*, qui fait l'objet d'une partie de cette thèse (cf. chapitre 4), et la transition du régime *I* vers le régime *III* est décrite à la fin du chapitre présent. Pour les fortes pentes négatives, on observe des avalanches, c'est le régime *V* de la figure 3.1.

Enfin, pour les fortes pentes $\beta > 0$, et pour des valeurs de θ élevées, c'est-à-dire quand un contre-écoulement d'eau intense cisaille l'avalanche, on observe l'apparition de structures

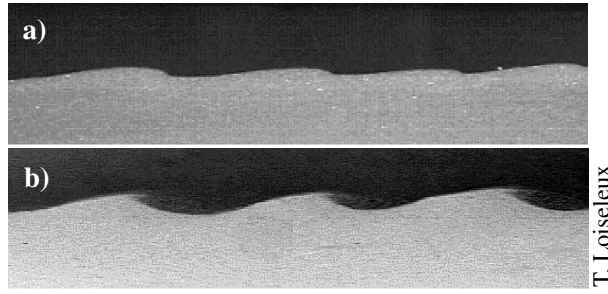


FIG. 3.2 – Structures observées sur une portion d’interface de longueur 15 cm ($d = 180 \mu\text{m}$). L’écoulement s’effectue de gauche à droite. a) Rides triangulaires observée sur des pentes faibles, régime II ($\beta = 0$, $\theta = 0, 15$). b) Rides à tourbillon observée sur les pentes les plus élevées, régime IV ($\beta = 50^\circ$, $\theta = 0, 30$).

périodiques à la surface de l’avalanche, c’est le régime IV. Comme le montre la photo 3.2 b), ces structures qui se propagent dans le sens de l’écoulement d’eau, sont caractérisées par un tourbillon d’eau sur la face aval lorsqu’elles sont à maturité. Le tourbillon est matérialisé par la présence de grains en suspension. Le chapitre 5 de ce manuscrit est consacré à une étude détaillée de la dynamique de ces rides à tourbillon.

On peut enfin noter qu’aucune structure n’est observée pour les écoulements intenses d’eau dans le sens d’une forte pente, le régime d’avalanches V s’étendant donc aux grandes valeurs de θ .

3.2 Seuil de transport de lit

Ce paragraphe est consacré à l’influence de la pente et du nombre de Reynolds particulière sur le seuil de mise en mouvement des grains par un écoulement laminaire de fluide, qui correspond à la limite entre les domaines I et II de la figure 3.1. Le modèle développé dans Loiseleux *et al.* (2005) ainsi que la comparaison des prédictions avec les résultats sont rapportés.

3.2.1 Equilibre d’un grain

Considérons un grain posé sur un lit plan, incliné d’un angle β sur lequel s’écoule de l’eau à la vitesse moyenne loin du plan $\overline{U}$. Cette situation se rapporte au schéma 3.3 a). Les forces en jeu sont le poids déjaugé du grain $\vec{P}_p = \Delta\rho\pi d^3/6\vec{g}$, l’action du fluide sur le grain $\vec{F}_f$ et la force de contact entre le grain et le plan, $\vec{R}$.

Une première hypothèse est que l’écoulement exerce uniquement une force de traînée parallèlement au plan. On modélise ensuite la rugosité du plan et la présence de pièges formés par la présence de grains voisins par une force de frottement solide proportionnelle à la

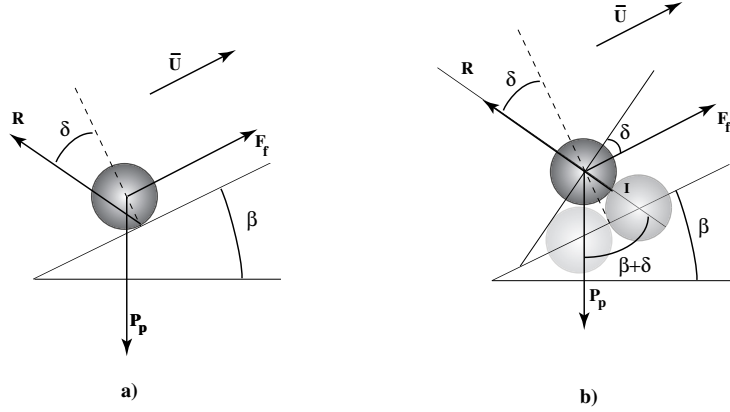


FIG. 3.3 – a) Schéma d'un grain posé sur un lit incliné d'un angle β par rapport à l'horizontale, sur le point de glisser sous l'action de l'écoulement. La force de frottement, qui fait que la réaction du support n'est pas normale au plan, modélise la rugosité du lit. b) Schéma d'un grain sur le point de rouler sans glisser autour du point I .

force normale au contact via un coefficient de frottement $\mu = \tan \delta$. Si on se place à la limite du glissement, l'équilibre des forces s'écrit :

$$F_f = P_p(\tan \delta \cos \beta + \sin \beta) = P_p \frac{\sin(\beta + \delta)}{\cos \delta} \quad (3.1)$$

Remarquons qu'il est possible d'obtenir la même relation (3.1) en considérant l'équilibre des moments qui s'exercent sur un grain qui, comme sur le schéma 3.3 b), s'apprête à rouler sans glisser sur son voisin, autour du point I . Il n'est donc pas déraisonnable de modéliser la rugosité du lit à l'aide d'un coefficient de frottement μ .

Notons $u_0 = \gamma_f d/2$ la vitesse du fluide au niveau du grain. La force de traînée peut être exprimée sous la forme :

$$F_f = 3\alpha\pi\eta_f d u_0 \Phi(Re_d) \quad (3.2)$$

Cette force est proportionnelle à la force de Stokes qui s'exercerait sur le grain à très bas Reynolds, dans un écoulement uniforme dans un milieu infini. Un premier facteur correctif α intervient pour tenir compte de la proximité des autres billes. En effet, d'une part elles forment une paroi inférieure pour l'écoulement qui n'est plus uniforme mais présente du cisaillement, d'autre part le grain étudié posé entre deux billes est écranté vis-à-vis de l'écoulement d'eau. O'Neill (1968) et King & Leighton (1997) ont évalué théoriquement la valeur de ce coefficient pour une sphère lisse ou rugueuse immergée dans un écoulement de cisaillement près d'un plan lisse, ils obtiennent $\alpha \approx 1,7$. Le second facteur correctif $\Phi(Re_d)$ permet de rendre compte de l'influence des effets inertiels lorsque Re_d s'éloigne de la valeur nulle. Ce facteur tend vers 1 quand Re_d s'annule et vers $C_d Re_d/24$ quand Re_d devient infini, avec C_d un coefficient de traînée de valeur typique 0,4. Dans la gamme de nombres de Reynolds particuliers considérés au cours de nos expériences, soit $Re_d < 1000$,

cette fonction est bien approchée par la loi expérimentale suivante (Clift *et al.*, 1978) :

$$\Phi(Re_d) = 1 + 0,15Re_d^{0,687} \quad (3.3)$$

Enfin, l'équilibre du grain a été écrit pour un écoulement qui remonte la pente. Lorsque l'écoulement descend la pente, l'expression reste la même à condition de considérer des valeurs négatives de l'angle β .

En remplaçant les différentes grandeurs dans l'équation d'équilibre 3.1, le nombre de Shields critique sur un lit incliné s'exprime en fonction des paramètres physiques du problème, de la manière suivante :

$$\theta_c = \frac{\tan \delta}{9\alpha\Phi(Re_d)} \frac{\sin(\beta + \delta)}{\sin \delta} \quad (3.4)$$

Pour un lit horizontal $\beta = 0$, la valeur θ_{c0} du nombre de Shields critique est liée au nombre de Reynolds particulaire sur lit horizontal Re_{d0} par :

$$\theta_{c0} = \frac{\tan \delta}{9\alpha\Phi(Re_{d0})} \quad (3.5)$$

Cette expression indique que le seuil de mise en mouvement des grains sur un lit horizontal dépend à la fois du nombre de Reynolds particulaire Re_{d0} , et de la rugosité du lit caractérisée par δ et α . En combinant les expressions 3.4 et 3.5, on peut exprimer l'influence de la pente β sur le nombre de Shields critique θ_c rapporté à sa valeur pour un lit horizontal :

$$\theta_c(\beta) = \theta_{c0} \frac{\Phi(Re_d)}{\Phi(Re_{d0})} \frac{\sin(\beta + \delta)}{\sin \delta} \quad (3.6)$$

Sous l'hypothèse raisonnable que les nombres de Reynolds Re_d et Re_{d0} ne sont pas très différents que l'on vérifie à l'aide des données expérimentales, $\Phi(Re_d) \approx \Phi(Re_{d0})$. Ce modèle indique alors que l'effet des forces de frottement fluide sur le grain est entièrement contenu dans l'expression du nombre de Shields critique sur un lit plat θ_{c0} .

$$\frac{\theta_c(\beta)}{\theta_{c0}} \approx \frac{\sin(\beta + \delta)}{\sin \delta} \quad (3.7)$$

Le rapport θ_c/θ_{c0} ne dépend donc que de la pente du lit β et éventuellement de l'angle δ , celui-ci pouvant varier d'un type de grain à l'autre ou en fonction de la compacité de surface du lit. Cette expression théorique (3.7) est similaire aux expressions classiques obtenues dans une démarche analogue par différents auteurs dans le cadre de la modélisation de l'effet de la pente du lit sur le seuil de mise en mouvement (Fernandez Luque & van Beek (1976), Allen (1980), Kovacs & Parker (1994)).

3.2.2 Influence de la pente du lit

L'influence de β sur les valeurs expérimentales du rapport θ_c/θ_{c0} mesurées dans l'eau pour 4 diamètres différents compris entre 110 et 220 μm est présentée sur la figure 3.4.

On retrouve la même tendance pour ces 4 diamètres que celle décrite au paragraphe 3.1 : le fait d’incliner le lit modifie la valeur du nombre de Shields critique car les grains sont d’autant plus difficiles à éroder que la gravité agit dans la direction opposée à l’écoulement. En outre, tous les points se rassemblent sur une courbe maîtresse, ce qui signifie que l’effet de la pente sur le rapport θ_c/θ_{c0} est le même quel que soit le diamètre des particules dans la gamme considérée. Cette observation est en accord avec le modèle qui a amené l’expression 3.7, d’autant plus que les mesures de Re_d montrent bien que $\Phi(Re_d)$ varie de façon négligeable lorsque la pente du lit est modifiée pour un même diamètre.

Le regroupement des données nous indique de plus que l’angle de contact δ est le même pour les 4 types de billes utilisés. Un ajustement de l’ensemble de ces données par l’expression 3.7, sur la gamme d’angle β $[-25^\circ, 25^\circ]$, donne une valeur de meilleur accord $\delta = 67,5 \pm 3,5^\circ$. Cette valeur est très élevée par rapport à la valeur $\delta \approx 30^\circ$ à laquelle on s’attend, par analogie avec l’angle d’avalanche. Nous n’expliquons pas bien cette différence. Cependant White (1940) mesure aussi au cours de ses travaux une valeur élevée $\delta \approx 55^\circ$. La comparaison avec le grain du schéma de la figure 3.3 (b) indique qu’un angle de contact entre les grains δ élevé correspondrait à un grain qui serait très enfoncé entre ses voisins, davantage que sur ce schéma. Nous pouvons donc penser que le lit encourt une phase de réarrangements, comme dans les expériences de Charru & Mouilleron (2002), au cours de laquelle les grains proéminents sont évacués de façon à fabriquer une surface la plus plate possible, avec des grains plus difficiles à déloger. Une autre explication possible de la valeur élevée du coefficient $\tan \delta$ serait la présence d’une force de portance négative, qui tendrait à plaquer le grain sur le lit. Une augmentation de la force normale au lit entraînerait alors une augmentation la force de frottement tangentielle, et le grain apparaîtrait plus difficile à déloger. Toutefois une telle force n’est pas confirmée dans la bibliographie pour la gamme de nombres de Reynolds que nous avons balayée.

Nous venons de voir que l’influence de l’inclinaison du lit sur le nombre de Shields critique observée expérimentalement est cohérente avec le modèle, de formulation analogue à celle d’autres auteurs. Toutefois, le coefficient de friction équivalent mesuré correspond à un angle $\delta = 67,5^\circ$ très supérieur à l’angle d’avalanche, et aux valeurs classiquement utilisées pour modéliser la stabilité d’un lit de grain et la formation de rides de sable. En outre, les données ont montré que dans la gamme de diamètres considérés, l’effet du paramètre Re_d s’exprime essentiellement à travers la modification du nombre de Shields critique pour un lit horizontal θ_{c0} . Nous allons donc maintenant nous intéresser à l’influence du nombre de Reynolds particulière Re_d pour un lit horizontal.

3.2.3 Influence du nombre de Reynolds particulière

Les valeurs du nombre de Shields θ_{c0} mesurées pour un lit horizontal et pour ces 4 diamètres sont présentées sur le graphique 3.5. Lorsque le diamètre d varie entre 110 et 220 μm , le Reynolds particulière Re_{d0} mesuré au seuil sur un lit plat varie entre 0,7 et 4. Pour tester une plus large gamme de Re_d et vérifier les prédictions du modèle, nous avons

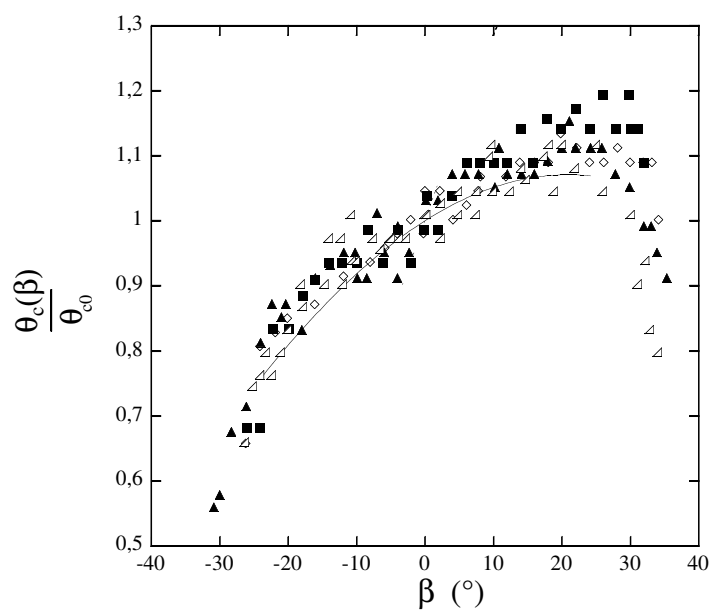


FIG. 3.4 – Influence de la pente β sur le rapport θ_c/θ_{c0} . Les données expérimentales sont obtenues dans l'eau pour plusieurs diamètres : ($\blacksquare$) $d = 110 \mu m$, ($\diamond$) $d = 140 \mu m$, ($\blacktriangle$) $d = 180 \mu m$ et ($\triangle$) $d = 220 \mu m$. La courbe correspond au meilleur ajustement des données par l'équation 3.7 sur la gamme $[-25^\circ, 25^\circ]$ en considérant un angle de friction $\delta = 67,5^\circ$ (---).

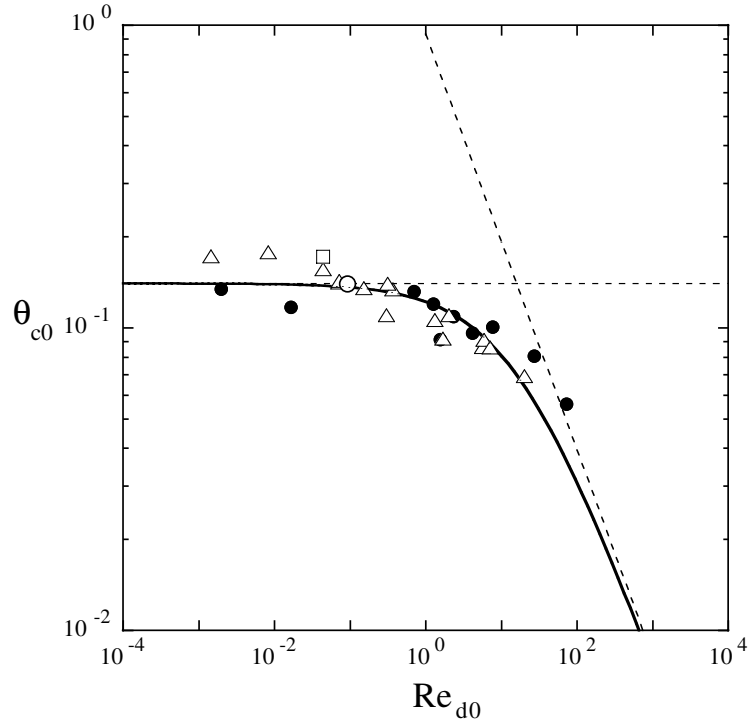


FIG. 3.5 – Influence du nombre de Reynolds sur le nombre de Shields critique θ_0 mesuré sur un lit horizontal ($\beta = 0$) pour différents diamètres. (—) meilleur ajustement des données par l'équation 3.5 (avec $\alpha = 1,95$), (- - -) comportement asymptotique du modèle aux faibles et grands Re_d . Les résultats obtenus au FAST (●) sont comparés à d'autres données sous écoulement laminaire : White (1940) (□), Yalin et Karahan (1979) (Δ), Mouilleron-Arnould (2002) (○).

effectué de nouvelles expériences.

Des expériences complémentaires

Toutes ces nouvelles données ont été mesurées dans le petit canal décrit dans le chapitre 2, pour deux hauteurs d'eau et du lit granulaire. Nous avons observé que ces deux paramètres n'ont pas d'effet décelable sur les données et ce sont les valeurs moyennes que nous présentons sur la figure 3.5. Notons que les points précédents avaient été obtenus dans le grand canal décrit au chapitre 2. Une première expérience a donc consisté à vérifier pour un nouveau diamètre $d = 130\mu\text{m}$, que le nombre Shields critique mesuré ne dépend pas du choix du canal. J'ai également vérifié dans le grand canal que je retrouve le même effet de pente pour ce diamètre que l'effet décrit au paragraphe précédent : les observations ne sont pas influencées par le changement d'expérimentateur et le critère de seuil parfois subjectif.

Les points correspondants aux nombres de Reynolds les plus élevés ont été obtenus pour des billes de verre dans l'eau, en choisissant des diamètres plus importants, 360 et 570 μm .

Les points correspondants aux plus faibles Re_{d0} ont été obtenus pour le plus petit diamètre $d = 110\mu\text{m}$ et avec deux fluides de viscosité supérieure à celle de l'eau. Ces deux fluides sont des mélanges eau-glycérine, de concentration en glycérine 57 et 72 % en masse. La densité des mélanges est mesurée à l'aide d'un densimètre électronique ce qui permet d'évaluer leur viscosité à partir d'une table. Les valeurs respectives sont : $\rho_f \approx 1145 \text{ kg m}^{-3}$, $\eta_f \approx 8,8 \cdot 10^{-3} \text{ Pa s}$ et $\rho_f \approx 1188 \text{ kg m}^{-3}$, $\eta_f \approx 27 \cdot 10^{-3} \text{ Pa s}$ à $T \approx 20^\circ\text{C}$.

Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux

L'ensemble des données mesurées au laboratoire FAST est représenté par les symboles ($\bullet$) sur le graphique 3.5. On observe un plateau autour de $\theta_{c0} \approx 0,14$ aux faibles valeurs de Re_d , ainsi qu'une décroissance du nombre de Shields critique lorsque Re_d augmente au-delà de 1.

Les données obtenues par d'autres auteurs pour des écoulements laminaires sans surface libre sont également portées sur la figure 3.5. Elles sont issues des articles de White (1940), Yalin & Karahan (1979), Mouilleron-Arnould (2002). Les mesures que nous avons faites se placent très bien au milieu du nuage de points correspondants à ces données, et l'ensemble présente un plateau aux faibles Re_d et une décroissance aux grandes valeurs de Re_d , dans la limite $Re_d < 1000$.

Cette tendance est bien décrite qualitativement par le modèle, elle est la conséquence directe de l'influence des effets inertiels sur la force de traînée exercée par le fluide sur le grain. L'ajustement au plus près des mesures par l'équation 3.5, dans laquelle on a injecté la valeur $\delta \approx 67,5^\circ$ obtenue au paragraphe précédent, donne la valeur du paramètre ajustable $\alpha = 1,95 \pm 0,35$. La courbe correspondante est portée sur la figure 3.5, ainsi que les asymptotes associées. La comparaison quantitative entre modèle et expérience est assez satisfaisante, et la valeur obtenue $\alpha = 1,95$ est proche de la valeur mesurée par O'Neill (1968) pour une sphère près d'un plan lisse.

Enfin, notons que pour toutes les valeurs de Re_d explorées, les valeurs du nombre de Shields au seuil d'érosion hydrodynamique mesurées pour des écoulements laminaires sont plus élevées que les valeurs mesurées dans le cadre d'écoulements turbulents, autour de $\theta_{c0}^{turb} \approx 0,04$ à $0,07$ (e.g. Rijn, 1993). Ceci est certainement dû au fait que les fortes fluctuations associées à la turbulence des écoulements favorisent l'arrachement des grains pour des valeurs moyennes du nombre de Shields plus faibles.

En conclusion, pour un écoulement laminaire sur un lit horizontal, le modèle prédit une valeur constante égale à $0,14$ du nombre de Shields critique θ_{c0} aux faibles valeurs du nombre de Reynolds particulière ($Re_d < 1$), et une décroissance en $1/Re_d$ lorsque $Re_d > 1$, en accord avec les données expérimentales. L'influence de la pente sur le nombre de Shields critique θ_c est bien modélisée par les modèles classiques, à condition de considérer une valeur de l'angle de frottement δ bien plus élevée que la valeur correspondant à l'angle d'avalanche.

3.3 Seuil d'avalanche

Nous venons de voir que le seuil d'arrachement des grains est bien décrit par un modèle prenant en compte l'équilibre d'un grain unique. L'observation de la mise en mouvement des grains par avalanche montre que lorsqu'on incline le lit au-delà de l'angle maximal de stabilité, une couche de grain dont l'épaisseur est de l'ordre de quelques diamètres se déstabilise et se met à glisser en bloc. Un modèle qui considère l'équilibre d'une couche de grains paraît donc mieux adapté à la description du seuil de mise en mouvement par avalanche.

3.3.1 Equilibre d'une couche de grains

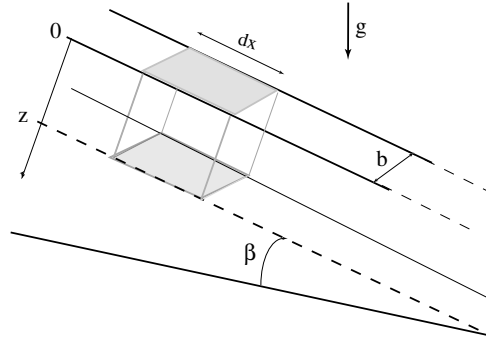


FIG. 3.6 – Schéma du volume de grains auquel le modèle s'intéresse.

En l'absence d'un écoulement d'eau, la stabilité d'un bloc de grains comparable à celui schématisé sur la figure 3.6, est bien décrite par un modèle qui tient compte des effets de parois (Courrech du Pont *et al.* (2003b), Taberlet *et al.* (2003), Jop *et al.* (2005)), dérivé du modèle de Janssen (1895). En effet, nous avons vu dans le chapitre que les parois participent à l'équilibre de l'assemblée de grains, on ne peut donc pas négliger leur présence. Lorsque le bloc de largeur b , de longueur dx , et d'épaisseur h_c , s'apprête à glisser, l'équilibre s'écrit après simplification (Courrech du Pont, 2003) :

$$-\tan \beta + \mu_s + \mu_p h_c = 0 \quad (3.8)$$

Le premier terme correspond aux efforts dus à la gravité, le second aux forces de frottements secs de la couche située juste au-dessous du bloc et le troisième terme représente les forces de frottement solide aux parois. Ce modèle indique que pour un angle β égal à l'angle maximal de stabilité β_{c0} il existe une profondeur h_{c0} de matériau mobilisée, liée à β_{c0} par :

$$\frac{h_{c0}}{b} = \frac{\tan \beta_{c0} - \mu_s}{\mu_p} \quad (3.9)$$

Le lecteur notera qu'en l'absence de parois, ce modèle indique une déstabilisation du tas sous forme d'avalanche dès que la pente prend une valeur correspondant à l'angle de frottement caractéristique du matériau, $\tan \beta^\infty = \mu_s$. Si la présence de parois latérales n'est

pas négligée, les forces de frottements qui s'exercent sur la couche sont plus élevées et la déstabilisation intervient donc pour des pentes plus fortes.

En présence d'un écoulement d'eau, il faut en plus tenir compte des forces de frottement fluide exercées à la surface de la couche mais aussi à l'intérieur du squelette poreux. Les premières sont évaluées en supposant que la contrainte de cisaillement qui s'exerce sur le bloc de grains en surface est égale à la contrainte de cisaillement du fluide calculée pour un fond rigide $\tau_f = \eta \dot{\gamma}_f$. Les forces en volume sont dues à l'existence dans la cellule de Hele-Shaw d'un gradient de pression du fluide $\Delta P/L$ longitudinal, qui permet d'équilibrer les frottements visqueux de l'eau sur les parois. On suppose qu'il n'y a pas de gradient de pression transverse. Pour un angle égal à l'angle maximal de stabilité β_c en présence d'un écoulement d'eau, l'équilibre de la couche d'épaisseur h_c qui s'apprête à céder donne alors la relation suivante :

$$-\tan \beta_c + \mu_s + \mu_p h_c + \frac{\tau_f b - \frac{\Delta P}{L} b h_c}{\phi \Delta \rho g h_c \cos \beta_c} = 0 \quad (3.10)$$

Les premiers termes de cette expression sont les mêmes termes que dans l'expression (3.8). Ils correspondent au poids des grains et aux frottements solides. A ces termes s'ajoute un terme prenant en compte les frottements fluides. La contrainte de cisaillement exercée par le fluide τ_f et le gradient de pression $\Delta P/L$ sont reliés à la vitesse moyenne de l'écoulement par :

$$\tau = \eta_f \dot{\gamma} \approx 3,26 \eta_f \bar{U} / b \quad (3.11)$$

$$\Delta P / L = -12 \eta_f \bar{U} / b^2 \quad (3.12)$$

Cette expression correspond au cas d'un écoulement qui remonte la pente, c'est-à-dire qui tend à retenir les grains. Le cas opposé d'un écoulement qui descend la pente est obtenu pour les valeurs négatives de $\bar{U}$, donc de θ .

Sous l'hypothèse que l'épaisseur h_c qui va céder est toujours la même quelle que soit l'intensité de l'écoulement, on aboutit à une expression qui relie l'angle maximal de stabilité $\beta_c(\theta)$, à sa valeur en l'absence d'écoulement β_{c0} et au nombre de Shields θ :

$$\theta = \phi \frac{h_c}{d} \left(1 + \frac{12}{3,26} \frac{h_c}{b} \right)^{-1} \frac{\sin(\beta_c - \beta_{c0})}{\cos \beta_{c0}} \quad (3.13)$$

Cette formulation (3.13) est identique à la formulation présentée dans l'article Loiseleux *et al.* (2005), où les forces de frottement aux parois n'avaient pas été prises en compte. En effet, sous l'hypothèse que l'épaisseur h_c de la couche qui va craquer est la même avec ou sans écoulement, l'effet des frottements solides aux parois est entièrement contenu dans la valeur de l'angle maximal de stabilité sans écoulement β_{c0} et dans l'épaisseur h_c .

Enfin, il est clair expérimentalement que l'écart $(\beta_c - \beta_{c0})$ reste faible au cours des expériences. L'expression (3.13) peut donc être réécrite sous la forme :

$$\beta_c \approx \beta_{c0} + \theta \cos \beta_{c0} \frac{1}{\phi} \frac{d}{b} \left(\frac{b}{h_c} + \frac{12}{3,26} \right) \quad (3.14)$$

Ce modèle prédit une évolution quasi-linéaire de l'angle maximal de stabilité avec l'intensité de l'écoulement d'eau.

3.3.2 Comparaison avec les données expérimentales

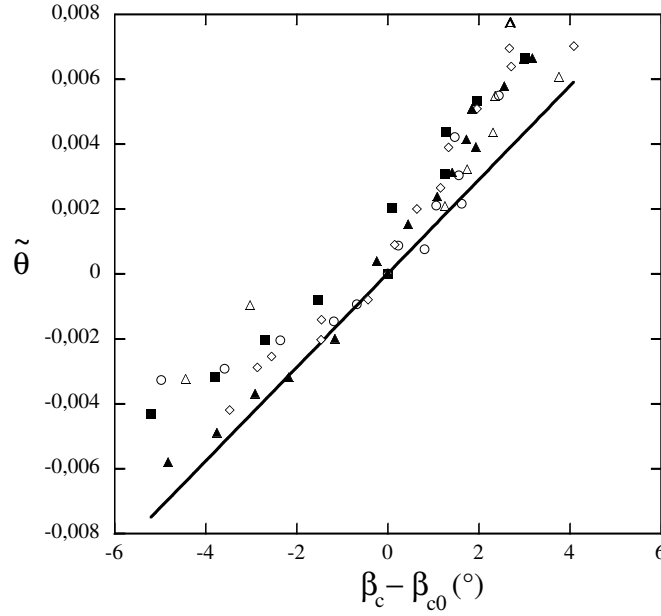


FIG. 3.7 – Evolution du paramètre $\tilde{\theta} = \theta \cos \beta_0 d/b$ en fonction de l'écart d'angles $\beta_c - \beta_0$

Pour comparer le modèle aux données expérimentales, la variable $\tilde{\theta} = \theta \cos \beta_{c0} d/b$ (cf. equation 3.14) est tracée en fonction de l'écart d'angles $(\beta_c - \beta_{c0})$ sur la figure 3.7. Les points expérimentaux se rassemblent. L'influence de l'écoulement sur l'angle maximal de stabilité semble davantage prononcée pour $(\beta_c - \beta_{c0}) < 0$, lorsque l'écoulement descend la pente que lorsqu'il la remonte. Le meilleur ajustement de l'ensemble des données par une droite pour une fraction volumique $\phi = 0,6$ caractéristique d'un empilement lâche de grains donne une épaisseur de la couche qui va craquer $h \approx 560 \mu\text{m}$.

Le modèle pour une couche de grains décrit donc de façon relativement satisfaisante l'augmentation quasi-linéaire de l'angle maximal de stabilité avec l'intensité de l'écoulement d'eau. Nous avons présenté jusqu'à présent les résultats expérimentaux concernant l'angle maximal de stabilité. Le dernier paragraphe présente l'évolution de l'angle de repos en présence d'un contre-écoulement.

3.3.3 Angle d'arrêt

J'ai réalisé quelques expériences complémentaires pour étudier l'influence d'un contre-écoulement sur l'angle d'arrêt d'une avalanche, pour des billes de diamètre $d = 132\mu\text{m}$.

Angles de démarrage et d'arrêt sans écoulement d'eau

La définition de l'angle de repos que nous choisissons est liée au protocole expérimental. Sans écoulement d'eau, le canal est d'abord incliné jusqu'à l'angle de démarrage β_{c0} , puis la procédure consiste à diminuer artificiellement la pente du lit granulaire jusqu'à observer l'arrêt total des grains et non pas à laisser relaxer le tas jusqu'à l'arrêt. L'ensemble du protocole est répété plusieurs fois de façon à obtenir une mesure de l'angle maximal de stabilité et un angle de repos $\beta_{c0} \approx 30,7 \pm 0,3^\circ$ et $\beta_{r0} \approx 28,8 \pm 0,7^\circ$, avec un écart entre ces deux valeurs moyennes $\Delta\beta = 1,9 \pm 1^\circ$. Cet écart $\Delta\beta$ est supérieur à la valeur $0,4^\circ$ mesurée par Courrech du Pont (2003) pour les billes de diamètre $d = 142\mu\text{m}$ immergées dans l'eau. Ceci peut être dû à la différence de protocole. En effet, avec notre méthode, nous obtenons une mesure de l'angle β_r en-dessous duquel aucun mouvement de grain ne peut être observé quelle que soit l'histoire du tas, il s'agit donc d'une borne inférieure de la valeur de l'angle de repos, ce qui tend à augmenter l'écart $\Delta\beta$ mesuré.

Enfin, nous relèvons au cours de nos expériences, pour des angles intermédiaires compris entre β_r et β_{c0} , la présence d'avalanches microscopiques, analogues aux événements localisés mis en évidence par Courrech du Pont (2003) dans les avalanches en présence d'un liquide interstitiel. Ces avalanches, localisées et intermittentes, sont à distinguer des avalanches macroscopiques qui mobilisent l'ensemble des grains tout au long du tambour et qui sont observées au-delà de l'angle maximal de stabilité. C'est à ces avalanches macroscopiques qu'est consacré le chapitre suivant 4.

Influence d'un contre-écoulement sur les deux angles

La figure 3.8 présente l'évolution de l'angle maximal de stabilité et de l'angle de repos en présence d'un écoulement qui remonte la pente. Pour ce diamètre $d = 132\mu\text{m}$ l'évolution de l'angle maximal de stabilité est similaire à celle observée pour d'autres diamètres (Loiseux *et al.*, 2005). La pente de l'ajustement linéaire correspond à une épaisseur de la couche sur le point de se déstabiliser $h_c \approx 500\mu\text{m}$, proche de l'épaisseur $560\mu\text{m}$ obtenue lors de l'ajustement des données pour plusieurs diamètres.

Les données de la figure 3.8 montrent que la présence d'un contre-écoulement d'eau influence de façon analogue l'angle de repos et l'angle de stabilité maximal : l'avalanche démarre et s'arrête pour des angles de plus en plus élevés lorsqu'un écoulement de fluide remonte la pente. L'écart entre les deux angles β_c et β_r reste compris entre $1,1$ et $1,9^\circ$. Les pentes des droites qui passent au plus près des données sont légèrement différentes. En effet, l'ajustement linéaire de l'évolution de l'angle de repos donne une épaisseur d'arrêt $h_r \approx 350\mu\text{m}$, inférieure à l'épaisseur de déstabilisation $h_c \approx 500\mu\text{m}$. Une hystérésis entre l'épaisseur de démarrage et l'épaisseur d'arrêt est aussi observée expérimentalement pour

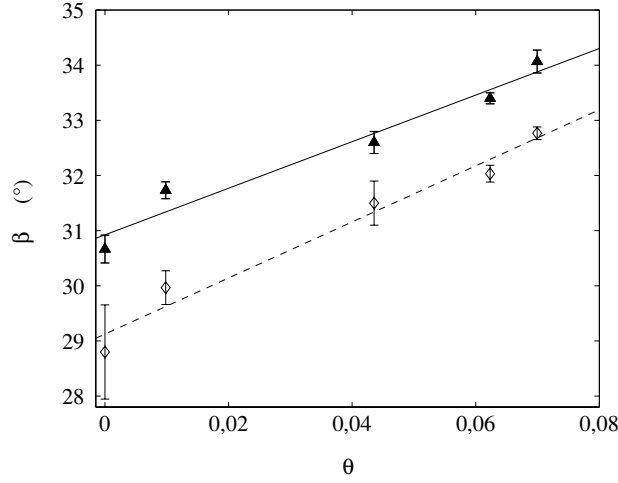


FIG. 3.8 – Evolution de l'angle de stabilité maximal β_c ($\blacktriangle$) et de l'angle de repos β_r ($\diamond$) en fonction du nombre de Shields θ , pour des écoulements remontant la pente. Les droites correspondent aux meilleurs ajustements linéaires (—) $\beta_c(\theta) = 30,9 + 42,2\theta$, (- - -) $\beta_r(\theta) = 29,1 + 50,8\theta$

des avalanches sur plan incliné (Pouliquen (1999b), Daerr (2001)).

L'influence de l'écoulement est donc correctement prise en compte par le modèle développé au paragraphe 3.3.1 pour les deux angles caractéristiques de l'avalanche β_c et β_r , à condition de considérer des épaisseurs de démarrage et d'arrêt différentes.

3.4 Conclusion

Lorsque les deux paramètres de contrôle varient, le lit granulaire peut présenter différents comportements. Deux modes de transport de particules peuvent être observés : pour de faibles pentes et de fortes intensités de l'écoulement d'eau, le transport des grains s'effectue sous forme de charriage de lit par l'écoulement d'eau tandis que pour de fortes pentes et de faibles intensités de l'écoulement d'eau, le transport s'effectue par avalanche. Que ce soit par avalanche ou par érosion hydrodynamique, les particules sont d'autant plus difficiles à mettre en mouvement que les effets de la gravité et de l'écoulement d'eau s'opposent. Une première série d'expériences a permis de quantifier l'influence du nombre de Reynolds particulaire et de la pente sur le seuil de mise en mouvement des grains par charriage. Pour un écoulement laminaire sur un lit horizontal, le modèle qui décrit l'équilibre d'un grain prédit une valeur constante égale à 0,14 du nombre de Shields critique θ_{c0} aux faibles valeurs du nombre de Reynolds particulaire ($Re_d < 1$), et une décroissance en $1/Re_d$ lorsque $Re_d > 1$, en accord avec les données expérimentales. L'influence de la pente sur le nombre de Shields critique θ_c est aussi correctement prédite, à condition de considérer une valeur de l'angle de frottement δ bien plus élevée que la valeur correspondant à l'angle d'avalanche. Une

seconde série d'expériences a permis de mettre en évidence l'effet d'un écoulement d'eau sur l'angle maximum de stabilité. Les tendances observées sont correctement prédites par un modèle considérant non plus l'équilibre d'une particule unique mais l'équilibre d'un bloc de grains. L'effet d'un écoulement d'eau semble être le même sur l'angle maximal de stabilité et l'angle d'arrêt de l'avalanche.

Enfin, pour certaines valeurs des paramètres de contrôle nous observons la structuration périodique du lit granulaire. Pour de faibles pentes et des écoulements d'eau intenses, la formation de rides triangulaires comparables aux rides de courant rencontrées dans la nature ou en laboratoire est observée, tandis que pour de fortes pentes le transport de grains par avalanche domine (cf. chapitre4). Des rides à tourbillon apparaissent lorsque les deux modes de transport sont présents, pour un écoulement qui remonte la pente (cf. chapitre5).

Chapitre 4

Dynamique d'avalanches sous-marines

Sommaire

4.1 Dynamique d'une avalanche sous marine

- 4.1.1 Des avalanches macroscopiques en régime visqueux
- 4.1.2 Evolution de la pente du tas
- 4.1.3 Profil de vitesse des grains au centre du canal
- 4.1.4 Evolution du débit de grains

4.2 Influence de l'inclinaison du canal

- 4.2.1 Evolution de la pente du tas
- 4.2.2 Profils de vitesse
- 4.2.3 Grandeurs caractéristiques de l'écoulement

4.3 Effet d'un contre-écoulement d'eau imposé

4.4 Modélisation

- 4.4.1 Equilibre d'une couche de grains
- 4.4.2 Comparaison avec les données - cas sans écoulement d'eau imposé
- 4.4.3 Cas avec un écoulement d'eau imposé
- 4.4.4 Et la phase d'accélération ?

4.5 Conclusion

L'étude des propriétés d'écoulement de la matière en grains a fait appel au cours des dernières années à de nombreuses expériences réalisées dans diverses configurations épurées, dont une revue détaillée a été établie par le GDR Milieux Divisés (2004). Les travaux se concentrent principalement sur les propriétés rhéologiques des écoulements stationnaires alimentés continûment. Ainsi, bien que les écoulements naturels soient des phénomènes essentiellement instationnaires, peu de données sont disponibles concernant la dynamique des

écoulements de surface d'une pente granulaire basculée au-delà de l'angle maximal de stabilité, que ce soit dans l'air ou dans l'eau. La modélisation de la dynamique d'écoulement des particules est toutefois nécessaire pour évaluer la quantité de grains transportés au cours d'une avalanche par exemple. L'amplitude de l'avalanche, c'est-à-dire le volume de matière déplacée est directement corrélé à l'évolution du flux de particules au cours de l'avalanche. Courrech du Pont (2003), à partir d'expériences réalisées en tambour tournant, a montré que le flux de particules dans une avalanche de billes de verre dans l'air n'est pas constant au cours du temps : il augmente dans un premier temps puis diminue au fur et à mesure que la pente du tas relaxe vers l'angle de repos. Dans ces expériences, les phases de décélération est plus lente que la phase d'accélération et le débit ne semble pas atteindre de régime stationnaire. Courrech du Pont *et al.* (2003a) ont aussi montré que lorsque les particules sont immergées dans un liquide tel que l'eau, la durée de l'avalanche est modifiée. On peut alors se demander comment les grandeurs dynamiques caractéristiques de l'avalanche, c'est-à-dire la vitesse, l'épaisseur coulante, le débit ou encore la pente évoluent au cours du temps en présence d'un liquide interstitiel au repos ou bien qui s'écoule à la surface du lit granulaire. Cette dernière situation - un écoulement qui remonte la pente granulaire- peut être observée le long des pentes aval des dunes sous-marines, à cause de la bulle de recirculation (Allen, 1970). Elle a également été rapportée lorsqu'un fossé se creuse autour d'une pile de pont plantée dans le sable, sous l'effet d'écoulements d'eau complexes (Roulund *et al.*, 2005).

Je présente dans ce chapitre les résultats obtenus au cours d'expériences réalisées avec des billes de verre immergées dans l'eau. Le canal expérimental, décrit dans le chapitre 2, peut être comparé à un tambour tournant de grand rapport d'aspect. Contrairement à de nombreuses expériences en canal, le canal est fermé à ses extrémités, les parois forment un obstacle pour l'avalanche : les grains ne peuvent s'échapper et forment un tas à partir de cet obstacle, la masse de grains est donc conservée. Les deux grandeurs expérimentales auxquelles je me suis intéressée sont la pente de la surface granulaire et les profils de vitesse au centre du canal.

Le chapitre est organisé de la façon suivante. Les trois premières parties sont consacrées à la présentation des résultats expérimentaux. Dans un premier temps est détaillée l'évolution de la pente et du profil de vitesse au cours d'une avalanche, à la surface d'un tas incliné de quelques degrés au-dessus de l'angle maximal de stabilité. La relation entre le flux de particules au centre du canal et l'inclinaison du tas est ensuite explorée dans une deuxième partie, tandis que l'influence d'un contre-écoulement d'eau imposé fait l'objet de la troisième section. Les observations expérimentales sont ensuite comparées favorablement aux prédictions d'un modèle combinant les résultats récents de l'équipe de l'Iust de Marseille (Pouliquen (1999b), Jop *et al.* (2005), Cassar *et al.* (2005)).

4.1 Dynamique d'une avalanche sous marine

4.1.1 Des avalanches macroscopiques en régime visqueux

Les expériences présentées dans ce chapitre ont toutes été réalisées avec des billes de diamètre $d = 132,5 \pm 12,5 \mu\text{m}$, dans un canal de largeur $b = 2\text{mm}$. Les billes sont immergées dans l'eau, en présence ou non d'un écoulement de surface. Pour cette taille de particules, le nombre de Stokes et le rapport de densités présentés dans le chapitre , prennent respectivement les valeurs $St \approx 0,28$ et $r = 2$. Si on se rapporte aux travaux de Courrech du Pont *et al.* (2003a), ces valeurs correspondent au régime visqueux de l'avalanche. Ceci signifie que si on envisage l'avalanche comme une série de chutes élémentaires d'un grain sur ses voisins, la vitesse de chute du grain entre deux collisions est limitée par les effets visqueux du fluide interstitiel.

Lorsqu'on bascule le canal à un angle β supérieur à l'angle maximal de stabilité β_c , on observe la mise en mouvement des grains tout au long de la surface du tas : c'est l'avalanche. Les grains de surface s'écoulent régulièrement tout au long du canal, sur une épaisseur de l'ordre de l'espacement inter-plaques, excepté près des extrémités où le débit granulaire est nul par définition, étant donné qu'on n'injecte pas de nouvelles particules. Ces avalanches macroscopiques présentent des durées T supérieures à 1h.

Dans la suite de cette partie 4.1, sauf mention contraire, sont présentés les résultats expérimentaux obtenus au cours de trois expériences réalisées pour une inclinaison de la cellule $\beta \approx 33,5^\circ$, soit environ 3° au-dessus de l'angle maximal de stabilité. L'influence de l'inclinaison du canal sera étudiée dans la partie suivante.

4.1.2 Evolution de la pente du tas

Comme le schématise la figure 4.1, le canal étant fermé, les grains s'accumulent en bas du canal au cours de l'avalanche tandis que le niveau de grains diminue en haut du canal. L'avalanche s'accompagne donc d'un changement de pente. La mesure de l'évolution de la hauteur de l'interface en deux points d'observation fournit une mesure de l'évolution de la pente du tas, détaillée dans le paragraphe suivant.

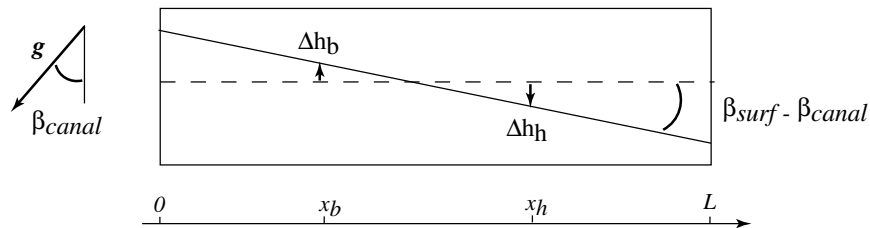


FIG. 4.1 – Schéma représentant dans le référentiel de la cellule le passage de la surface granulaire d'une pente initiale β_i , en pointillés, à une pente β en trait plein.

Une mesure locale

La position verticale de l'interface est repérée par une technique de traitement d'image analogue à celle présentée dans le chapitre 2 p.25. Il apparaît que l'interface reste plane entre les deux points d'observation, la variation de pente est alors évaluée à partir des variations de hauteur de l'interface Δh_b et Δh_h aux points d'abscisses x_b et x_h par la relation 4.1 :

$$\beta_{surf}(t) = \beta_i - \text{atan}\left(\frac{-\Delta h_h(t) + \Delta h_b(t)}{x_h - x_b}\right) \quad (4.1)$$

Sur la figure 4.2 est reporté un exemple d'évolution temporelle des variations de hauteurs Δh_h et Δh_b au cours des premières minutes d'une expérience. Pour cette expérience-ci, réalisée avec une inclinaison du canal $\beta = 33,7^\circ$, les points d'observation sont en $x_b = 10$ et $x_h = 110$ cm. Les données de la figure 4.2 montrent une décroissance globale du niveau

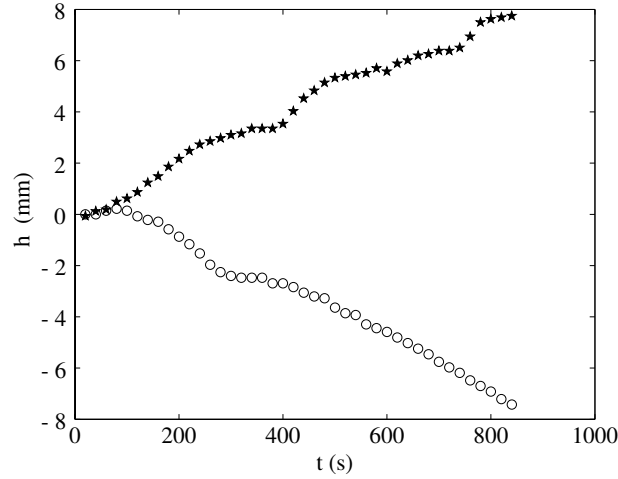


FIG. 4.2 – Evolution temporelle des variations de hauteur de grains Δh_b (★) et Δh_h (○), au début d'une expérience effectuée à $\beta = 33,7^\circ$.

de grain en haut du canal, et une augmentation en bas, avec quelques variations autour de cette tendance. Ces fluctuations sont certainement dues au fait que le tas présente des inhomogénéités spatiales de grandeurs telles que la compacité, la cristallisation ou encore la pente locale de la surface libre. En effet, ces inhomogénéités sont susceptibles d'influencer la dynamique locale. De plus, en raison de la grande longueur du tas, les perturbations engendrées peuvent nécessiter un temps non négligeable pour se propager, et apparaître successivement en l'un puis l'autre des points d'observation. Par exemple, pour l'expérience qui a servi à établir la figure 4.2, calculons le temps nécessaire à une perturbation pour voyager sur la distance séparant les deux points d'observation $x_h - x_b = 1$ m, à la vitesse moyenne des grains. Cette vitesse est évaluée d'après les mesures de PIV effectuées en parois à $V \approx 5$ mm s⁻¹. La durée de propagation d'une perturbation est alors de 200 s. Cette durée est comparable à la période des fluctuations sur la figure 4.2. Par conséquent,

si la pente du tas est évaluée à partir de deux mesures locales de hauteur, les variations observées risquent de ne pas être représentatives d'une évolution de la pente moyenne mais davantage d'accidents locaux. Toutefois la tendance générale d'évolution de la pente est correctement représentée par cette technique.

Relaxation de la pente

L'évolution de la pente du tas notée β_{surf} (correspondant à la figure 4.2), et $\beta_i = 33,4^\circ$ est présentée pour deux inclinaisons $\beta_i = 33,7^\circ$ sur la figure 4.3¹. Pour les deux expériences,

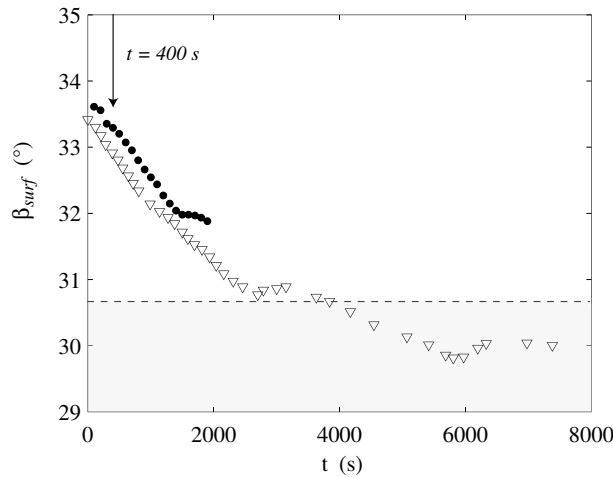


FIG. 4.3 – Evolution temporelle de la pente du tas $\beta(t)$. $\bullet \beta_i = 33,7^\circ$, $\nabla \beta_i = 33,4^\circ$

l'évolution initiale est comparable, la mesure semble donc reproductible. Pour l'expérience filmée entièrement, ($\beta_i = 33,4^\circ$) la pente $\beta(t)$ relaxe continûment au cours du temps, passant d'une valeur égale à l'angle d'inclinaison du canal β_i à une valeur comprise entre l'angle maximal de stabilité β_c et l'angle de repos β_r . L'inclinaison du tas décroît de moins en moins vite à mesure que l'écart à l'angle d'arrêt diminue. On remarque également sur la figure 4.3 que l'évolution de la pente présente des variations autour de cette tendance globale, certainement liées aux fluctuations locales de hauteur comme expliqué au paragraphe précédent. En particulier, les augmentations d'angles observables à $t \approx 3000$ s et $t \approx 6500$ s n'ont pas de signification physique mais sont un artefact de la technique de mesure employée.

On mesure, d'après la courbe de la figure 4.3, une durée de l'avalanche $T \approx 6200$ s qui correspond à l'instant au-delà duquel la pente du tas n'évolue plus. Or, pour des avalanches réalisées dans le régime visqueux et avec une pente initiale proche de l'angle maximum de stabilité, Courrech du Pont *et al.* (2003a) mesurent des durées d'environ 4 fois le temps nécessaire à un grain pour parcourir la totalité de la longueur L du tas, en une série de

¹Il manque la fin de l'expérience à $\beta_i = 33,7^\circ$, suite à un souci de caméra.

chutes élémentaires. Calculons cette durée dans le cas qui nous intéresse. Dans le régime visqueux, la vitesse limite V_{St} de chute du grain sur son diamètre est la vitesse de Stokes. Pour les billes de verre que nous avons utilisé, $V_{St} = \Delta\rho g d^2 / (18\eta) \approx 14 \text{ mm s}^{-1}$. La durée d'avalanche correspondante est alors $T_v = 4L/V_{St} \approx 360 \text{ s}$. Cette valeur est très inférieure à la durée de l'avalanche que nous avons mesurée. Il est fort probable que cet écart soit dû au fait que la pente initiale du tas dans notre expérience est supérieure de plusieurs degrés à l'angle maximal de stabilité. En effet, si on se rapporte au schéma 4.1 p.61, on remarque que la quantité de grains à transporter par l'avalanche est d'autant plus grande que l'écart entre la pente initiale et la pente finale est élevé. Si la vitesse des grains entre deux collisions est limitée par les forces visqueuses exercées par le fluide, pour que davantage de particules soient transportés, il est nécessaire que les grains soient mobilisés sur une plus grande épaisseur ou bien que la durée de l'avalanche augmente.

Ce raisonnement met en avant l'existence d'un lien entre l'évolution de la pente du tas, la quantité de grains transportés et leur vitesse. Dans les paragraphes suivants nous nous intéressons à la dynamique de l'écoulement grâce à l'étude de l'évolution du profil de vitesse au centre du canal.

4.1.3 Profil de vitesse des grains au centre du canal

Le centre du canal (en $x = L/2$) constitue un lieu privilégié d'étude car la hauteur de grains y varie très peu au cours de l'avalanche, comme on le comprend d'après le schéma 4.1. L'évolution du champ de vitesse des grains à la paroi, au centre du canal a été mesuré pour $\beta = 33,7^\circ$, au cours de l'expérience présentée plus haut. 40 séries de 100 images successives ont été acquises au cours de l'avalanche avec la caméra rapide à la fréquence de 500 Hz, de façon non automatisée. L'instant initial est compté comme l'instant où l'inclinaison du canal est fixée après avoir été augmentée graduellement.

Allure du profil : comparaison avec le cas sec

Le profil de vitesse longitudinale $V_{piv}(z, t)$, obtenu en moyennant les champs sur 100 images, est représenté à trois instants différents sur la figure 4.4 a. Le champ de vitesse évolue au cours du temps. Pour les instants $t = 30 \text{ s}$ et $t = 2400 \text{ s}$, les données indiquent une localisation en surface du profil de vitesse, prolongée par une transition lente en profondeur d'un état "liquide" vers un état "solide". Cette transition est similaire à la transition observée pour les écoulements de granulaires secs sur fond meuble (GDR Milieux Divisés, 2004). On observe, pour ces deux instants $t = 30 \text{ s}$ et $t = 2400 \text{ s}$, un profil de vitesse linéaire en surface avec une queue en profondeur proche d'une exponentielle. Ce raccordement exponentiel est mis en évidence sur la figure 4.4 (b) : lorsqu'il sont tracés en coordonnées semi-logarithmiques, les profils de vitesse se rapprochent d'une droite sur quelques diamètres en profondeur, soit pour $V_{piv} < 1 \text{ mm s}^{-1}$. On remarque qu'à l'instant $t = 2 \text{ s}$, le profil présente uniquement une partie exponentielle.

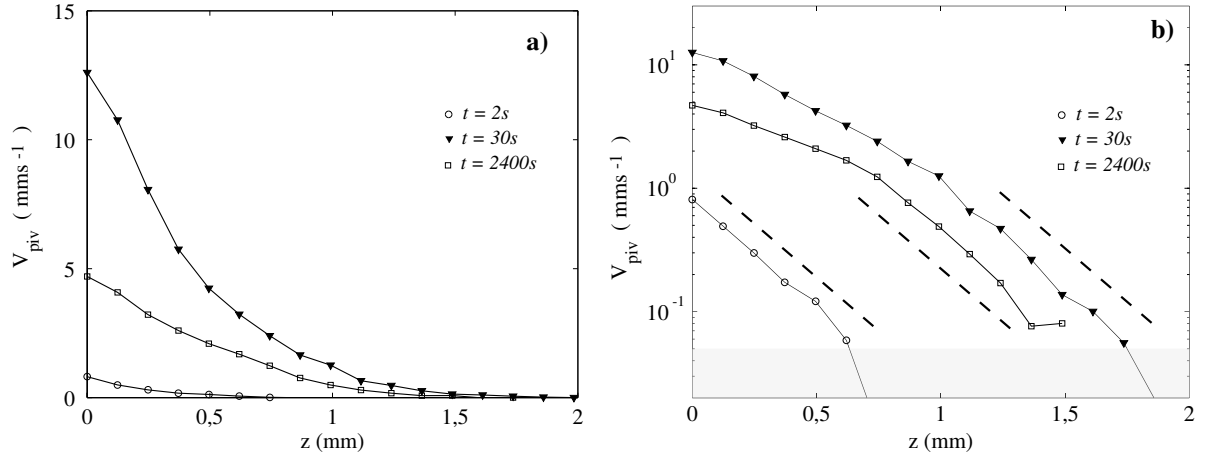


FIG. 4.4 – Profil de vitesse $V_{piv}(z)$ dans la couche de grains en avalanche pour $\beta = 33,7^\circ$, mesuré par PIV à la paroi, moyenné sur 100 images. z est la profondeur, $z = 0$ correspond à la surface. ($\circ$) $t = 2\text{ s}$, ($\blacktriangledown$) $t = 30\text{ s}$, ($\square$) $t = 2400\text{ s}$. a) Coordonnées linéaires b) Coordonnées semi-logarithmiques : la zone grisée correspond à la limite de résolution du système, les 3 droites ont la même pente.

Des profils de vitesse d'allure comparable ont été mesurés dans des écoulements stationnaires de particules millimétriques immergées dans des fluides de viscosités diverses, dans une géométrie quasi-bidimensionnelle de tambour tournant avec un espacement interplaques de 3 billes par Jain *et al.* (2004). Les profils que nous obtenons, aussi bien que ceux mesurés par Jain *et al.* (2004), sont très proches de ceux observés dans les écoulements de granulaires secs sur fond meuble, qu'ils soient continus (Bonamy *et al.* (2002), Jain *et al.* (2001), Hill *et al.* (2003), Taberlet *et al.* (2003)) ou instationnaires (Courrech du Pont (2003)). On peut donc conclure que la présence d'un liquide interstitiel ne modifie pas qualitativement la forme des profils de vitesse observés.

D'un point de vue quantitatif, les valeurs maximales que nous mesurons pour $\beta = 33,7^\circ$ sont pour la vitesse des grains $V \approx 13\text{ mm s}^{-1}$ et pour le gradient de vitesse $\dot{\gamma} \approx 20\text{ s}^{-1}$. Ces valeurs sont proches respectivement de la vitesse de Stokes du grain dans l'eau, $V_{St} \approx 14\text{ mm s}^{-1}$, et de l'inverse du temps pris par ce grain pour tomber sur son diamètre d à la vitesse limite V_{St} soit $\dot{\gamma}_{st} = d/v_{St} \approx 108\text{ s}^{-1}$. Or dans le cas de granulaires secs, les vitesses et gradient mesurés sont déterminés par les grandeurs caractéristiques de la chute libre d'un grain sur son diamètre (GDR Milieux Divisés, 2004). La présence d'un liquide interstitiel ralentit donc clairement la dynamique de l'avalanche.

Evolution temporelle du profil

L'évolution du profil de vitesse, dans les tous premiers instants d'une expérience réalisée avec une inclinaison du canal similaire $\beta_i = 33,0^\circ$, est présentée sur la figure 4.5. Les grains mobilisés acquièrent rapidement une vitesse et un débit maximum, après environ 6 s. Au

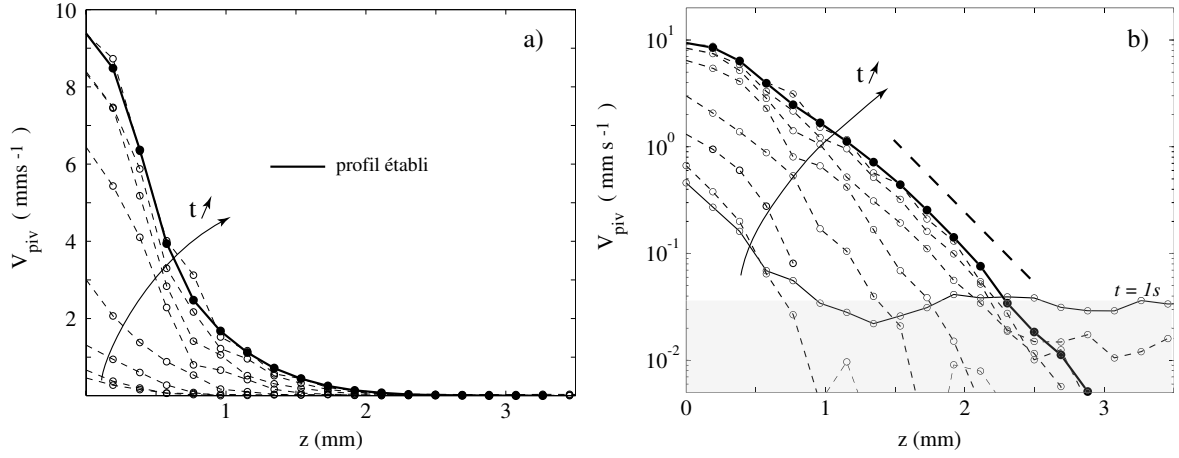


FIG. 4.5 – Profil de vitesse $V_{piv}(z)$ mesuré pour $\beta = 33,0^\circ$, à différents instants. (---) profils moyennés sur ± 20 images, toutes les 1 s, de $t = 1 \text{ s}$ à $t = 8 \text{ s}$. (—) profil moyenné dans l'état établi, après 6 s. a) Coordonnées linéaires b) Coordonnées semi-logarithmiques : la zone grisée correspond à la limite de résolution du système, la droite sert de guide pour les yeux.

cours de la procédure d'inclinaison, les vibrations de la caméra et de son support apparaissent sur les champs de vitesses, ce qui permet de repérer l'arrêt de l'inclinaison. Une trace de ces vibrations est visible sur le premier profil moyenné autour de $t = 1 \text{ s}$ sur la figure 4.5 (b). L'avalanche démarre donc à la fin de la procédure d'inclinaison et l'accélération des particules se poursuit au-delà de l'arrêt du canal, comme on le voit sur les figures 4.5 a et b. L'ensemble des grains accélère, en surface comme en profondeur, jusqu'à atteindre une vitesse de surface $V_{piv}^{max} \approx 9,3 \text{ mm s}^{-1}$ et une profondeur de mouvement détectée $h^{max} \approx 2 \text{ mm}$ quasi-constantes. La mobilisation des grains s'effectue sur une durée totale d'environ 6 s, au-delà de laquelle le profil reste proche du profil quasi-stationnaire moyenné sur les 20 s suivantes. Après un transitoire on observe donc un écoulement établi.

L'évolution temporelle du profil de vitesse pour des temps intermédiaires, entre $t = 30 \text{ s}$ et $t = 1200 \text{ s}$, est représentée sur la figure 4.6. Quelle que soit la profondeur, la vitesse des grains passe par un maximum puis présente une légère diminution globale au cours du temps. Cette décroissance est très lente par comparaison avec la phase d'accélération initiale. Dans le même temps, la profondeur mobilisée suit la même évolution. Cette profondeur passe par un maximum, environ 1,8 mm, puis diminue lentement. Si on attend 20 minutes supplémentaires, le profil de vitesse est celui de la figure 4.4 à $t = 2400 \text{ s}$. L'écoulement de grains présente donc une vitesse et une profondeur en mouvement de plus en plus faibles.

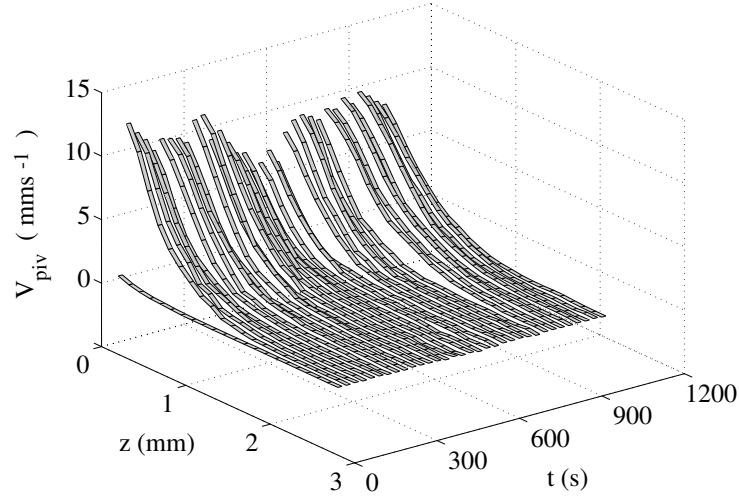


FIG. 4.6 – Evolution temporelle du profil de vitesse $V_{piv}(z, t)$ mesuré à la paroi, au cours de l'expérience à $\beta = 33, 7^\circ$. Chaque ruban gris représente un profil de vitesse, deux profils consécutifs sont espacés de 60 s.

4.1.4 Evolution du débit de grains

En intégrant à chaque instant le profil de vitesse $V_{piv}(z)$ selon la profondeur z , on obtient une mesure $Q_{piv}(t)$ du débit de grains à la paroi. Cette grandeur représente la quantité de grains déplacés parallèlement à la paroi, par unité de temps et par unité de largeur.

$$Q_{piv}(t) = \int_0^\infty V_{piv}(z, t) dz \quad (4.2)$$

Evolution aux temps courts

L'évolution du débit de grains dans les premiers instants est portée sur la figure 4.7 (a). La phase d'accélération initiale et ensuite le plateau, décrits au paragraphe précédent, sont encore présents. L'évolution temporelle du débit pour une expérience réalisée avec une inclinaison moins grande $\beta = 31, 2^\circ$ est également portée sur cette figure. Le débit suit la même évolution que pour $\beta = 33, 0^\circ$, mais la valeur atteinte après quelques secondes Q_{piv}^{max} est trois fois moins élevée. Si on normalise le débit instantané Q_{piv} par sa valeur maximale Q_{piv}^{max} , on voit sur la figure 4.7 b que les deux courbes d'évolution se superposent très bien. Le temps d'accélération du système semble ne pas dépendre de la pente du tas, du moins pour les angles plus faibles.

L'élévation de la surface du lit détectée au milieu du champ de la caméra est reportée sur la figure 4.8 pour ces deux expériences. Au début de la phase d'accélération, la surface du lit de grain s'élève d'une hauteur d'environ un diamètre de grain, sur une durée d'environ 3 s dans les deux expériences. Cette durée est plus courte que le temps nécessaire au système pour accélérer jusqu'au débit correspondant au régime établi. Quelques poussières

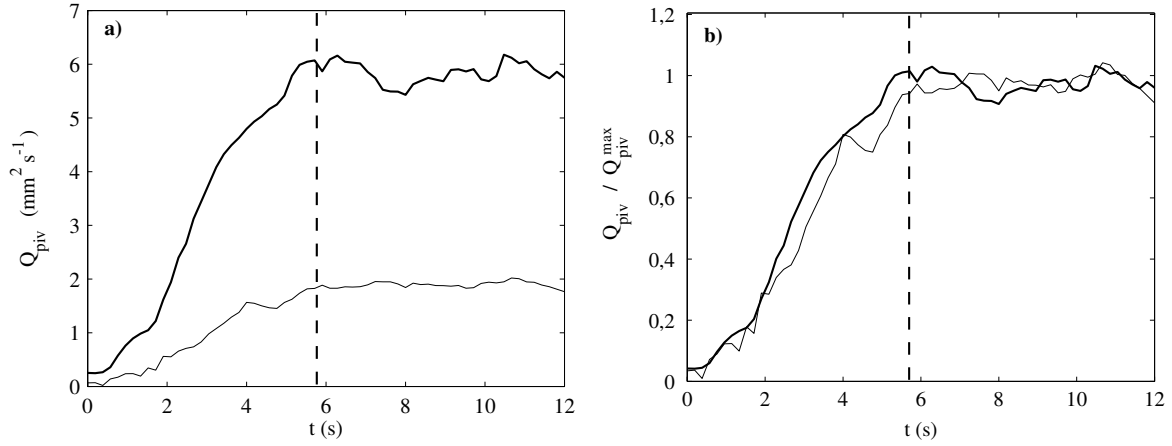


FIG. 4.7 – a) Evolution du débit de grain par unité de surface mesuré par PIV $Q_{piv}(t)$, dans les premiers instants de l'avalanche, pour deux angles différents. (—) $\beta = 33, 0^\circ$, (---) $\beta = 31, 2^\circ$. b) Evolution du débit de grain $Q_{piv}(t)$ normalisé par le débit dans l'écoulement établi $Q_{piv}^{\max}$. (—) $\beta = 33, 0^\circ$, (---) $\beta = 31, 2^\circ$.

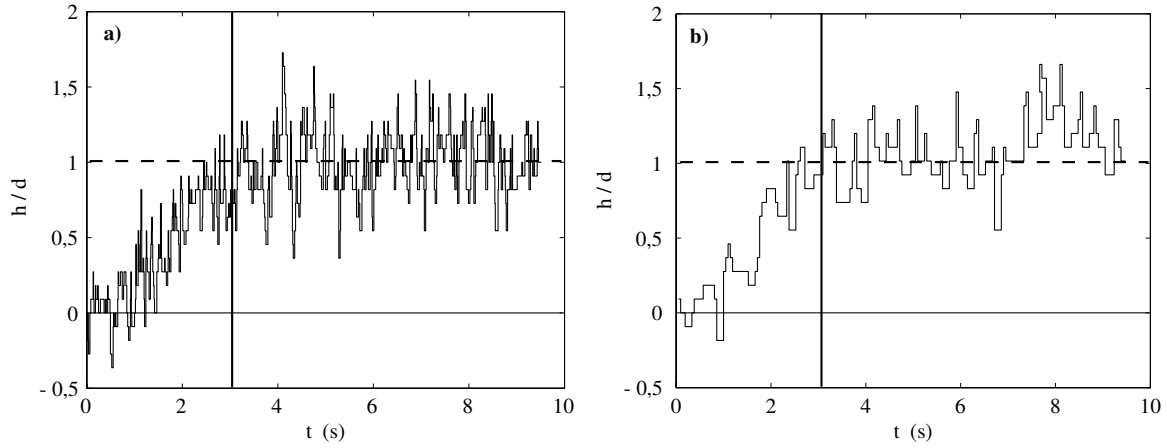


FIG. 4.8 – Elévation h de la hauteur de la surface granulaire dans les tous premiers instants de l'avalanche a) $\beta = 33, 0^\circ$, b) $\beta = 31, 2^\circ$.

situées en profondeur là où les grains ne bougent pas restent immobiles, on en déduit que l'élévation observée correspond à une dilatation du milieu granulaire dans la couche qui se met en mouvement. Avec l'hypothèse que la quantité de grains présents dans la zone d'observation est constante, cette dilatation correspond à une augmentation du volume occupé par les couches de surface et donc une diminution de la compacité d'environ $d/h \approx 7$ à 10%. Comme nous l'avons vu au chapitre , la dilatance du milieu granulaire entraîne des mouvements du fluide interstitiel pour combler le plus grand volume des pores, et donc une modification locale de la pression du fluide. On peut comparer le temps de décompaction au temps t_f nécessaire au fluide pour s'écouler sous son propre poids $\rho_f g d$ dans l'édifice

poreux de hauteur h afin de combler la variation de volume. L'application de la loi de Darcy donne l'expression suivante pour t_f :

$$t_f \approx \frac{\eta_f}{k} \frac{h}{\rho_f g} \quad (4.3)$$

Avec une perméabilité $k = \alpha d^2$, et $\alpha \approx 0,01$ pour un assemblage de billes, le temps de drainage du fluide dans la couche d'épaisseur $h = 2$ mm est $t_f \approx 1,2$ s. Ce temps est proche de la durée de 3 s que prend la décompaction du lit au début de l'avalanche, il est donc possible que le drainage du fluide influence le temps de dilatation du tas.

Evolution aux temps longs

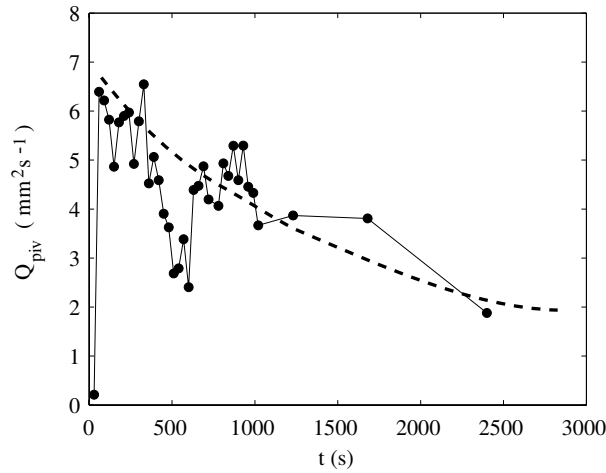


FIG. 4.9 – Evolution temporelle du débit surfacique de grains Q_{piv} , obtenu en intégrant le profil de vitesse mesuré à la paroi, au cours de l'expérience effectuée à $\beta = 33,7^\circ$. (- - -) tendance générale.

Une fois la phase d'accélération initiale dépassée, la figure 4.9 montre une évolution temporelle du débit de grains à la paroi, pour $\beta = 33,7^\circ$, similaire à l'évolution des vitesses observée sur la figure 4.6. Le débit de grains diminue lentement au cours du temps, et de moins en moins vite. Cette tendance est matérialisée sur la figure 4.9 par la ligne en pointillés. La chute de débit observée autour de $t \approx 500$ s semble un "accident" dans cette évolution lente.

Sous l'hypothèse que le tas ne se déforme pas trop à ses extrémités, et que sa compacité varie peu au cours de l'avalanche, on peut établir une relation entre la quantité de particules qui s'écoulent au centre du canal pendant la durée dt avec le flux Q , et la variation de la pente du tas $d\beta$ au cours de la même durée. Le schéma 4.10 met en évidence que la quantité de grains passée devant la zone d'observation en milieu de canal est alors égale à l'aire de

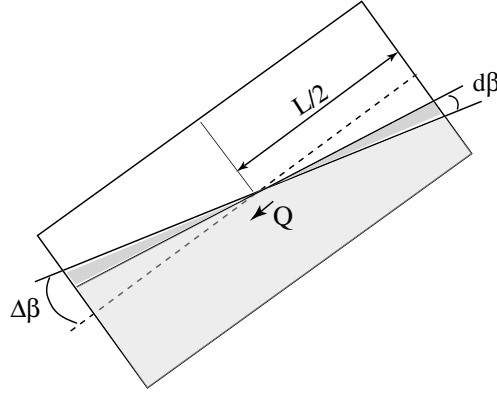


FIG. 4.10 – Le flux de particules au centre du canal détermine le taux d'évolution de la pente.

l'un des triangles grisés.

$$Qdt = \frac{1}{2} \left(\frac{L}{2} \cos \Delta\beta \right)^2 d\beta \quad (4.4)$$

La variation $\Delta\beta$ entre la pente du tas à l'instant t considéré et l'inclinaison du canal reste suffisamment faible au cours des expériences pour qu'on puisse considérer que $\cos \Delta\beta \approx 1$. Le taux d'évolution $d\beta/dt$ de la pente du tas au cours de l'avalanche devrait donc être proportionnel au débit de grains Q au centre du canal, et donc au débit Q_{piv} mesuré en paroi. En effet, si la vitesse des grains varie peu dans la largeur du canal, comme Jop *et al.* (2005) l'observent dans le cas sec lorsque le rapport b/d est faible, le débit Q est proportionnel au débit Q_{piv} mesuré en paroi. Les observations expérimentales sont cohérentes avec cette approche simplifiée. En effet, la décroissance globale du débit de grains aux parois qui apparaît sur la figure 4.9 correspond à une diminution de pente de moins en moins rapide sur la figure 4.11.

Dans la suite, nous nous intéressons à l'influence de l'angle d'inclinaison du tas sur la dynamique de l'avalanche, en portant initialement la cellule à des inclinaisons jusqu'à 10° au-dessus de l'angle de stabilité maximal.

4.2 Influence de l'inclinaison du canal

4.2.1 Evolution de la pente du tas

Quelle que soit la valeur de la pente initiale, la relaxation du tas suit une tendance similaire à celle décrite au paragraphe 4.1.2. On observe en effet sur la figure 4.11 a que la pente du lit décroît lentement et de moins en moins vite jusqu'à une valeur comprise entre l'angle de repos β_r et l'angle maximal de stabilité β_c . On remarque aussi que les taux d'évolution de la pente $d\beta/dt$ les plus élevés sont observés pour les pentes les plus grandes.

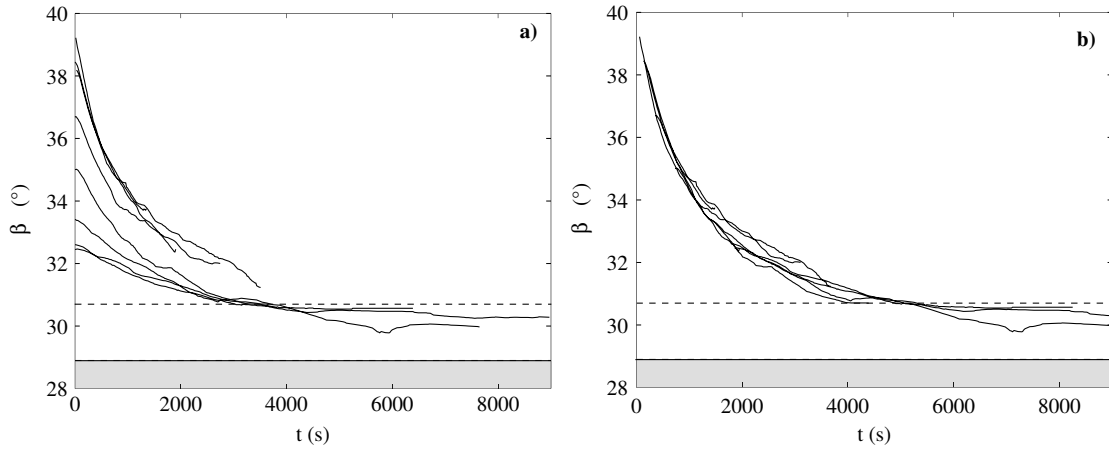


FIG. 4.11 – *Relaxation de la pente du lit granulaire pour différentes inclinaisons du canal. a) L'instant initial de chaque expérience est pris à $t = 0$ s. b) Les courbes sont décalées en temps, de façon à faire coïncider les évolutions pour différentes expériences.*

Les courbes de la figure 4.11 a) sont décalées en temps sur la figure 4.11 b), de façon à les faire coïncider. L'évolution temporelle de la pente du tas se fait selon une courbe maîtresse, aux fluctuations locales près. Ceci signifie que le taux d'évolution de la pente $d\beta/dt$ à un instant donné dépend uniquement de la valeur de la pente à cet instant, il n'y a donc pas d'effet d'inertie. De plus, le taux $d\beta/dt$ étant proportionnel au débit moyen de grains $Q(t)$, on peut conclure que le débit de grains $Q(t)$ au centre du canal est fixé par la valeur de la pente $\beta_{surf}(t)$, indépendamment de l'histoire du tas à temps longs. Ce comportement peut être rapproché des observations faites pour les écoulements de granulaires secs alimentés continûment, en tambour tournant (Orpe & Khakhar (2001), Bonamy *et al.* (2002)), en canal ouvert (Khakhar *et al.* (2001), Taberlet *et al.* (2003), Jop *et al.* (2005)) ou fermé à son extrémité (Khakhar *et al.*, 2001). Dans toutes ces expériences, pour une géométrie constante, le débit de grains fixe la pente dynamique du tas, c'est à dire la pente de la surface granulaire en écoulement, qui peut prendre des valeurs beaucoup plus élevées qu'au repos. Nous observons ici la réciproque : la pente du tas fixe le débit de grains.

Le scénario d'évolution du tas semble donc être le suivant : la pente du lit évolue lentement en fonction de la quantité de grains qui s'accumulent en bas du canal, et le débit de grains s'adapte quasi-instantanément à la valeur de la pente.

Dans le paragraphe suivant, nous nous intéressons à la relation entre débit de grains et pente du tas. Pour cela, nous effectuons les mesures juste après la phase d'accélération initiale, de façon à connaître la valeur de la pente du lit de façon certaine, égale à la pente du canal. Pour simplifier la présentation des résultats, la pente du tas sera notée β dans la suite.

4.2.2 Profils de vitesse

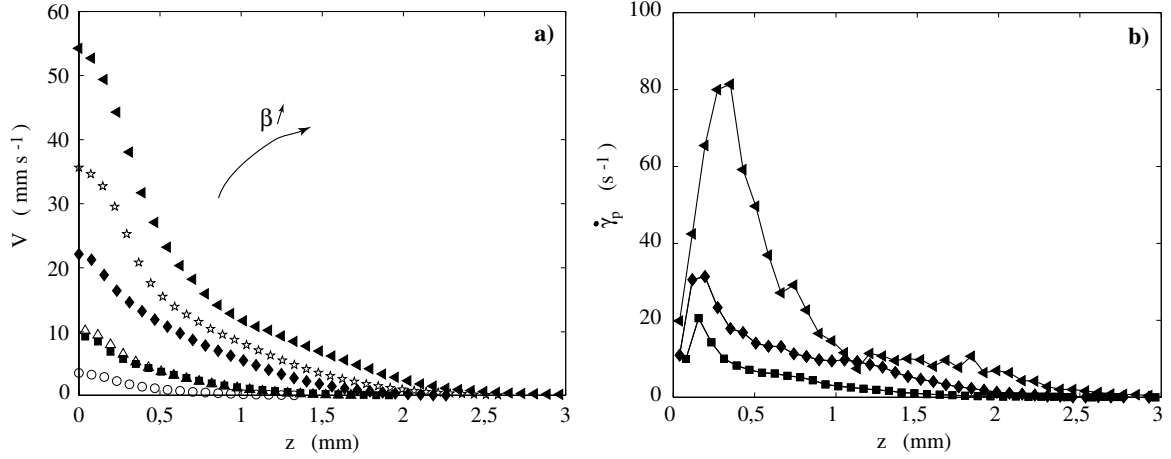


FIG. 4.12 – a) Profil de vitesse moyen pour différentes valeurs de la pente β . ($\circ$) $\beta = 31, 3^\circ$, ($\blacksquare$) $\beta = 34, 3^\circ$, ($\triangle$) $\beta = 34, 9^\circ$, ($\blacklozenge$) $\beta = 38, 5^\circ$, $\star$ $\beta = 39, 9^\circ$, ($\blacktriangle$) $\beta = 42, 7^\circ$ b) Evolution du gradient de vitesse $\dot{\gamma}_p$ avec la profondeur z , mêmes symboles.

Pour les expériences présentées dans ce paragraphe, le champ de vitesse est mesuré par PIV à l'aide de la caméra rapide réglée à 500 Hz. Le canal est incliné jusqu'à la valeur β souhaitée. L'acquisition de 1000 images est lancée à $t \approx 5$ à 10 s. La fin de la séquence de 2 s est sélectionnée, et on s'assure que les grains n'accélèrent plus. Les profils de vitesse sont en général moyennés sur environ 400 images.

La figure 4.12 a présente les profils de vitesse mesurés pour différentes pentes (Doppler *et al.*, 2005). La forme du profil change avec l'inclinaison du canal et la profondeur mobilisée h et la vitesse V des grains augmentent. Les profondeurs mises en mouvement sont de l'ordre de l'espacement interplaques $b = 2$ mm. Les vitesses mesurées sont égales à quelques fois la vitesse de Stokes qui caractérise la chute d'une bille en régime visqueux dans un milieu infini, $V_{st} = \Delta \rho g d^2 / (18 \eta_f) \approx 14$ mm s⁻¹.

On observe également sur la figure 4.12 a qu'une couche à fort gradient de vitesse se développe près de la surface, là où les grains sont le moins confinés par la présence des autres grains. Pour quantifier les valeurs maximales atteintes, le gradient de vitesse $\dot{\gamma} = du/dz$ est calculé en différenciant le profil de vitesse et les résultats pour trois angles sont représentés figure 4.12 b. Le taux de cisaillement dans l'avalanche $\dot{\gamma}_p$ est nul en profondeur et diminue à la surface, en passant par un maximum sous la surface. Ce maximum est d'autant plus élevé que l'inclinaison du canal est élevée. Les valeurs maximales mesurées vont de 20 à 80 s⁻¹, ce qui reste inférieur au gradient de vitesse observé dans les écoulements de grains secs, $\dot{\gamma}_{cl} \approx 136$ s⁻¹. Les valeurs obtenues dans l'expérience présente sont plus proches de l'inverse du temps caractéristique de chute d'une bille sur son diamètre à la vitesse de

Stokes, $\dot{\gamma}_{st} \approx 108 \text{ s}^{-1}$. Clairement la présence d'un liquide interstitiel limite l'écoulement relatif des couches de grains.

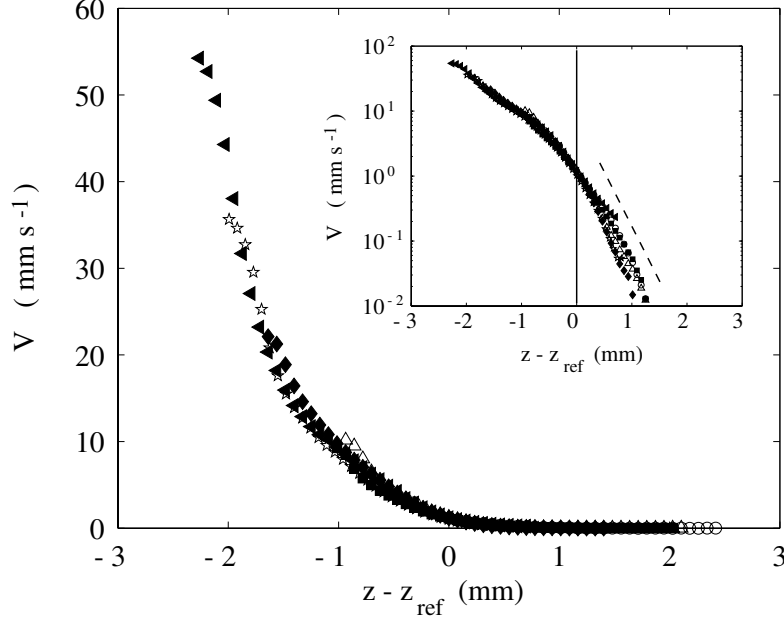


FIG. 4.13 – Recalage des profils sur une courbe maîtresse $V(z - z_{ref})$. La profondeur z_{ref} correspond à la fin de la partie exponentielle. ($\circ$) $\beta = 31,3^\circ$, ($\blacksquare$) $\beta = 34,3^\circ$, ($\triangle$) $\beta = 34,9^\circ$, ($\blacklozenge$) $\beta = 38,5^\circ$, ($\star$) $\beta = 39,9^\circ$, ($\blacktriangleleft$) $\beta = 42,7^\circ$

L'évolution continue de la forme du profil de vitesse avec la pente est mise en évidence par la figure 4.13. Sur cette figure, les profils de vitesse pour différentes pentes ont été décalés de façon à ce que la zone de fluage caractérisée par la partie exponentielle du profil prenne fin à la profondeur de référence z_{ref} . Le critère utilisé pour tracer cette figure est basé sur une vitesse de référence, prise ici d'après nos observations égale à $V_{ref} = 1 \text{ mm s}^{-1}$. De façon comparable à ce qui peut être observé lorsque le fluide interstitiel est de l'air (Bonamy (2002), GDR Milieux Divisés (2004)), les profils de vitesse se confondent sur une courbe maîtresse. Le système explore donc des profondeurs de plus en plus importantes à mesure que le canal est incliné, et le profil de vitesse semble se construire à partir des vitesses les plus faibles en profondeur.

4.2.3 Grandeurs caractéristiques de l'écoulement

L'influence de la pente β sur les différentes grandeurs extraites des profils de vitesse est reportée sur les figures 4.14 a) et b) ainsi que 4.15 a) et b).

L'évaluation de la profondeur mobilisée nécessite de définir un critère sur la vitesse en-deçà de laquelle la matière ne s'écoule plus que de façon quasi-statique. Pour pouvoir comparer les expériences entre elles, une vitesse de coupure a été arbitrairement choisie, égale à la

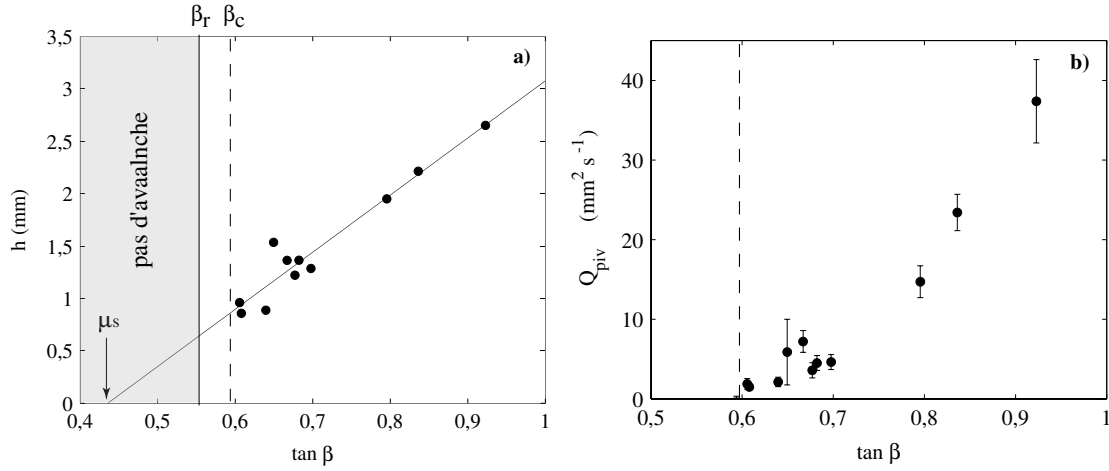


FIG. 4.14 – Influence de la pente β sur a) l'épaisseur coulante h , la droite représente le meilleur ajustement des données par la relation linéaire : $h = (\tan \beta + \mu_s)/0,185$, avec $\mu_s=0,43$, b) le débit de grains Q_{piv} obtenu en intégrant les profils de vitesse

résolution des mesures les moins précises, c'est-à-dire les mesures effectuées pour les vitesses les plus élevées : $V_{coupure} = 0,23 \text{ mm s}^{-1}$. La figure 4.14 a montre que comme dans le cas d'écoulements granulaires secs, la profondeur mobilisée évolue linéairement avec $\tan \beta$. Ce comportement est souvent associé à la présence de frottements secs aux parois (Taberlet *et al.* (2003), Jop *et al.* (2005)). Le meilleur ajustement linéaire des données donne une profondeur mobilisée nulle pour $\tan \beta^\infty = \mu_s = 0,43$, ce qui correspond à un angle du tas $\beta^\infty \approx 23,3^\circ$ en-dessous duquel aucune avalanche n'est possible. Cette valeur est comparable aux valeurs communément admises dans la littérature, qui décrivent la stabilité d'un empilement de sphères (Duran (1997), Albert *et al.* (1997)). On notera toutefois que la valeur déterminée pour le coefficient μ_s dépend directement du choix de la vitesse de coupure lors de la détermination de l'épaisseur mobilisée. En effet, comme les profils de vitesse se superposent, choisir une vitesse de coupure différente reviendrait à augmenter ou diminuer d'une valeur constante toutes les épaisseurs mesurées h et donc à modifier légèrement le coefficient μ_s .

Les données de la figure 4.14 b) indiquent que le débit de grains Q_{piv} augmente avec la pente du lit. L'avalanche transporte donc d'autant plus de grains que la pente est élevée. Le débit de grains étant relié au taux d'évolution de la pente $d\beta/dt$, ces mesures sont cohérentes avec l'observation des valeurs de $d\beta/dt$ les plus élevées pour les plus grandes pentes β .

L'accroissement du débit de particules est possible grâce à l'augmentation de l'épaisseur mobilisée, mais aussi de la vitesse des grains. En effet, la figure 4.15 a) montre que la vitesse maximale des grains V augmente fortement avec la pente. Cette amplification de la vitesse de surface V s'accompagne d'une augmentation du gradient de vitesse maximum représentée sur la figure 4.15 b).

Le rapport $V_{max}/\dot{\gamma}_{max}$ augmente peu quand la pente varie, il définit une longueur comprise

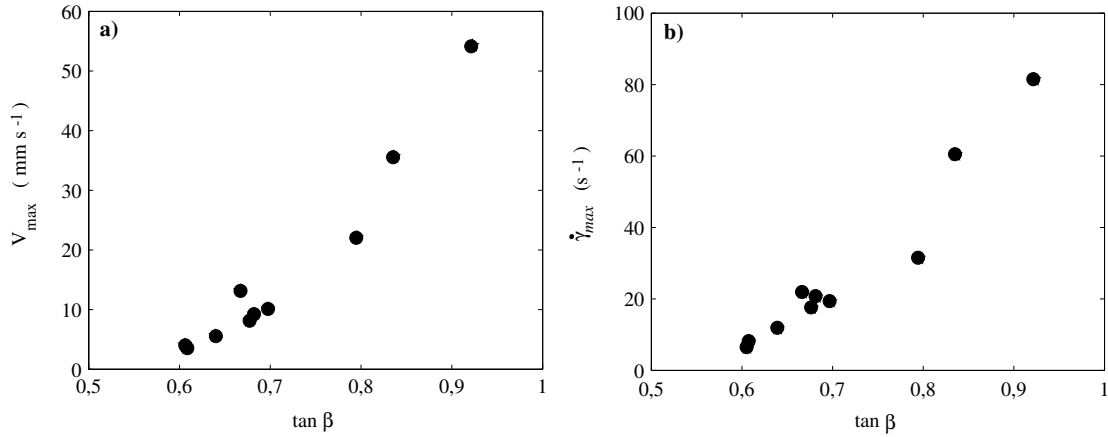


FIG. 4.15 – Influence de la pente β sur : a) la vitesse de surface $V_{\max}$, b) le gradient maximum $\dot{\gamma}_{\max}$

entre $450\mu\text{m}$ et $700\mu\text{m}$, de valeur moyenne $l_c \approx 560\mu\text{m}$. De la même façon, le rapport $Q_{\max}/V_{\max}$ dépend légèrement de β et définit une longueur de valeur moyenne proche de l_c . On remarque que cette longueur est la même que l'épaisseur de la couche qui s'apprête à céder, évaluée dans le chapitre 3. L'avalanche des grains étudiés semble donc présenter une longueur caractéristique $l_c \approx 560\mu\text{m}$, soit environ 4 diamètres de grain. L'origine de cette longueur caractéristique n'est pas identifiée. L'existence de longueurs de corrélations est rapportée dans le réseau de chaînes de forces (Geng *et al.*, 2001) ou encore dans les avalanches de grains secs (Bonamy (2002), Pouliquen (2004)), mais ce phénomène reste encore mal compris.

Nous avons vu dans le chapitre 3 que la présence d'un contre-écoulement modifie le seuil d'avalanche en retenant davantage les grains. Dans la partie suivante nous présentons les résultats expérimentaux caractérisant l'influence de la présence d'un contre-écoulement sur la dynamique de l'avalanche.

4.3 Effet d'un contre-écoulement d'eau imposé

Dans la suite, nous nous sommes restreint à une seule vitesse d'écoulement d'eau $\bar{U} = 100\text{ mm s}^{-1}$. Le nombre de Shields correspondant $\theta \approx 0,08$ est inférieur à la valeur seuil d'arrachement des grains sur un lit immobile. L'angle maximal de stabilité mesuré expérimentalement pour cet écoulement est $\beta_c^e = 34,1^\circ$. Cette valeur est supérieure à la valeur sans écoulement $\beta_{c0} = 30,7^\circ$. L'écoulement d'eau est d'abord établi, puis le canal est incliné jusqu'à la valeur β souhaitée, plus grande que β_c^e .

L'évolution temporelle du débit de grains $Q_{piv}(t)$ normalisé par sa valeur maximum Q_{piv}^{max} est représentée sur la figure 4.16 a), pour quatre expériences, dont deux sans écoulement

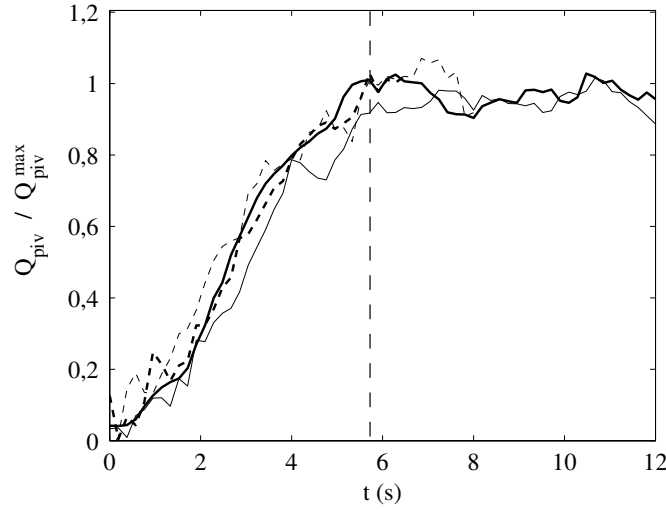


FIG. 4.16 – Evolution temporelle du débit Q_{piv} renormalisé par sa valeur à saturation Q_{piv}^{max} . (- - -) écoulement d'eau imposé : (traits fins) $\beta = 34,8^\circ$, (traits épais) $\beta = 36^\circ$. (—) pas d'écoulement d'eau imposé : (trait fin) $\beta = 31,2^\circ$, (trait épais) $\beta = 33,0^\circ$.

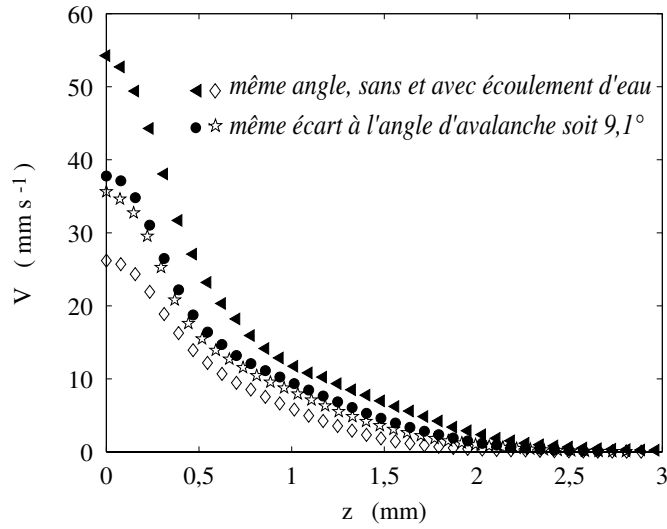


FIG. 4.17 – Comparaison entre différents profils. $\blacktriangle \beta = 42,7^\circ$ et $\overline{U} = 0$, $\diamond \beta = 42,6^\circ$ et $\overline{U} = 100 \text{ mm s}^{-1}$, $\star \beta = 39,9^\circ$ et $\overline{U} = 0$, $\bullet \beta = 43,2^\circ$ et $\overline{U} = 100 \text{ mm s}^{-1}$.

d'eau imposé et deux avec. Qu'un écoulement d'eau soit imposé ou non, l'établissement d'un régime établi se fait sur une durée d'environ 6 s, au moins pour les pentes les plus faibles. Précisons que les mesures avec écoulement d'eau sont arrêtées à $t \approx 8 \text{ s}$. En effet, si l'expérience est maintenue plus longtemps, l'accumulation de sable sur la languette de caoutchouc en entrée gêne l'établissement correct de l'écoulement d'eau.

La figure 4.17 met en évidence que le profil de vitesse dans l'avalanche, dans le régime établi, est affecté par la présence de l'écoulement d'eau. En effet et comme on s'y attend, pour un même angle les grains sont ralentis par le contre-écoulement d'eau. Toutefois, pour des pentes du lit qui présentent un écart à l'angle maximal de stabilité β_c équivalent, les deux profils de vitesse mesurés en paroi sont quasi identiques, qu'il y ait ou non un contre-écoulement d'eau imposé. Attention, cette affirmation est vraie à condition de considérer une valeur de β_c qui évolue avec $\bar{U}$.

Les figures 4.18 a) et b) présentent l'influence de l'écoulement sur l'évolution de l'épaisseur coulante et du débit de grains avec l'inclinaison du lit. La profondeur de grains mobilisés h évolue linéairement avec $\tan \beta$, avec un taux d'évolution identique au taux d'évolution en l'absence d'un contre-écoulement. Le prolongement des droites ajustant les données laisse apparaître en présence de l'écoulement d'eau imposé un coefficient de frottement effectif $\mu_s^e \approx 0,51$ plus élevé que le coefficient $\mu_s \approx 0,43$ relevé pour $\bar{U} = 0$. L'écart entre les deux valeurs $\mu_s^e - \mu_s \approx 0,08$ est égal à l'écart entre les valeurs de la tangente de l'angle maximal de stabilité $\tan \beta_c^e - \tan \beta_{c0} \approx 0,08$. L'ensemble de ces observations montre que l'écart $\tan \beta - \tan \beta_c(\bar{U})$ détermine l'épaisseur de l'avalanche. Sur la figure 4.18 b), le débit de

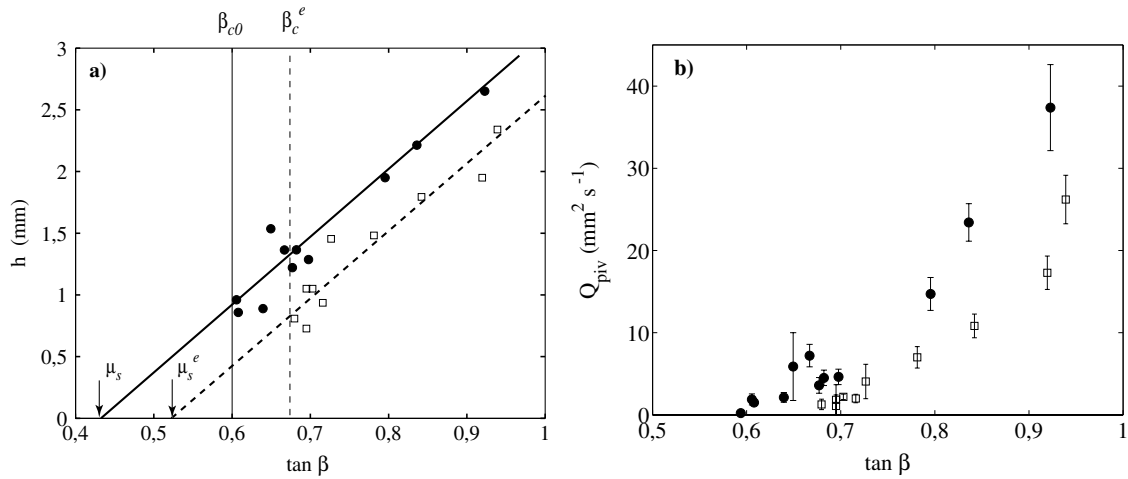


FIG. 4.18 – a) Épaisseur coulante h en fonction de $\tan \beta$. (●) sans écoulement d'eau, (—) ajustement par la fonction $h = 2(\tan \beta - \mu_s)/0,37$ avec $\mu_s = 0,43$, (□) avec écoulement d'eau, (- - -) ajustement par la fonction $h = 2(\tan \beta - \mu_s^e)/0,37$ avec $\mu_s^e = 0,51$ b) Débit de grains Q_{piv} en fonction de $\tan \beta$, pour des expériences (●) sans écoulement d'eau, et (□) avec écoulement d'eau.

grains pour $\bar{U} = 100 \text{ mm s}^{-1}$ augmente avec l'inclinaison du canal dans la même proportion que lorsque $\bar{U} = 0$. Toutefois, pour une valeur donnée de la pente, le débit de grain Q_{piv} est moins important en présence du contre-écoulement d'eau qu'en son absence. L'écoulement d'eau ralentit donc les grains, et le débit de grains semble lui aussi contrôlé par le paramètre $\tan \beta - \tan \beta_c(\bar{U})$. Les observations montrent donc que l'écoulement d'eau imposé exerce sur les billes une force de traînée supplémentaire, qui se manifeste lorsque les grains ne

bougent pas par l'augmentation de l'angle de stabilité. Au-delà de cet angle, lorsque les grains sont en avalanche, cette contribution supplémentaire garde la même valeur .

D'après les mesures de champ de vitesse aux parois, l'écart $\tan \beta - \tan \beta_c(\overline{U})$ apparaît donc comme un paramètre de contrôle de l'avalanche, en présence ou non d'un contre-écoulement. Toutefois, il est possible que l'écoulement d'eau affecte davantage l'écoulement de grains en milieu du canal que près des parois où il est nécessairement ralenti. Nous n'avons cependant pas accès aux grandeurs dynamiques dans la dimension transverse du canal, et en raison du faible espacement interplaques, l'étude des profils de vitesse en surface n'est pas réalisable.

4.4 Modélisation

L'étude d'avalanches sous-marines en canal au-delà des premiers instants d'accélération nous a permis d'isoler un certain nombre de points communs mais aussi quelques différences entre les écoulements granulaires secs et les écoulements granulaires en présence de fluide. Il est possible de retrouver certaines de ces caractéristiques en modélisant le milieu granulaire par un milieu continu équivalent, qui présente une rhéologie particulière. Sur la base des observations expérimentales, en raison de la forte concentration de particules dans l'écoulement, le point de vue que nous adoptons ici est celui d'un état du matériau dans lequel les interactions entre solides ne peuvent pas être négligées.

Récemment, Jop *et al.* (2005) ont montré que les écoulements continûment alimentés de grains secs en canal sont bien décrits par un modèle continu, incluant la loi de comportement mise en évidence par les travaux de Pouliquen (1999b) et du GDR Milieux Divisés (2004), basée sur un coefficient de frottement dynamique entre couches granulaires. Il faut cependant prendre en compte l'interaction des particules avec les parois sous la forme de frottements secs à la manière de Taberlet *et al.* (2003) ou Courrech du Pont (2003). Dans la même équipe, Cassar *et al.* (2005) ont montré que si on adapte la variable dynamique à chacun des régimes de l'avalanche déterminés par Courrech du Pont *et al.* (2003a), cette loi de comportement peut être étendue aux écoulements immergés.

Ces deux approches peuvent être combinées pour décrire les avalanches sous-marines en canal, ce qui fait l'objet des paragraphes suivants.

4.4.1 Equilibre d'une couche de grains

Nous avons vu qu'au-delà des tous premiers instants, l'épaisseur mobilisée et la vitesse des grains dans l'avalanche ne dépendent que de la pente, qui évolue lentement en raison de la grande longueur du système. Les termes dynamiques sont donc négligés. On considère l'équilibre d'une couche de grains représentée sur la figure 4.19.

Pour plus de simplicité, on suppose que les grandeurs ne varient pas dans la direction transverse $\vec{y}$. Plus exactement, les grandeurs sont remplacées par leur valeur moyenne

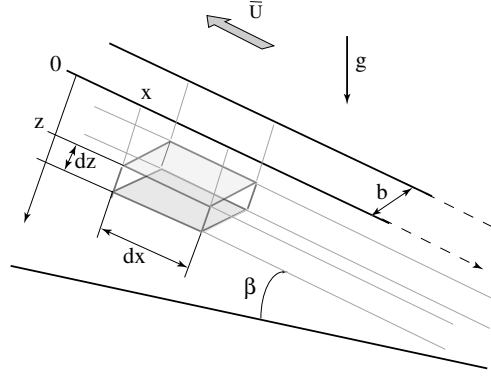


FIG. 4.19 – Schéma du volume de grains considéré dans le cadre du modèle.

dans la direction transverse $\vec{y}$. Cela revient donc à considérer un modèle bidimensionnel, moyenné dans l'épaisseur b . La présence des parois doit toutefois être prise en compte et il est nécessaire d'évaluer l'importance des termes de frottements fluides et solides aux parois.

Outre les contraintes appliquées par les grains externes à cette couche sur les faces parallèles à la surface en z et $z + dz$, ou perpendiculaire en x et $x + dx$, la couche granulaire est soumise aux efforts suivants :

- le poids déjaugé $d\vec{F}_g = \phi \Delta \rho g b \, dx dz \, \vec{g}$,
- les frottements secs des particules aux parois, évalués par $d\vec{F}_{\text{parois}}(z) = -2 \mu_p p_p(z) \, dx \, dz \, \vec{x}$, où $p_p(z)$ représente la pression granulaire,
- les efforts du fluide $d\vec{F}_f$ en surface et à l'intérieur du squelette poreux hautement déformable

Dans les travaux de Courrech du Pont *et al.* (2003b) et Jop *et al.* (2005), pour des forces fluides nulles et sous l'hypothèse que la friction aux parois est entièrement mobilisée dans la direction parallèle à l'écoulement, la pression granulaire est égale au poids des grains situés au-dessus du bloc. Si on néglige les termes dynamiques, l'équilibre du bloc s'écrit ici après simplifications :

$$\frac{d\tau_p}{dz}(z) + \phi \Delta \rho g \sin \beta - \frac{2}{b} \mu_p p_p(z) + d\vec{F}_f / (b dx dz) \cdot \vec{x} = 0 \quad (4.5)$$

$$\frac{dp_p}{dz}(z) + \phi \Delta \rho g \cos \beta + d\vec{F}_f / (b dx dz) \cdot \vec{z} = 0 \quad (4.6)$$

La loi de comportement développée par l'équipe de l'Iusti (Cassar *et al.*, 2005) modélise les

interactions entre grains sous la forme d'un coefficient de friction dynamique $\mu(I_v)$, avec :

$$\tau_p = \mu(I_v) p_p \quad (4.7)$$

$$\mu(I_v) = \mu_s + \frac{\mu_{max} - \mu_s}{1 + I_0/I_v} \quad (4.8)$$

$$I_v(z) = \frac{\eta_f \dot{\gamma}_p(z)}{\alpha \phi \Delta \rho g z \cos \beta} \quad (4.9)$$

La variable I_v caractérise la dynamique de l'écoulement des grains en avalanche. Ce nombre sans dimensions compare le temps microscopique de chute d'un grain entre deux voisins, t_{cv} au temps macroscopique de l'avalanche $1/\dot{\gamma}_p$. A la profondeur z , la chute du grain est favorisée par une pression granulaire de confinement égale au poids déjàugé des grains qui le surplombent. Cependant, en régime visqueux, le fluide ralentit la chute du grain. Cassar *et al.* (2005) prennent en compte la présence des grains voisins qui modifie les efforts hydrodynamiques. Ils considèrent une traînée égale à la force de traînée de Stokes qui s'exercerait sur un grain isolé, corrigée d'un facteur multiplicatif $3/(4\alpha)$. Ce facteur peut être rapporté à la perméabilité k du milieu poreux formé par l'assemblage de billes par l'expression $k = \alpha d^2$. Une estimation de α est donnée par la relation d'Ergun (Scheidegger, 1974) :

$$\alpha \approx \frac{(1 - \phi)^3}{180 \phi^2} \approx 0,01 \quad (4.10)$$

C'est cette valeur que Cassar *et al.* (2005) utilisent et que nous utiliserons par la suite.

Interaction du fluide avec le réseau de grains - cas sans écoulement d'eau imposé

La principale hypothèse émise par Cassar *et al.* (2005) pour interpréter leurs données expérimentales est la suivante : la dissipation visqueuse due aux mouvements du fluide à l'intérieur du réseau de billes est entièrement prise en compte dans le coefficient de friction dynamique $\mu(I_v)$ par l'intermédiaire du cisaillement adimensionné I_v . En moyenne, le fluide voyage avec les grains mais il freine les mouvements relatifs de grains. Dans le cas précis de ces expériences sur plan incliné, on peut donc écrire $d\vec{F}_f = \vec{0}$. Dans notre dispositif, le fluide semble également voyager avec les particules, au moins pour de faibles vitesses de grains. On considère donc qu'il n'y a pas de contribution des mouvements internes de fluide à la force $\vec{F}_f$.

La seule contribution à la force $d\vec{F}_f$ est la nécessité pour le fluide de présenter une vitesse nulle aux parois. Comme dans le cas d'un cisaillement fluide près d'une interface granulaire Beavers & Joseph (1967), on peut en première approximation supposer que la transition de la vitesse des grains à une vitesse nulle se fait sur une distance de l'ordre du diamètre du grain d . Ce gradient de vitesse engendre une contrainte supplémentaire τ_f^{parois} , due aux frottements visqueux sur les grains, dont une valeur maximum à la profondeur z peut-être évaluée par l'expression :

$$\tau_f^{parois} = 2 \eta_f \frac{V(z)}{d} \quad (4.11)$$

Le facteur 2 est présent car il y a 2 parois. La vitesse des grains $V(z)$ est la plus importante en surface mais diminue rapidement en profondeur. Intégrons la force correspondante, dirigée selon $\vec{x}$, sur toute la couche en mouvement pour comparer la contribution de cette force à l'équilibre des grains en mouvement :

$$\vec{F}_f \cdot \vec{x} = 2 \int_0^h \tau_f^{parois} dx dz = 2 \eta_f \frac{Q(h)}{d} dx \quad (4.12)$$

où $Q(h)$ est le débit de grains. La plus forte valeur mesurée pour le débit de grains est $Q(h) \approx 25 \text{ mm}^2 \text{ s}^{-1}$, pour $h \approx 2,5 \text{ mm}$. Comparons la valeur maximale de cette force à la valeur prise par la force de référence, qui est la force de frottement solide à la base de la couche de grains :

$$\frac{2 \eta_f Q(h)/d}{\mu_s \phi \Delta \rho g b h} \approx 2\% \quad (4.13)$$

On peut donc raisonnablement négliger le frottement supplémentaire du fluide sur les grains lié à la présence des parois, par conséquent $d\vec{F}_f \approx 0$.

Prise en compte du contre-écoulement d'eau imposé

Considérons maintenant la présence d'un contre-écoulement d'eau à la surface du lit. Ce contre-écoulement existe lorsqu'on applique une différence de pression ΔP aux extrémités de la cellule, qui permet d'équilibrer les frottements visqueux de l'eau sur les parois. Si on suppose que la pression est à l'équilibre au-dessus et dans le lit granulaire, ce gradient de pression supplémentaire engendre une force de traînée sur les grains, à l'intérieur du réseau poreux, qui s'exprime sous la forme :

$$d\vec{F}_f = \frac{\Delta P}{L} b dx dz \vec{x} \quad (4.14)$$

Dans tous les cas, d'après cette approche, le fluide n'exerce pas de force normale au lit, excepté la composante de la force d'Archimède. Intégrons les équations 4.6 puis 4.5 entre 0 et z :

$$\tau_p(0) = -\phi \Delta \rho g z \cos \beta [\tan \beta - \mu_p z/b - \mu(I_v(z))] + \frac{\Delta P}{L} z \quad (4.15)$$

Les termes du membre de droite représentent dans l'ordre le poids des grains, les forces de frottement solides aux parois et sur le fond puis l'action du fluide à l'intérieur du squelette. On note qu'en l'absence d'un écoulement imposé ce dernier terme est nul. Le membre de gauche $\tau_p(0)$ représente la contrainte de cisaillement qui s'exerce en surface sur le lit de particules. Cette condition à la surface de l'avalanche est discutée dans la section suivante.

Cisaillement à la surface du lit

L'expression de conditions de raccordement à l'interface entre un fluide diphasique, par exemple le mélange grains-fluide en avalanche, et le fluide clair est délicate. Dans la suite

on suppose que la contrainte de cisaillement $\tau_p(0)$ qui s'exerce sur l'assemblée de grains en mouvement est équivalente à la contrainte qu'exercerait l'écoulement d'eau sur une plaque rigide se déplaçant à la vitesse de l'avalanche. Du fait du fort confinement transverse du canal expérimental, même une faible vitesse de l'interface grains/fluide est susceptible de développer de forts gradients de vitesse dans l'écoulement d'eau près du lit granulaire donc de fortes contraintes sur les grains de surface.

Cassar *et al* rapportent que dans leur expérience sur plan incliné, le fluide est emmené par les grains à la surface de l'avalanche, alors qu'au loin il est au repos. La contrainte de cisaillement ainsi engendrée, imposée par le fluide à la surface de l'avalanche, est évaluée en mesurant le taux de cisaillement par PIV : elle reste négligeable (Cassar *et al.*, 2005). Dans notre expérience nous avons aussi observé, au moins pour les vitesses les plus faibles, que les grains entraînent le fluide en surface.

Considérons à nouveau nos expériences réalisées sans écoulement d'eau. Nous n'avons pas accès au champ de vitesse dans le fluide pour le cas le plus défavorable, c'est-à-dire pour les vitesses de grains les plus élevées, soit $V_p^{max} \approx 60 \text{ mm s}^{-1}$. On peut toutefois évaluer la contrainte maximale de cisaillement exercée par le fluide en surface, τ_f^{surf} par :

$$\tau_f^{surf} = 3,26 \eta_f \frac{V_p^{max}}{b} \quad (4.16)$$

Soit, en comparaison avec la force de frottement au bas de la couche :

$$\frac{3,26 \eta_f V_p^{max}}{\mu_s \phi \Delta \rho g b h} \approx 1\% \quad (4.17)$$

Ceci est une valeur maximale, on négligera donc le cisaillement de surface lié au mouvement des grains.

Dans le cas d'un écoulement d'eau imposé à travers la cellule, la contrainte de cisaillement à la surface granulaire dépend à la fois de la vitesse des grains en surface et de la vitesse du fluide au loin, par l'expression suivante :

$$\tau_f^{cis} = 3,26 \eta_f \frac{\bar{U} + V_p}{b} \quad (4.18)$$

Nous avons vu que le terme lié à la vitesse des grains est négligeable, mais en particulier pour les épaisseurs les plus faibles, le terme lié à l'écoulement imposé ne plus être négligé. Pour une vitesse d'eau $\bar{U} \approx 0,1 \text{ ms}^{-1}$, et une profondeur $h \approx 1 \text{ mm}$,

$$\frac{3,26 \eta_f \bar{U}}{\mu_s \phi \Delta \rho g b h} \approx 4,7\% \quad (4.19)$$

On décide de conserver ce terme, qui stabilise le tas aux faibles pentes comme nous le verrons plus loin.

4.4.2 Comparaison avec les données - cas sans écoulement d'eau imposé

En l'absence d'un écoulement d'eau imposé, pour une contrainte en surface $\tau_p(0)$ nulle, l'équation 4.15 devient :

$$0 = \tan \beta - \mu_p \frac{z}{b} - \mu(I_v(z)) \quad (4.20)$$

On remarque qu'on obtient une relation tout à fait analogue à celle obtenue par Jop *et al.* (2005) pour décrire l'écoulement de granulaires secs dans un canal muni de parois, si l'on choisit dans chacun des cas la définition adéquate du cisaillement adimensionné I .

Suivons un développement analogue à celui présenté dans Jop *et al.* (2005). Pour une inclinaison donnée, en remplaçant dans l'équation (4.20) la loi de comportement $\mu(I(z))$ par l'expression (4.8) :

$$I(z) = -I_0 \frac{-\tan \beta + \mu_s + \mu_p z/b}{-\tan \beta + \mu_{max} + \mu_p z/b} \quad (4.21)$$

Cette expression met en évidence que dans l'approche que nous suivons, la présence du liquide est prise en compte uniquement dans l'expression de la variable I . En conséquence, si on compare le cas de granulaires mouillés au cas sec, le ralentissement de la dynamique macroscopique ne dépend que du ralentissement microscopique de la chute d'un grain en présence d'un liquide. Ce modèle est donc conforme aux observations de Courrech du Pont *et al.* (2003a).

Remplaçons la grandeur $I(z)$ par son expression en régime visqueux (4.9). Nous extrayons alors l'expression du gradient de vitesse dans les grains $\dot{\gamma}_p(z) = \frac{dV}{dz}(z)$:

$$\dot{\gamma}_p(z) = \frac{\alpha \phi \Delta \rho g \cos \beta I_0}{\eta_f} z \frac{-\tan \beta + \mu_s + \mu_p z/b}{-\tan \beta + \mu_{max} + \mu_p z/b} \quad (4.22)$$

Epaisseur coulante

Si on considère qu'au fond du tas la vitesse des grains et le gradient de vitesse sont nuls, la profondeur maximale mobilisée h correspond à la profondeur à laquelle le gradient $\dot{\gamma}_p$ s'annule pour la première fois, outre en $z = 0$:

$$\frac{h}{b} = \frac{\tan \beta - \mu_s}{\mu_p} \quad (4.23)$$

Si on remplace β par l'angle de stabilité maximal β_{c0} , on retrouve l'expression établie au chapitre 3 pour décrire l'épaisseur de la couche qui s'apprête à couler. Comme dans ce dernier cas statique, le modèle ne prédit une épaisseur coulante qu'à la condition de prendre en compte le frottement des grains aux parois. En effet, les forces de frottements aux parois augmentent avec la profondeur et l'écoulement des grains n'est plus possible lorsque la gravité ne parvient plus à vaincre ces frottements, en $z = h$. Enfin, le modèle n'interdit pas la présence d'avalanches pour des angles inférieurs à l'angle maximal de stabilité.

La relation 4.23 prédit une évolution linéaire de l'épaisseur coulante avec l'angle d'inclinaison de la cellule qui correspond aux observations expérimentales. Les coefficients de l'ajustement linéaire des données sur la figure 4.14, p.74 donnent les valeurs suivantes pour les coefficients de friction : $\mu_s = 0,43$ et $\mu_p = 0,37$. La valeur de $\mu_s = \tan(23,3^\circ)$ correspond aux valeurs communément admises dans la littérature pour décrire la stabilité d'un empilement de sphères (Duran (1997), Albert *et al.* (1997)). Cette valeur est proche des valeurs mesurées par Pouliquen (1999b) en sec ou Cassar *et al.* (2005) en mouillé. Le coefficient de frottement aux parois $\mu_p = \tan(20,3^\circ)$ présente une valeur réaliste, intermédiaire entre les valeurs trouvées dans la littérature. Par exemple Jop *et al* mesurent un coefficient de frottement de billes de verre sur un plan lisse $\mu_p = \tan(10,4^\circ)$, et ceci ajuste bien leurs données pour des écoulements de billes en canal, tandis que Taberlet *et al.* (2003) ajustent leurs données pour un écoulement de grains de sable rugueux avec un coefficient $\mu_p = \tan(33,7^\circ)$ plus élevé.

Notons h_{in} la longueur qui vérifie :

$$\frac{h_{in}}{b} = -\frac{\tan \beta - \mu_{max}}{\mu_p} \quad (4.24)$$

Si l'angle d'inclinaison du tas est tel que $\tan \beta > \mu_{max}$, c'est à dire pour les grands angles, le dénominateur dans l'expression du gradient $\dot{\gamma}_p$ s'annule à cette profondeur h_{in} inférieure à h . Le modèle ne décrit donc pas la dynamique de l'écoulement aux grands angles. La valeur de μ_{max} correspond pour les écoulements de grains secs sur plan incliné à l'angle au-delà duquel seuls des écoulements accélérés sont susceptibles d'être observés (Forterre & Pouliquen, 2003). Pour les écoulements aquatiques, la valeur de μ_{max} paraît moins bien définie, et des ondes apparaissent à la surface des écoulements (Cassar *et al.*, 2005). Dans la suite nous utiliserons une valeur $\mu_{max} = 0,93 = \tan 42,9^\circ$ qui nous permet de décrire toutes les expériences que nous avons effectuées. Le troisième paramètre du modèle, I_0 est pris égal à 0,27, comme dans Cassar *et al.* (2005).

Vitesse et débit de grain

En posant maintenant la condition de vitesse et gradient nuls au fond de la couche roulante, $V(h) = 0$, et en intégrant $dV/dz(z)$ entre les profondeurs h et z , on obtient la vitesse $V(z)$ à la profondeur z . Dans le cas présent sans écoulement de surface, la vitesse possède une solution analytique.

Pour faciliter la présentation de cette solution, il est intéressant de revenir à l'adimensionnement des variables avec le diamètre d et la vitesse de chute d'une bille sous son propre poids dans un fluide visqueux $V_\alpha = 2\alpha\Delta\rho g d^2/(3\eta_f)$ comme grandeurs caractéristiques du problème. On choisit cette vitesse qui ne dépend pas de z plutôt que la vitesse choisie pour adimensionner le taux de cisaillement I_v et qui dépendait de la profondeur. Les grandeurs sans dimension sont notées par exemple $\tilde{z} = z/d$. L'expression du gradient de vitesse

devient :

$$\frac{d\tilde{V}}{d\tilde{z}}(\tilde{z}) = \frac{3}{2}I_0 \cos \beta \tilde{z} \left(\frac{\tilde{h} - \tilde{z}}{\tilde{h}_{in} + \tilde{z}} \right) \quad (4.25)$$

Et après intégration entre $\tilde{h}$ et $\tilde{z}$:

$$\tilde{V}(\tilde{z}) = -\frac{3}{2}I_0 \cos \beta \tilde{b} \left[\frac{\mu_{max} - \mu_s}{\mu_p} [\tilde{z} - \tilde{h} - \tilde{h}_{in} \text{Log}_e \frac{\tilde{z} + \tilde{h}_{in}}{\tilde{h} + \tilde{h}_{in}}] - \frac{1}{2\tilde{b}}(\tilde{z}^2 - \tilde{h}^2) \right] \quad (4.26)$$

Enfin, si on intègre cette expression entre $\tilde{h}$ et 0, on obtient l'expression du débit :

$$\tilde{Q}(\tilde{h}) = \frac{3}{2}I_0 \cos \beta \tilde{b} \tilde{h} \left[\frac{\mu_{max} - \mu_s}{\mu_p} [\tilde{h} + \tilde{h}_{in}[-1 + \frac{\tilde{h}_{in}}{\tilde{h}} \text{Log}_e \frac{\tilde{h} + \tilde{h}_{in}}{\tilde{h}}]] - \frac{\tilde{h}^2}{3\tilde{b}} \right] \quad (4.27)$$

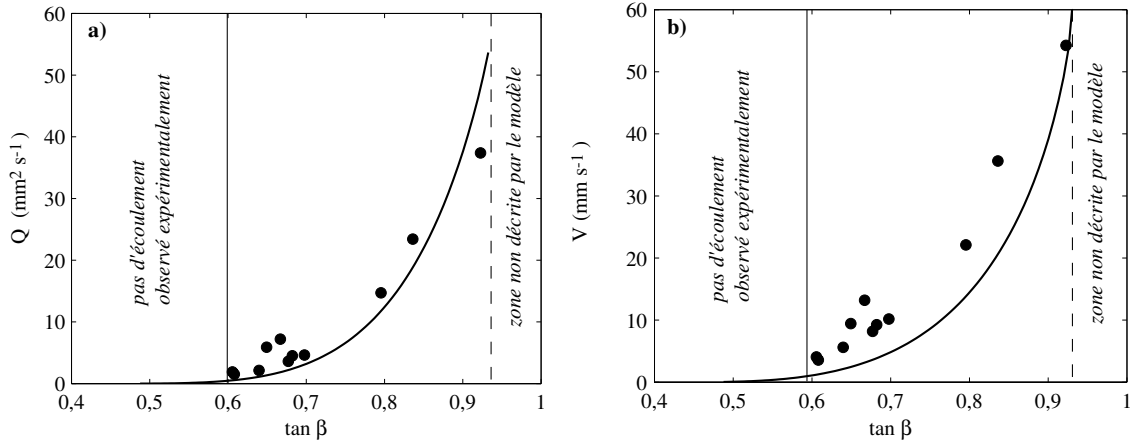


FIG. 4.20 – a) Comparaison entre le débit de grains mesuré (●) et le débit de grains théorique (ligne). b) Comparaison entre la vitesse maximale mesurée en surface (●) et la vitesse maximale théorique (ligne).

L'influence de la pente du tas β sur les deux grandeurs que sont le débit de grains Q et la vitesse maximale V est bien prédite qualitativement, comme on le voit sur la figure 4.20. Quantitativement, le débit de grains en paroi est bien prédit par ce modèle, avec les valeurs des paramètres données plus haut. La vitesse de surface des grains prédite est inférieure à la vitesse mesurée, comme c'est le cas pour les expériences avec des grains secs de Jop *et al.* (2005). Il semble en effet normal que ce modèle relativement simple, construit à partir de grandeurs moyennées dans l'épaisseur, et d'une rhéologie mesurée à partir de caractéristiques moyennes d'écoulement, fournisse une meilleure prédiction des grandeurs intégrées sur toute la couche mobile, comme le débit, au détriment éventuel d'une description fine des grandeurs qui évoluent dans cette couche mobile comme la vitesse ou le taux de cisaillement.

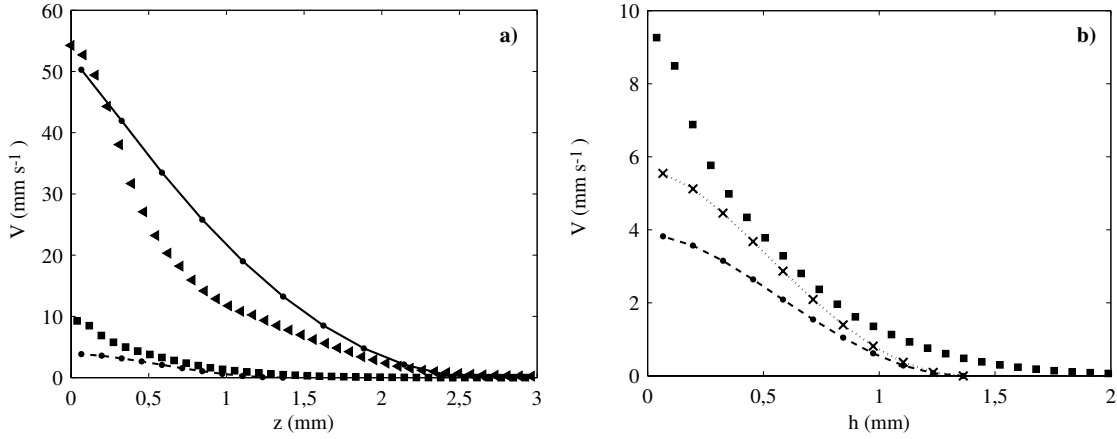


FIG. 4.21 – a) Comparaison entre le profil de vitesse mesuré (symboles) et le profil de vitesse théorique (lignes) pour deux angles β . ($\square$) et (- - -), $\beta = 34,3^\circ$, $\blacktriangle$ et (—), $\beta = 42,7^\circ$ b) Zoom sur les profils à $\beta = 34,3^\circ$. ($\bullet$), profil théorique avec $\mu_{max} = 0,93$, $\times$, profil théorique avec $\mu_{max} = 0,82$

L'allure des profils de vitesse théoriques est reportée sur la figure 4.21. Bien que le détail de la forme du profil ne soit pas correctement décrit, l'accord est assez satisfaisant. Ce modèle prédit en effet un profil localisé en surface, présentant une partie linéaire. En examinant la forme du profil théorique, qui présente des vitesses en profondeur plus élevées que le profil expérimental, le lecteur remarquera que pour un même débit la vitesse théorique des grains en surface est nécessairement plus faible que la vitesse expérimentale. Une autre conséquence est que le gradient de vitesse théorique prend des valeurs moins élevées que le gradient de vitesse expérimental.

Enfin, comme les figures 4.20 a) et b) l'ont déjà montré, l'ordre de grandeur des vitesses est correctement prédit par ce modèle, mais on voit ici que le choix des paramètres définissant la rhéologie $\mu(I_v)$ influence le résultat. Par exemple, pour l'angle $\beta = 34,3^\circ$, le choix d'un paramètre $\mu_{max} = 0,82$ comme dans Cassar *et al.* (2005), plutôt que $\mu_{max} = 0,93$ permet d'approcher davantage le profil mesuré. Cependant, une étude paramétrique de ce modèle n'étant pas notre objectif, pour toutes les autres comparaisons nous avons donc utilisé la valeur $\mu_{max} = 0,93$.

4.4.3 Cas avec un écoulement d'eau imposé

En présence d'un écoulement d'eau à la surface de l'avalanche, le cisaillement du fluide à la surface et le gradient de pression dans le fluide $\Delta P/L$ imposent des efforts supplémentaires sur le réseau de particules. L'équation 4.20 devient :

$$-\tan \beta + \mu(I_v) + \mu_p \frac{z}{b} + \eta_f \overline{U} \frac{3,26 + 12z/b}{\phi \Delta \rho g z b \cos \beta} = 0 \quad (4.28)$$

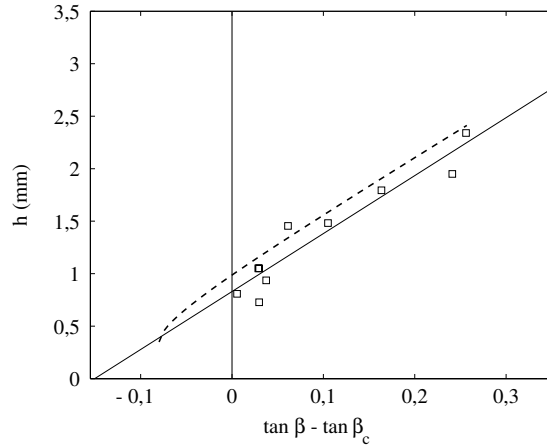


FIG. 4.22 – *Epaisseur coulante h en fonction de l'écart $(\tan \beta - \tan \beta_c)$, en présence d'un contre-écoulement de fluide. ($\square$) données expérimentales, (- - -) modèle et (—) meilleur ajustement linéaire.*

La force de frottement fluide vient stabiliser l'écoulement. Elle se décompose en un terme constant quelle que soit la profondeur, lié au gradient de pression, et un terme en z^{-1} qui indique que le cisaillement du fluide en surface ralentit principalement les couches de grains proches de la surface. La relation qui lie la profondeur mobilisée h et $\tan \beta$ n'est plus linéaire, mais constitue une équation du second degré en h .

$$-\tan \beta + \mu_s + \mu_p \frac{h}{b} + \eta \bar{U} \frac{3,26 + 12h/b}{\phi \Delta \rho g h b \cos \beta} = 0 \quad (4.29)$$

La prédiction du modèle est représentée avec les données et le meilleur ajustement linéaire sur la figure 4.22. Le modèle prédit une épaisseur coulante qui évolue quasi-linéairement avec l'écart à l'angle maximal de stabilité en accord avec les données expérimentales. Toutefois, l'épaisseur coulante h est systématiquement sur-évaluée. Ceci est peut être dû au critère choisi pour mesurer h . Un examen de l'expression 4.29 montre que la prise en compte des frottements fluides supplémentaires aux parois ou en surface, ne modifierait pas la valeur de la profondeur mobilisée h . On ne retrouve en effet dans l'expression 4.29 que des termes statiques, les grains ne bougent pas en $z = h$, alors que les frottements fluides s'exercent là où il y a mouvement.

Il est toujours possible d'extraire l'expression du gradient de vitesse $\dot{\gamma}_p$ mais nous n'avons pas trouvé d'expression analytique pour la vitesse ou le débit de grains. Nous évaluons donc le profil de vitesse en intégrant numériquement le gradient de vitesse avec le logiciel Matlab.

Les résultats numériques et expérimentaux sont portés sur la figure 4.23 a), et comparés avec les données, pour les deux cas avec et sans écoulement d'eau imposé. L'évolution du débit de grains avec la pente est bien prédite, et la dépendance avec l'écart $(\tan \beta - \tan \beta_c)$ observée expérimentalement est retrouvée à l'aide du modèle. Le débit de grains est tracé en fonction de la vitesse de surface sur la figure 4.23 b). Le modèle prédit une relation

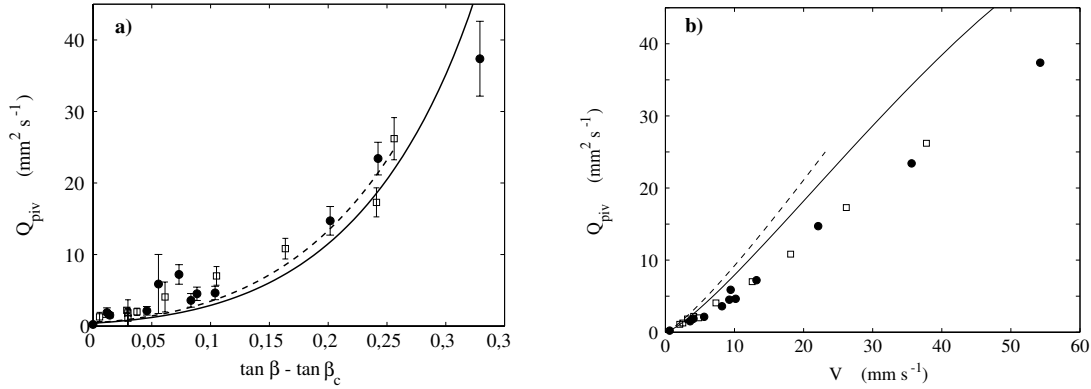


FIG. 4.23 – a) Débit de grains en fonction de $(\tan \beta - \tan \beta_c)$. Sans écoulement : (●) données expérimentales, (—) prédiction du modèle. Avec écoulement : (□) données expérimentales, (- - -) prédiction du modèle. b) Relation entre débit de grains et vitesse de surface, même légende.

quasi-linéaire entre le débit et la vitesse. Le rapport de ces grandeurs définit une longueur caractéristique, qui est peu influencée par la présence de l'écoulement d'eau, que ce soit pour les données expérimentales ou pour le modèle. Toutefois le modèle prédit une longueur $l_m \approx 1 \text{ mm}$ supérieure à la longueur évaluée d'après les données expérimentales $l_c \approx 560 \text{ } \mu\text{m}$. De plus, la vitesse des grains de surface est sous-estimée dans le cas avec écoulement comme dans le cas sans écoulement, et les vitesses en profondeur sont surestimées.

Nous avons testé les modifications apportées par la prise en compte des frottements fluides liés au mouvement des grains en surface et aux parois. Globalement, l'allure de la courbe décrivant l'augmentation du débit de grains avec la pente change peu. Le débit théorique de grains est diminué de 5 à 15%, la diminution la plus forte étant observée pour les pentes les plus élevées, quand les vitesses de grains sont les plus importantes. Enfin, les prédictions quantitatives du modèle pour les pentes les plus élevées paraissent sensibles au choix des paramètres du modèle tels que les coefficients I_0 ou μ_{max} . N'ayant accès qu'au débit de grains en parois, nous ne pouvons pas conclure sur le couple de paramètres le mieux adapté à la description de nos expériences.

Ce modèle, basé sur la loi expérimentale proposée par l'équipe de Marseille, permet donc de retrouver l'essentiel des caractéristiques des écoulements en avalanche de granulaires immergés : localisation en surface du profil de vitesse, évolution linéaire de la profondeur mobilisée avec la pente du lit, évolution quantitative du débit de grains, influence d'un contre-écoulement qui ralentit l'avalanche. La prise en compte des frottements solides en parois détermine une épaisseur coulante localisée, tandis que l'action du fluide qui tend à ralentir les grains est contenue dans le nombre I , qui lie le temps microscopique du grain au temps macroscopique de l'écoulement.

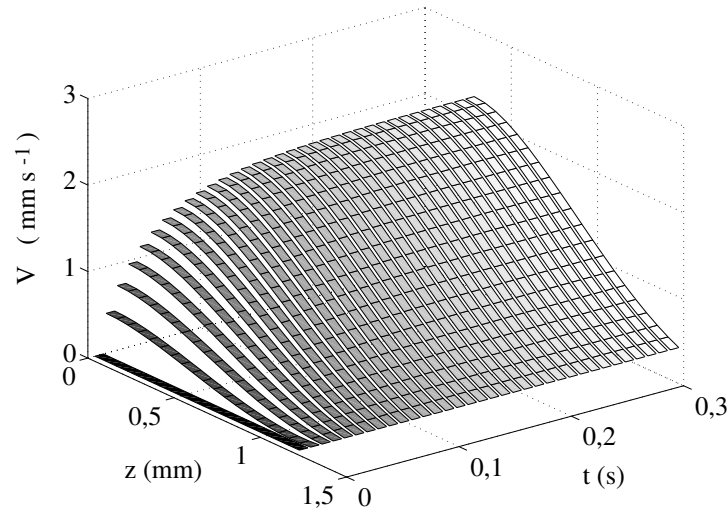


FIG. 4.24 – Evolution temporelle du profil de vitesse évalué numériquement pour $\beta = 33^\circ$ à partir de l'équation 4.30.

4.4.4 Et la phase d'accélération ?

Nous avons vu dans la première partie de ce chapitre que l'établissement du débit de grain s'effectue en quelques secondes. Jusqu'à présent nous avons considéré uniquement des avalanches stationnaires. Or, Pouliquen & Forterre (2002) et Forterre & Pouliquen (2003) ont montré que certaines caractéristiques instationnaires d'écoulements de granulaires secs sont bien décrites par une formulation moyennée dans l'épaisseur. Celle-ci est semblable à l'approche de Saint Venant rencontrée en hydrodynamique pour décrire les écoulements en eaux peu profondes. Dans le même esprit, on peut ajouter à l'équation (4.5) un terme dynamique, qui correspond à l'accélération de la couche d'épaisseur dz située à la profondeur z . On obtient alors après simplification, avec ρ la masse volumique du mélange :

$$\frac{\partial v(z)}{\partial t} = \frac{\phi \Delta \rho g \cos \beta}{\rho} \left[\tan \beta - \mu_p \frac{z}{b} - \frac{d\mu(I_v(z))}{dz} z \right] \quad (4.30)$$

Notons que nous négligeons ici la variation du flux de particule dans la direction de l'écoulement, ce qui revient à supposer que toutes les particules accélèrent en même temps. Cette équation est résolue à l'aide du module de résolution d'équations différentielles partielles de Matlab. On impose pour condition initiale une vitesse nulle à toute profondeur z , et pour conditions aux limites un gradient de vitesse nul en surface et à la profondeur maximale h , ainsi qu'une vitesse nulle au fond. L'évolution du profil de vitesse pour $\beta = 33^\circ$ est reportée sur la figure 4.24. On observe que l'ensemble des grains accélère au cours du temps, et le profil de vitesse s'établit en quelques dixièmes de secondes. Ce temps est inférieur d'un ordre de grandeur à la durée d'accélération du système observée expérimentalement. Le modèle ne permet donc pas de décrire la phase instationnaire de

mise en mouvement des particules.

Il est possible que les mouvements relatifs du liquide interstitiel par rapport aux grains au cours de la phase de décompaction du tas induisent des efforts supplémentaires non pris en compte dans ce modèle et influent fortement sur la dynamique de mise en mouvement des grains. Il est possible également que la transition solide-liquide, observée en début d'expérience ou bien en profondeur là où le profil de vitesse est exponentiel, n'est pas correctement décrite par la rhéologie en " $\mu(I)$ " (GDR Milieux Divisés, 2004).

4.5 Conclusion

Ce chapitre était consacré à l'étude d'avalanches sous-marines en régime visqueux en canal fermé, sur des pentes pouvant dépasser l'angle maximal de stabilité de plus de 10° . Les avalanches présentent des durées supérieures à une heure. Au cours de l'avalanche, la pente du tas diminue lentement, et de moins en moins vite lorsqu'elle approche l'angle de repos. Dans le même temps, après une phase d'accélération initiale de quelques secondes, le débit de grains mesuré par PIV au centre du canal diminue lentement au cours du temps. La confrontation de ces observations a permis de montrer que le débit de grains dans l'avalanche est fixé par la pente du tas. Les profils de vitesse mesurés dans l'avalanche présentent des similitudes avec les profils mesurés dans des avalanches de grains secs, notamment la localisation en surface. Toutefois la présence d'un liquide ralentit clairement la dynamique de l'avalanche. L'influence de la pente sur les grandeurs caractéristiques de l'écoulement des grains en avalanche mesurées expérimentalement est correctement prédite par un modèle basé sur les travaux récents de l'équipe de Marseille. Ce modèle prend en compte les interactions solides aux parois et entre grains via une variable interne qui caractérise les interactions microscopique entre les grains et le fluide. Enfin, l'application d'un contre-écoulement d'eau tend à ralentir l'avalanche, tout se passe alors comme si l'angle maximal de stabilité était plus élevé qu'en l'absence d'écoulement. Le modèle permet également de retrouver ce comportement. Toutefois, ce modèle ne décrit pas correctement la phase initiale de l'avalanche.

Chapitre 5

Rides à tourbillon

Sommaire

5.1 Présentation des structures

- 5.1.1 Apparition, croissance et saturation des structures.
- 5.1.2 Propagation et interaction des structures
- 5.1.3 Evolution de l'interface à l'entrée du canal.

5.2 Des structures jamais observées ?

- 5.2.1 Ondes à la surface d'une suspension cisailée
- 5.2.2 Couches de mélange entre fluides.

5.3 Régime de croissance initial

- 5.3.1 Seuil de l'instabilité
- 5.3.2 Un régime initial linéaire
- 5.3.3 Influence des paramètres
- 5.3.4 Comparaison avec la couche de mélange inertielle

5.4 Régime non-linéaire

- 5.4.1 Evolution vers une saturation
- 5.4.2 Evolution de la morphologie des rides
- 5.4.3 Influence des paramètres de contrôle
- 5.4.4 Rôle de l'avalanche dans la saturation des rides à tourbillon

5.5 Conclusion

Comme présenté dans le chapitre 4, lorsqu'on place le lit granulaire immergé à un angle d'inclinaison au-dessus de l'angle de mouvement, un mélange concentré de particules et de fluide s'écoule à la surface d'un tas solide sur une épaisseur de quelques dizaines de grains. Si on applique alors un fort cisaillement à la surface de cette avalanche, par l'intermédiaire d'un contre-écoulement de fluide clair qui remonte la pente, on observe la formation de structures périodiquement espacées tout au long de l'interface. Ces rides, qui semblent

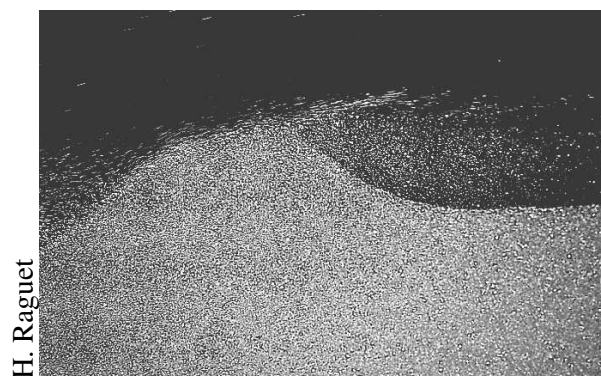


FIG. 5.1 – Gros plan sur une ride à tourbillon, photo prise dans le référentiel de la cellule. Un tourbillon de fluide, matérialisé par les grains éjectés, est présent à l’aval de la dune.

n’avoir jamais été décrites comme telles dans la littérature, se propagent dans la direction de l’écoulement d’eau, en remontant la pente et sont caractérisées par la présence d’un tourbillon de grains en aval de la dune, comme on peut le voir sur la figure 5.1. Au cours du temps, ces structures croissent en amplitude et longueur d’onde jusqu’à un état saturé caractérisé par une amplitude, une longueur d’onde et une vitesse de translation alors constantes si on se place assez loin de l’entrée du canal (Doppler *et al.*, 2004). Aux temps longs, un régime de croissance *spatiale* représenté sur la figure 5.2 succède donc au régime de croissance *temporelle*. Dans le régime de croissance *spatiale*, les structures qui apparaissent au niveau de la languette croissent en s’éloignant du point d’injection puisaturent à une distance finie du point d’injection. Ce comportement rappelle l’effet de *fetch* bien connu des navigateurs en mer : pour une vitesse moyenne de vent donnée, la hauteur moyenne des vagues dépend à la fois de leur âge et de la distance sur laquelle souffle le vent (Gutelle, 1995).

La description qualitative du mécanisme de propagation des rides et de la dynamique de l’interface grains/fluide fait l’objet de la première partie de ce chapitre. Les deux parties suivantes sont consacrées à la caractérisation du régime *initial* puis du régime *saturé*. Cette caractérisation s’appuie sur des expériences réalisées en variant les deux paramètres de contrôle β et $\overline{U}$ ainsi que le diamètre des particules.



FIG. 5.2 – Rides à tourbillon à l’entrée du canal, après quelques minutes d’expérience. ($\beta = 38^\circ$, $\overline{U} = 0,25 \text{ m s}^{-1}$, $d = 112 \text{ }\mu\text{m}$).

5.1 Présentation des structures

Cette partie décrit les caractéristiques générales des rides à tourbillons observées en milieu de canal, pour des valeurs suffisamment élevées des paramètres de contrôle β et $\overline{U}$. Nous verrons dans la partie suivante que les valeurs des paramètres délimitant le domaine d'existence des rides à tourbillon sont légèrement supérieures des valeurs seuil de transport granulaire par avalanche et érosion hydrodynamique. Une expérience typique consiste à basculer la cellule à un angle β fixe et appliquer simultanément un écoulement d'eau de vitesse moyenne $\overline{U}$.

La figure 5.3 présente l'allure de la surface granulaire telle qu'on peut l'observer après environ une minute d'expérience, en milieu de canal. L'interface est structurée en motifs périodiques, d'amplitude typique 1 cm et de longueur d'onde typique 10 cm. Ces structures présentent un profil et une dynamique asymétriques : elles se propagent dans le sens de l'écoulement d'eau à une vitesse d'environ 1 cm s^{-1} , pour une vitesse d'écoulement de l'eau d'environ 20 cm s^{-1} . On observe entre deux rides voisines la présence d'un fort tourbillon de fluide matérialisé par les grains en suspension sur la figure 5.1. Ce tourbillon explique le choix du terme *rides à tourbillon*, (*vortex ripples* en anglais). Il ne faut toutefois pas confondre les structures étudiées dans le présent chapitre avec les rides à tourbillon souvent décrites dans la littérature, qui se forment sous l'action d'un écoulement oscillant. Dans le cas présent d'un écoulement d'eau continu, le tourbillon est permanent alors qu'il est transitoire et alterné dans le cas d'un écoulement d'eau oscillant.

Enfin, contrairement à la plupart des motifs sédimentaires rencontrés dans la nature ou en laboratoire, lorsque l'écoulement d'eau n'est plus appliqué, les rides à tourbillon étudiées dans ce chapitre s'atténuent puis disparaissent.

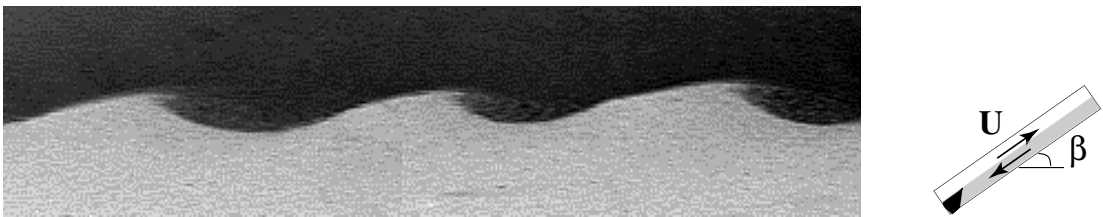


FIG. 5.3 – Photo de l'interface prise en milieu de canal après une minute d'expérience. Les rides à tourbillons forment un motif périodique à la surface du lit granulaire, d'amplitude millimétrique et de longueur d'onde centimétrique. Ces structures se propagent à une vitesse de quelques millimètres par seconde, 10 à 100 fois moins élevée que la vitesse de l'eau loin des grains. ($\beta = 43^\circ$, $\overline{U} = 0,3 \text{ m s}^{-1}$, $d = 186 \mu\text{m}$)

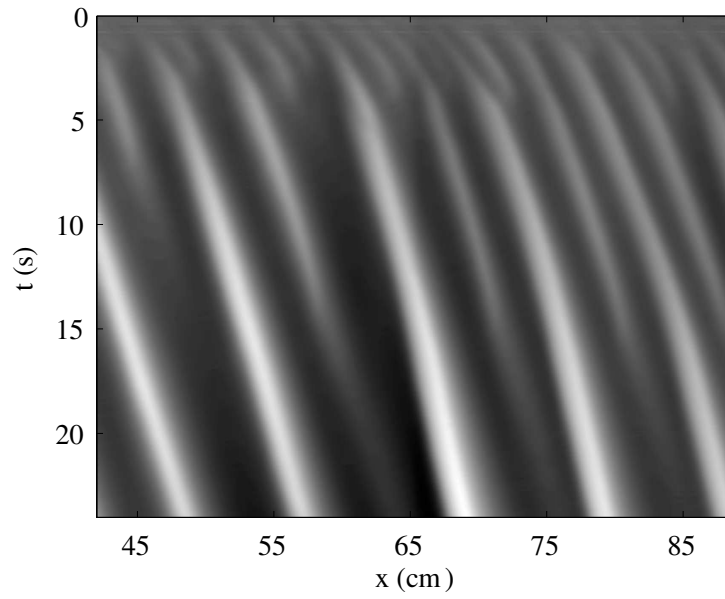


FIG. 5.4 – Diagramme spatio-temporel caractéristique des premiers instants d’une expérience. Les caméras sont positionnées au centre du canal. Des ondulations régulièrement espacées (≈ 2 cm) apparaissent tout au long de l’interface et croissent en se propageant. On observe très rapidement (≈ 3 s) la disparition de certaines structures. ($\beta = 40,9^\circ$, $\overline{U} = 0,3$ m s $^{-1}$, $d = 132$ μ m)

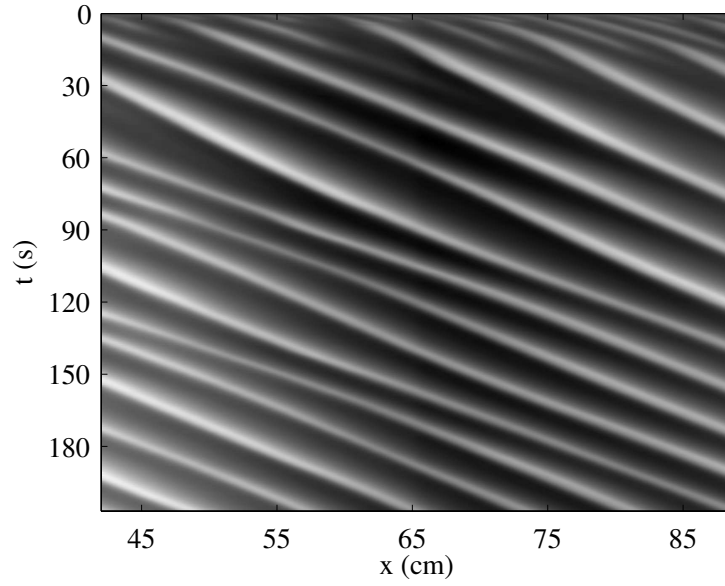


FIG. 5.5 – Diagramme spatio-temporel aux temps longs de la même expérience. Le système évolue vers un état caractérisé par une longueur d'onde (≈ 8 cm) et une vitesse de phase des structures ($\approx 0,45$ cm s $^{-1}$) quasi-constantes, avec quelques variations autour des valeurs moyennes. ($\beta = 40,9^\circ$, $\bar{U} = 0,3$ m s $^{-1}$, $d = 132$ μ m)

5.1.1 Apparition, croissance et saturation des structures.

La dynamique du système décrite dans la suite de ce paragraphe reste qualitativement la même lorsqu'on varie les valeurs des paramètres de contrôle β et $\bar{U}$ ou bien le diamètre des particules d . L'influence de ces trois paramètres sur les valeurs des grandeurs caractérisant le système (vitesse, amplitude, longueur d'onde) sera étudiée en détails dans les parties suivantes.

Le diagramme spatio-temporel de la figure 5.4 illustre l'évolution caractéristique de la surface granulaire au cours des premiers instants d'une expérience. Dès la première seconde, des ondulations quasi-périodiques apparaissent à la surface de l'avalanche. Sur la figure 5.6 a), le spectre spatial de l'interface exhibe plusieurs pics dont un plus élevé à la longueur d'onde $\lambda_i \approx 2,5$ cm. Ces vagues de sable se propagent dans la direction de l'écoulement de fluide clair en conservant une vitesse et un espacement quasi-constants. On observe rapidement ($t \approx 3$ s) la disparition de certaines structures tandis que les autres persistent. La vitesse de propagation $c_i \approx 0,45$ cm s $^{-1}$ est quasi-constante, et les structures ralentissent légèrement lors de la disparition d'une ride voisine. Au cours de cette phase de croissance initiale, le système subit un phénomène de *mûrissement* ou *coarsening* : l'amplitude des structures augmente et les modes sous-harmoniques de longueurs d'onde $\lambda \approx 4$ cm puis 8 cm, déjà présents aux instants initiaux sont amplifiés. Ce changement de longueur d'onde

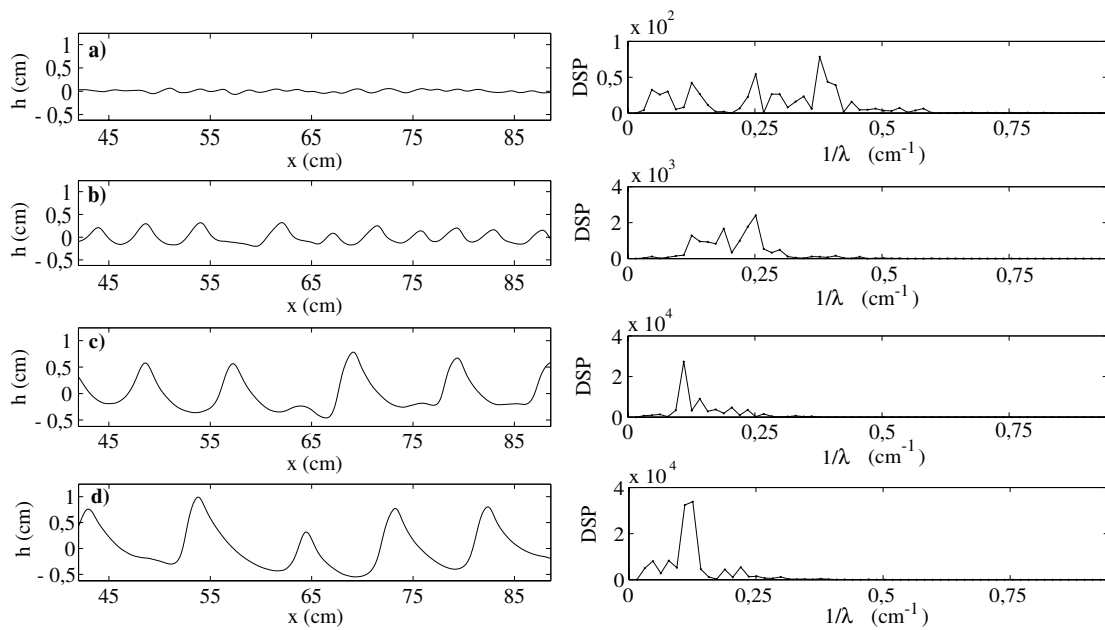


FIG. 5.6 – Allure de l'interface à différents instants. a) $t = 1$ s b) $t = 5$ s c) $t = 25$ s d) $t = 60$ s, et densité spectrale de puissance associée. Les ondulations qui émergent du bruit ($\lambda \approx 2,5$ cm) tout au long de l'interface adoptent un profil fortement non linéaire au cours de leur croissance. La longueur d'onde λ du système ainsi que l'amplitude moyenne A des structures augmentent au cours du temps puis saturent au-delà de $t \approx 40$ s. $\beta = 40,9^\circ$, $\overline{U} = 0,3$ m s $^{-1}$, $d = 132$ μ m.

moyenne est la conséquence de la disparition de structures. On remarque sur le diagramme spatio-temporel 5.4 que ces disparitions ne sont pas forcément simultanées.

Aux temps longs, le système présente une évolution typique illustrée par le diagramme spatio-temporel de la figure 5.5. On observe sur cette figure qu'au-delà de 40 s, le système présente une longueur d'onde $\lambda_f \approx 8$ cm et une vitesse de phase des structures $c_f \approx 0,4$ cm s⁻¹ quasi-constantes, avec quelques variations autour des valeurs moyennes. De plus, l'intensité des stries évolue peu, ce qui montre que le système a pratiquement atteint un état saturé. En effet, d'après les courbes (c) et (d) de la figure 5.6, l'amplitude, la forme des structures et la longueur d'onde du mode prépondérant sont peu modifiés entre les instants $t = 25$ s et $t = 60$ s.

Les rides à tourbillon présentent donc une phase de croissance suivie d'une saturation en amplitude et longueur d'onde. Au cours du temps, le profil des structures persistentes évolue vers une forme fortement non linéaire (figure 5.6 a à d). Les caractéristiques de ce profil peuvent être mieux comprises si on s'intéresse à la dynamique locale d'une ride.

5.1.2 Propagation et interaction des structures

Au cours de ce chapitre, les termes *amont* et *aval* sont employés en rapport au sens de l'écoulement d'eau loin au-dessus du lit granulaire.

Les observations montrent que si dans les premiers instants les rides peuvent apparaître comme des ondes qui modulent la surface de l'avalanche, dans le régime non-linéaire on distingue clairement des zones de transport des grains uniquement par érosion hydrodynamique, autour de la crête ou bien uniquement par avalanche, dans les creux. La figure

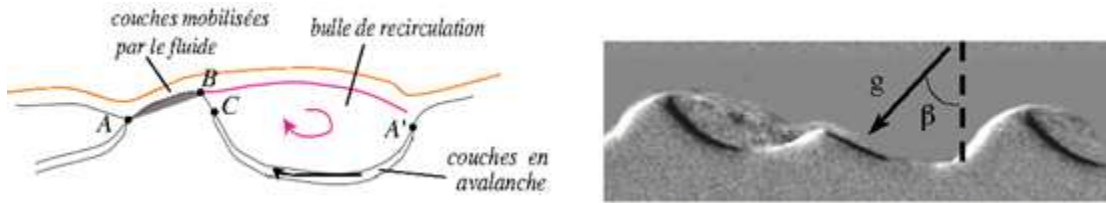


FIG. 5.7 – a) Schéma de principe. b) Différence entre deux images séparées par $\Delta t = 0,04$ s : en noir les zones de dépôt de matière, en blanc les zones d'enlèvement, en gris les zones statiques.

5.7 b) a été construite par différence d'images, à partir de deux images comparables à la photo 5.3 et séparées de $\Delta t = 0,04$ s. Avec cette technique, les zones de l'image qui n'ont pas changé au cours de la durée séparant les deux images apparaissent en gris, les zones où la matière a été déposée apparaissent en noir et celles où la matière a été enlevée sont représentées en blanc. On observe que seules les couches de surface sont mobilisées, même si

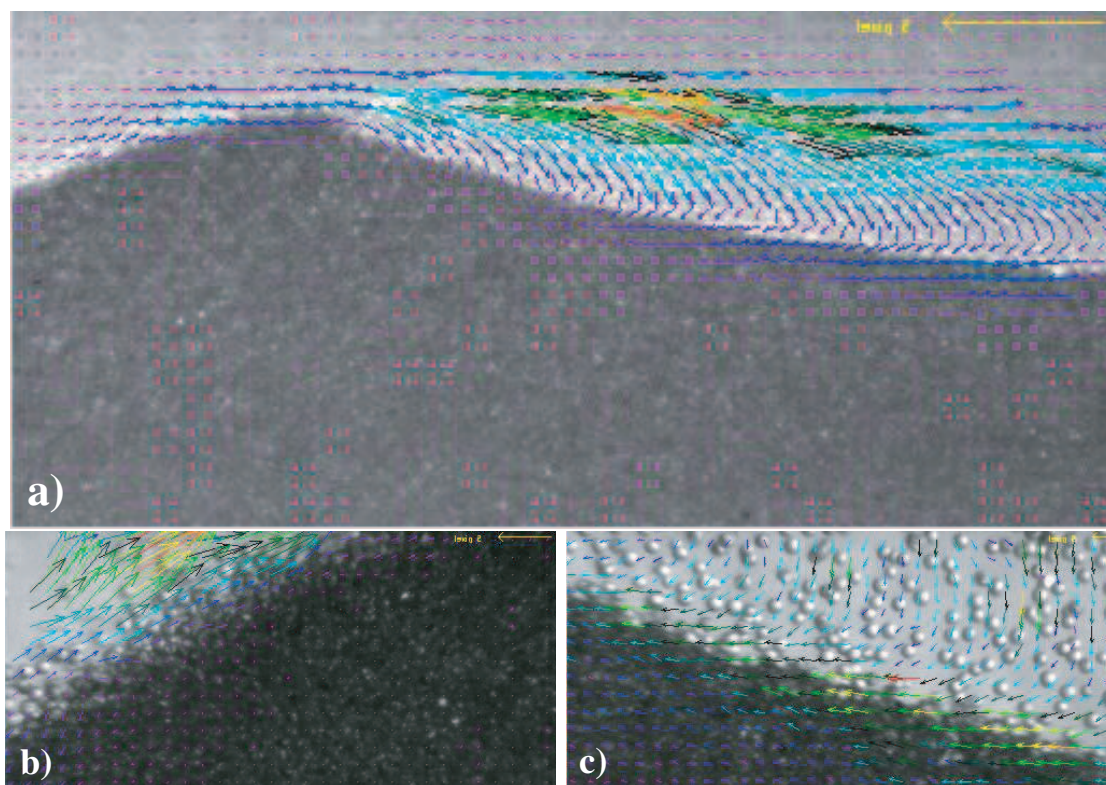


FIG. 5.8 – Images du champ de vitesse instantané des grains obtenue par PIV. a) Les grains de la crête sont entraînés dans le tourbillon d'eau, certains retombent au long de la face aval de la ride qui présente des avalanches. b) Zoom sur la zone de recollement de l'écoulement à l'arrière de la ride. c) Zoom sur la face aval, les grains qui sédimentent sont entraînés par l'avalanche.

des petits déplacements semblent affecter l'intérieur du tas, qui apparaîtrait uniformément gris si aucun grain n'avait bougé. Ce mode de visualisation met en évidence la propagation des structures, qui s'effectue par enlèvement de matière sur la face amont et dépôt sur la face aval de la ride.

L'analyse des films et du champ de vitesse obtenu par PIV réalisée sur les grains montre que les deux modes de transport de particules, avalanche et érosion hydrodynamique, participent à la fois à l'enlèvement et au dépôt de matière. La figure 5.7 a) schématise le scénario de propagation d'une ride que l'on peut proposer à partir de ces observations. Le fluide arrache des grains le long de la crête de la première ride (de A à B). Comme le montre le champs de vitesse des grains représenté sur les figures 5.8, la séparation de l'écoulement de fluide en haut de la ride forme entre B et A' une zone de recirculation matérialisée par un tourbillon de fluide à l'intérieur duquel les grains sédimentent légèrement. Le cisaillement pariétal du fluide sur le lit est considérablement réduit dans cette zone, autorisant l'avalanche des couches superficielles dans le sens de la pente (de A' vers C). La première ride forme un obstacle pour cette avalanche, les grains sont stoppés en C et il y a accumulation : la ride avance.

Les rides à tourbillon sont donc différentes des rides triangulaires observées lorsque le canal est peu incliné, à la fois par leur géométrie et par leur mode de propagation. Le schéma de la figure 5.9 montre que l'avalanche joue un rôle particulier dans la propagation des rides à tourbillon puisqu'elle transporte les particules dans la direction opposée au déplacement de la structure. A vitesse d'eau égale, les rides à tourbillon sont dix fois plus rapides que les rides triangulaires.

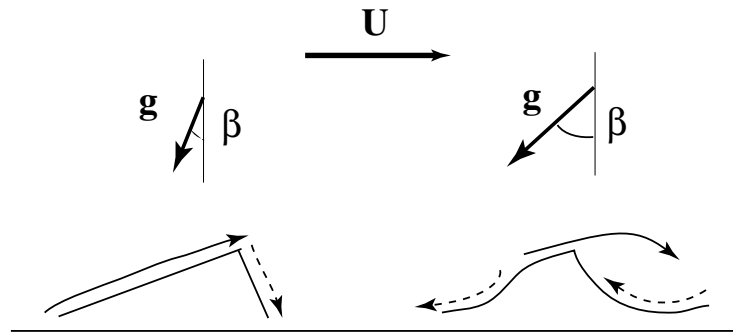


FIG. 5.9 – Propagation comparée des rides triangulaires observées sur les pentes faibles (à gauche) et des rides à tourbillon observées sur les pentes fortes (à droite). (—) transport par érosion hydrodynamique, (- - -) transport par avalanche.

Suivant les quantités relatives de particules arrachées ou déposées, les deux modes de transport granulaire peuvent également contribuer à la croissance ou la décroissance de la ride. La dynamique d'une structure est ainsi dépendante de la dynamique des structures voisines. En effet, si l'amplitude de la structure amont augmente, la longueur de la bulle de recirculation augmente également. Sur la figure 5.7 b) la grande ride située en amont écrante

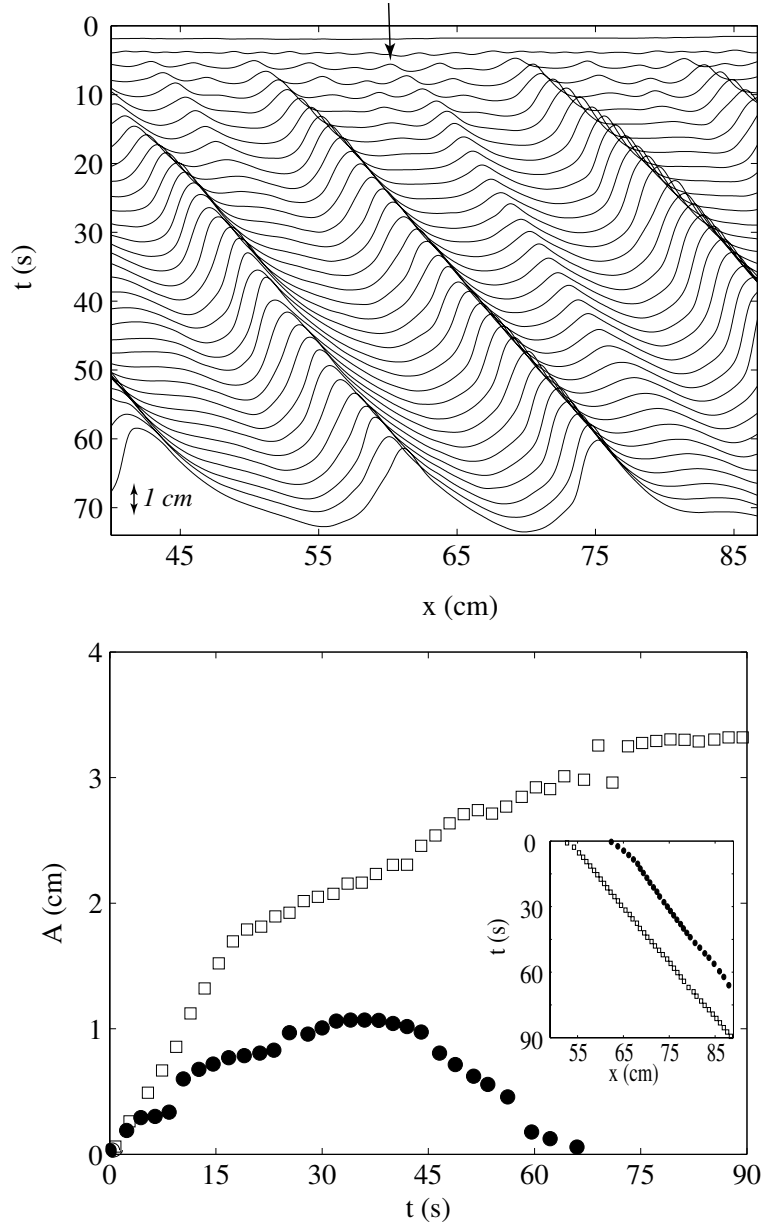


FIG. 5.10 – *Interaction de structures. a) Les courbes représentant la surface granulaire sont espacées de 2 s et décalées pour mieux visualiser l'évolution aux temps longs. b) Evolution de l'amplitude de la structure repérée par la flèche (●) et de la structure amont (□). Insert : évolution de la position des crêtes de chaque ride. La ride fléchée croît au cours de la disparition de ses proches voisines, mais reste d'amplitude inférieure à la structure qui la précède. Elle décroît à partir de $t \approx 40$ s, lorsque la zone d'écrantage hydrodynamique de la ride amont devient aussi grande que la distance séparant la ride amont et la ride aval. ($\beta = 46,2^\circ$, $\overline{U} = 0,28 \text{ ms}^{-1}$, $d = 132 \text{ } \mu\text{m}$)*

la ride centrale d'un point de vue hydrodynamique : l'écoulement d'eau ne "retient" plus les grains à l'arrière de la petite ride et celle-ci risque de s'atténuer en s'étalant. L'évolution de la ride repérée sur la figure 5.10 est cohérente avec un tel mécanisme d'interaction : au début de l'expérience, les deux rides croissent et sont espacées d'environ 9 cm. Lorsque la ride amont atteint une amplitude d'environ 0,1 fois la distance les séparant, la croissance de la ride fléchée ralentit. Puis son amplitude décroît lorsque l'amplitude de la ride amont a encore doublé, de façon à ce que la zone d'écrantage soit continue jusqu'à la ride aval de la ride fléchée.

Nous venons de voir que l'évolution d'une ride à tourbillon est fortement dépendante des interactions avec ses voisines et en particulier avec la structure située en aval. Le dispositif expérimental considéré ici n'est pas infiniment étendu et en particulier les conditions aux limites en amont, près du point d'injection sont susceptibles de bloquer le retour des grains et d'influencer ainsi les rides situées en aval. Avant de poursuivre l'étude détaillée de l'influence des paramètres sur les caractéristiques des rides à tourbillon, il est nécessaire de vérifier ce qui se passe près du point d'injection d'eau.

5.1.3 Evolution de l'interface à l'entrée du canal.

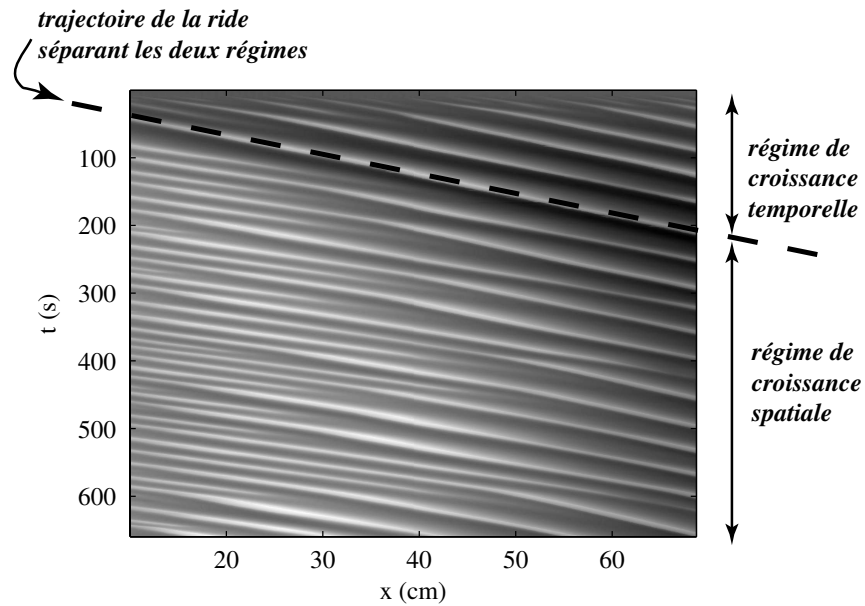


FIG. 5.11 – Diagramme spatio-temporel, la zone filmée débute à 10 cm de l'extrémité de la languette d'entrée. La vitesse de phase des structures est ici $c \approx 0,3 \text{ cm s}^{-1}$. La première ride apparue au plus près de la languette entre dans le champ de la caméra à $t \approx 30 \text{ s}$, son passage délimite une frontière entre un régime de croissance temporelle et un régime de croissance spatiale. ($\beta = 41,1^\circ$, $\bar{U} = 0,34 \text{ m s}^{-1}$, $d = 112 \text{ }\mu\text{m}$)

La description de l'évolution temporelle de l'interface eau-particules proposée au paragraphe 5.1.1 est caractéristique de ce qui se passe en milieu de cellule. Intéressons-nous au comportement du système près du point d'injection d'eau. Dès que la première ride apparue au plus près de la languette a parcouru une distance d'environ une longueur d'onde initiale, de nouvelles structures se créent quasi-périodiquement au niveau de la languette, sans excitation forcée. Comme l'illustre le diagramme spatio-temporel de la figure 5.11, au cours de leur propagation, certaines de ces rides croissent et d'autres disparaissent. Alors, à un instant donné pris après quelques minutes d'expériences, l'amplitude et la longueur d'onde des rides à tourbillons sont d'autant plus grandes que l'on s'éloigne de la languette (cf. figure 5.2 92). Le régime de croissance temporelle a donc cédé la place à un régime de croissance spatiale.

La figure 5.12 présente l'évolution temporelle de la hauteur de l'interface, en trois points

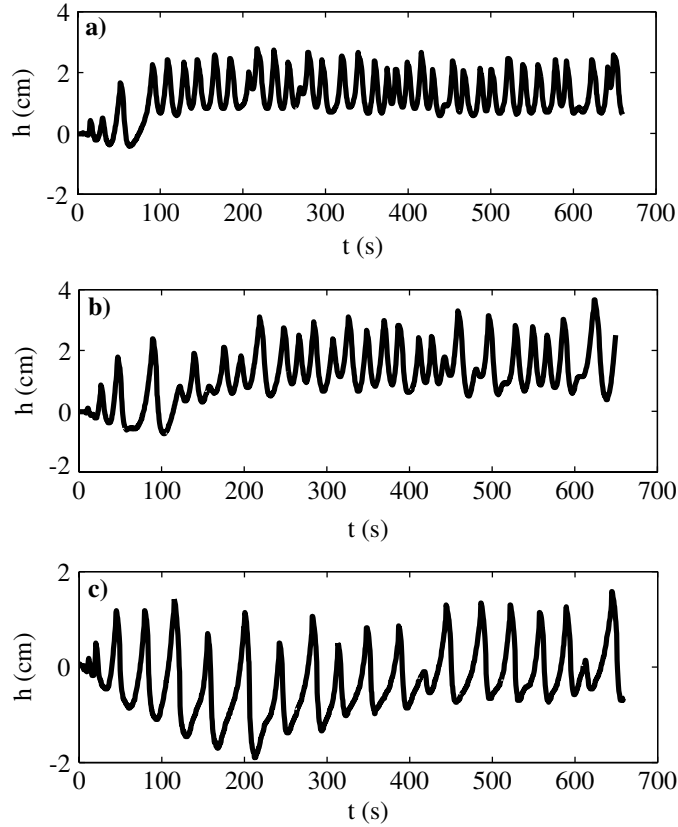


FIG. 5.12 – *Evolution temporelle de la hauteur de l'interface en trois points fixes de la cellule. Le passage de la ride initialement créée le plus en amont est associé à une rupture dans la croissance de l'amplitude des structures qui mène à un plateau. a) $x = 15$ cm b) $x = 29$ cm c) $x = 67$ cm ($\beta = 41,1^\circ$, $\overline{U} = 0,34$ m s $^{-1}$, $d = 112$ μ m)*

fixes du canal, pour cette même expérience. Les pics correspondent au passage des structures devant l'observateur fixe : en chacun des points a, b et c, leur amplitude atteint un

plateau après plusieurs dizaines de secondes. La durée nécessaire pour atteindre ce plateau dépend de la position de l'observateur. Dans cette partie du canal, la fin de la phase de croissance temporelle correspond au passage de la toute première ride créée le plus en amont. Lorsque cette ride a traversé tout le canal, ce qui lui prend environ 5 mn, il ne subsiste plus dans la cellule que des structures apparues au niveau de la languette. Une fois le

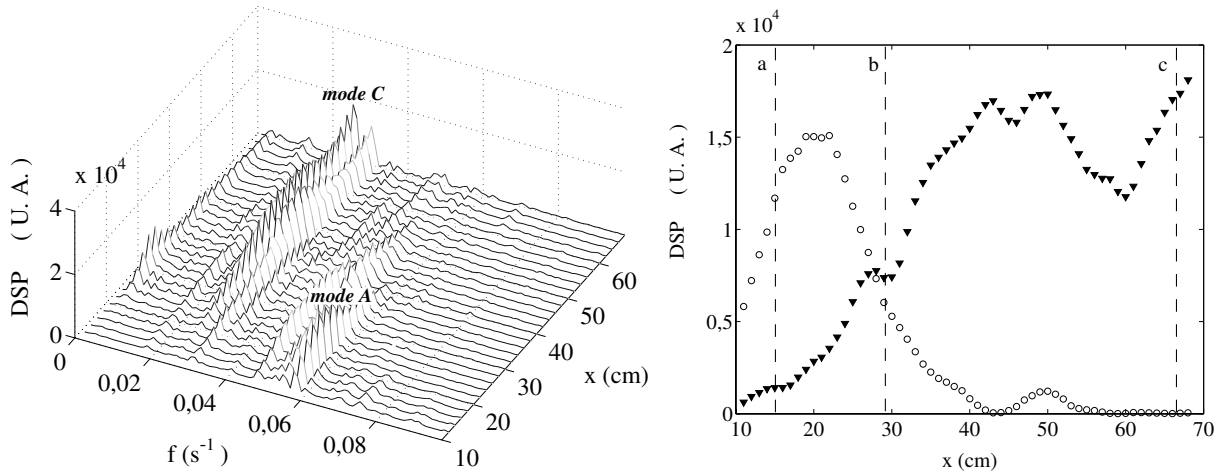


FIG. 5.13 – (gauche) Spectre fréquentiel évalué par module de la fft dans le régime plateau ($t > 100$ s) en fonction de la distance x au point d'entrée. (droite) Evolution spatiale des modes A, ($\circ$) $f_{0a} = 0,053$ Hz, et C, ($\blacktriangle$) $f_{0c} = 0,025$ Hz. ($\beta = 41,1^\circ$, $\bar{U} = 0,34$ m s $^{-1}$, $d = 112$ μ m)

régime de croissance temporelle évacué, comme on le voit pour $t > 200$ s sur la figure 5.12 gauche, la fréquence de passage des structures et leur amplitude moyenne dépendent de la position de l'observateur. La diminution de la fréquence lorsque l'observateur s'éloigne du point d'injection est mise en évidence par l'évolution du spectre sur la figure 5.13. Un doublement de la période de passage des structures a lieu entre les points a et c. Le mode A et le mode sous-harmonique C sont tous deux présents dès $x = 10$ cm. Le mode A croît plus rapidement que le mode C et commence à décroître alors que le mode C est toujours en train de croître. Comme la vitesse de phase des structures est quasi-constante, le doublement de période correspond à un doublement de longueur d'onde entre $x \approx 20$ cm et $x \approx 50$ cm. D'après le diagramme spatio-temporel de la figure 5.11, ce doublement de longueur d'onde s'effectue par des disparitions de structures non pas en un lieu privilégié mais en des lieux qui s'évalent entre ces deux positions.

L'écart type A_{std} de l'évolution temporelle de l'élévation de l'interface donne une mesure de l'amplitude des structures en une position donnée, moyennée en temps.

$$A_{std}(x) = 2 * \sqrt{2 \times (\overline{h(x,t)^2} - \overline{h(x,t)})^2} \quad (5.1)$$

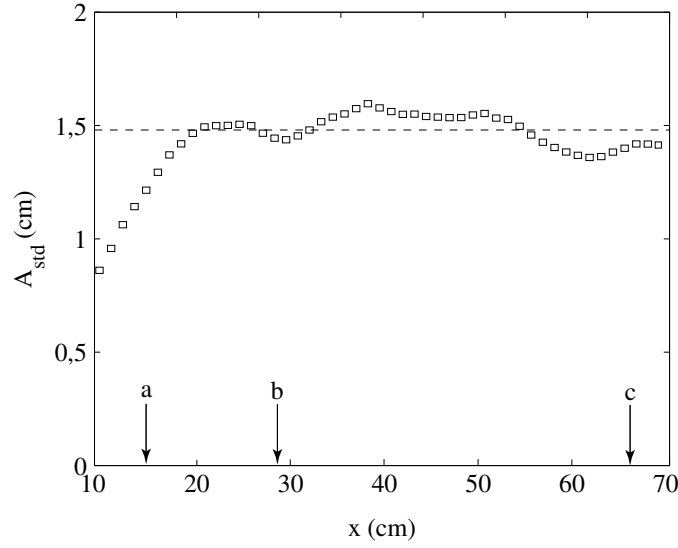


FIG. 5.14 – Amplitude des structures dans le régime de croissance spatiale ($t > 100$ s) en fonction de la distance au point d'entrée. Les repères a, b et c marquent la position des trois points fixes correspondant aux courbes de la figure 5.12. ($\beta = 41,1^\circ$, $\bar{U} = 0,34 \text{ m s}^{-1}$, $d = 112 \mu\text{m}$)

L'évolution spatiale de l'amplitude des structures lorsqu'on s'éloigne du point d'injection de fluide est reportée sur la figure 5.14. La comparaison des figures 5.14 et 5.13 b montre que l'amplitude moyenne des structures sature en $x \approx 25$ cm, avant que le mode C ne sature en amplitude en $x \approx 40$ cm. Dans la suite de ce chapitre, les expériences ont été menées en filmant la partie centrale du canal, pour $x > 45$ cm, de façon à observer des structures saturées aux temps longs. La durée d'observation pour chaque expérience est toutefois limitée à quelques minutes. En effet, le débit global de particules est généralement dirigé vers le bas de la pente et les grains ont tendance à s'accumuler près de la languette, ce qui modifie les conditions aux limites du système. Une petite partie des billes de verre est également emportée en dehors du canal par l'écoulement.

Nous venons de montrer que le système présente un régime de croissance temporelle suivi d'un régime de croissance spatiale, la frontière entre ces deux régimes correspondant au passage de la première ride créée le plus en amont. Aux temps longs et loin du point d'entrée, les structures ont une amplitude saturée. Ce comportement rappelle l'effet de *fetch* observé pour les vagues en mer : la hauteur moyenne des vagues dépend d'une part de la vitesse du vent, mais aussi de leur âge et de la distance sur laquelle souffle le vent (Gutelle, 1995). Nous verrons dans le paragraphe suivant, que vagues de sable et vagues d'eau de mer présentent d'autres caractéristiques communes.

5.2 Des structures jamais observées ?

A ma connaissance, l'existence de rides à tourbillon à la surface d'une avalanche cisailée par un écoulement d'eau n'a jamais été mentionnée décrite comme telle dans la littérature. On peut toutefois tenter des comparaisons avec d'autres types de structures.

5.2.1 Ondes à la surface d'une suspension cisailée

La présence d'ondes à la surface d'une suspension de particules non-browniennes cisailée par un écoulement de fluide clair a été décrite plusieurs fois, dans le cas de concentrations volumiques faibles $\phi \approx 1\%$ (Davis *et al.*, 1983) ou moyennes ($\phi < 35\%$, Bohran (1989)). Ces expériences sont réalisées avec des billes de verre de diamètre $\approx 100 \mu\text{m}$ sédimentant dans des fluides de viscosités diverses, dans des réservoirs de section rectangulaire, de différents rapports d'aspect. Lorsqu'un tube initialement rempli d'une suspension homogène est légèrement incliné par rapport à la verticale, la sédimentation des particules est accélérée : c'est l'effet Boycott (Boycott, 1920). Cet effet est utilisé par l'industrie dans des procédés de séparation de phases. Un contre-écoulement de fluide clair de faible épaisseur se développe près de la paroi supérieure du réservoir et si la vitesse de ce contre-écoulement est élevée, des ondes de longueur d'onde quelques centimètres peuvent apparaître à l'interface suspension-fluide clair. Ces ondes apparaissent alors au bas du réservoir et se propagent dans la direction de l'écoulement de fluide clair, évoluant en vagues déferlantes d'allure très proche de celle des rides à tourbillon de notre expérience. Ces vagues, en favorisant le mélange entre les particules et le fluide clair, limitent l'effet Boycott (Herbolzheimer, 1983) et par conséquent l'efficacité du procédé de séparation de phases. Les ondes sont attribuées à une instabilité hydrodynamique entre le fluide clair et la suspension modélisée comme un fluide visqueux équivalent, de viscosité constante. L'influence des différents paramètres (rapport de viscosité, rapport de densité, angle d'inclinaison, rapport d'aspect du réservoir) sur la stabilité de l'interface semble correctement décrite par une analyse de stabilité linéaire spatiale de l'écoulement de base caractéristique de la configuration expérimentale incluant les effets de viscosité (Bohran & Acrivos (1988), Bohran (1989)). Cependant aucune comparaison quantitative des grandeurs caractéristiques de l'instabilité n'est disponible et la nature du mécanisme dominant, inertiel ou visqueux, dans les expériences présentées par Bohran (1989) n'est pas clair. Il est intéressant de retenir que ce modèle prédit la stabilisation de l'interface lorsque l'angle d'inclinaison diminue dans le régime visqueux et lorsque la concentration augmente dans le régime inertiel.

Dans l'ensemble des travaux expérimentaux et théoriques présentés dans ces références, la concentration en particules considérée est relativement faible. Toutefois, le fonctionnement industriel en continu d'un procédé de sédimentation nécessite la récupération des particules dans la région de forte concentration proche du lit de particules sédimentées qui se forme au fond du réservoir (Nir & Acrivos, 1990), par écoulement du mélange dense. C'est justement dans cette limite de forte concentration que se situent les expériences que nous avons réalisées. Celles-ci consistent à incliner un lit de particules arrangées en un

tas solide à un angle faible devant les angles considérés par Bohran & Acrivos (1988), et comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent 4, le lit n'encourt pas de fluidisation totale. Des essais de mesure de la concentration en particules par transmission acoustique ont été réalisés avec l'aide de Dominique Salin, mais les résultats obtenus ne sont pas assez précis, certainement en raison de la proximité de la taille des capteurs avec l'épaisseur d'écoulement de l'avalanche. Toutefois, la faible décompaction du tas observée au début

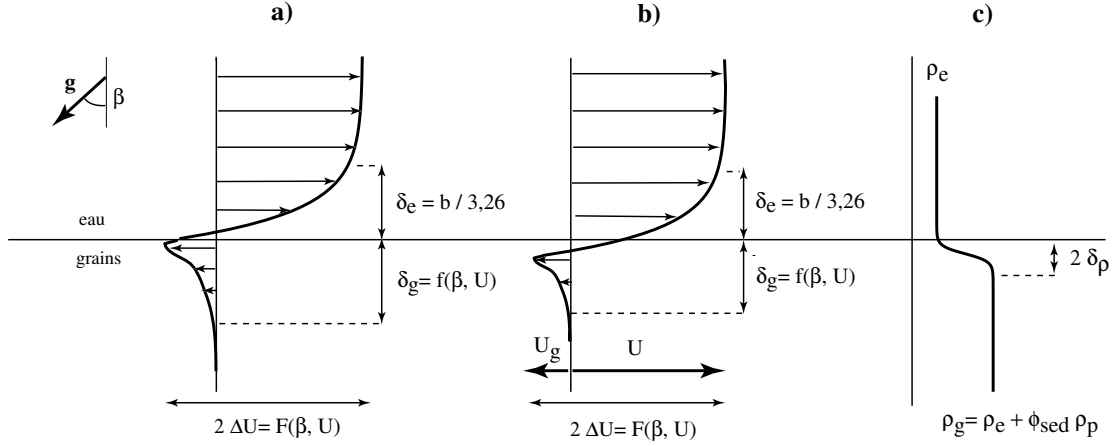


FIG. 5.15 – Estimation des profils de vitesse et de densité de l'écoulement de base dans notre expérience. Le profil dans les grains est un profil expérimental (cf. chapitre 4), le profil dans l'eau est le profil théorique. Le raccord entre les deux est extrapolé. a) Configuration stable. b) Configuration instable, extrapolée à partir de la configuration stable et des observations expérimentales. c) Profil de densité dans la configuration instable extrapolé entre la surface granulaire et le sédiment.

de l'avalanche, d'environ 10% en volume, indique que le mélange granulaire qui s'écoule est certainement de fraction volumique de particules ϕ élevée, proche de la concentration minimum d'un assemblage solide de particules évaluée à $\phi_{sed} = 0,58$ en général. Pour une telle concentration en grains, les interactions solides telles que les frottements secs et collisions entre particules sont fréquentes au sein de l'avalanche et modifient la rhéologie du matériau (Cassar *et al.*, 2005). Comme le schématise le profil de vitesse typique de la figure 5.2.1, une conséquence visible est la faible épaisseur de l'écoulement de cette suspension concentrée au-dessus du lit de sédiment.

Ces effets dissipatifs influencent très certainement la stabilité de l'écoulement. Dans le cas des instabilités à surface libre comme par exemple les ondes de grandes longueurs d'onde observées à la surface des écoulements de faible épaisseur sur plan incliné, le mécanisme d'instabilité est le même pour des fluides newtoniens ou non. La rhéologie du matériau intervient principalement dans la détermination de la valeur du seuil de l'instabilité et de son taux de croissance (Forterre & Pouliquen, 2003). Le cas que nous étudions est différent puisque l'interface est cisailée par un écoulement de fluide. Il paraît toutefois intéressant

de comparer dans un premier temps nos observations expérimentales aux expériences d'instabilité de cisaillement entre fluides newtoniens et au modèle inertiel associé.

5.2.2 Couches de mélange entre fluides.

L'instabilité hydrodynamique qui se rapproche le plus de notre configuration, par l'allure des structures et les conditions dans lesquelles elles apparaissent, est l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Des ondes se forment à l'interface entre deux fluides se déplaçant à des vitesses différentes. On observe ces ondes lorsqu'on bascule un tube rempli de deux fluides non miscibles de densités différentes par exemple (Thorpe (1969), Pouliquen (1993)), ou lorsque deux courants stratifiés évoluant parallèlement à des vitesses différentes se rencontrent (Pawlak & Armi, 1998), comme c'est le cas sur l'expérience et la situation naturelle de la figure 5.16, les fluides les plus lourds étant bien sûr en bas.

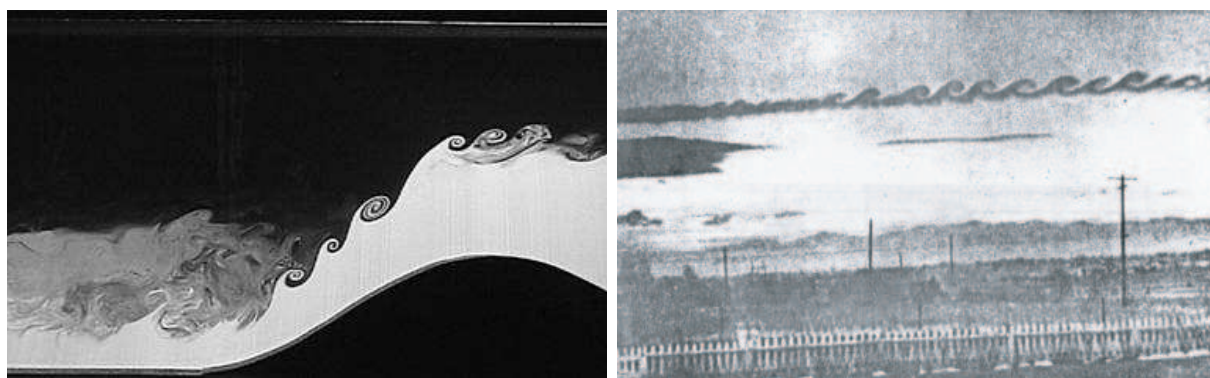


FIG. 5.16 – Rouleaux de Kelvin-Helmholtz le long du plan de rencontre de deux courants de fluides stratifiés (de densités différentes, le fluide le plus lourd est en bas), en laboratoire Morin *et al.* (2004) (gauche) et dans la nature Drazin & Reid (1981) (droite)

Ces configurations s'inscrivent dans le cadre plus général des instabilités de cisaillement entre fluides, dont la phénoménologie est au moins aussi riche que les stratégies développées pour mieux comprendre leur développement spatial et temporel. ¹

Le mécanisme qui contrôle l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est le cisaillement, c'est-à-dire la différence de vitesse entre les deux courants (Drazin & Reid, 1981). Nous n'avons considéré ci-dessus que des expériences pour lesquels les deux fluides présentent une différence de densité, par analogie avec nos expériences. Cependant on observe également des ondes de Kelvin-Helmholtz lorsque deux courants d'un même fluide se rencontrent à l'aval d'une languette (Winant & Browand (1974), Brown & Roshko (1974)). La stratification peut influencer le seuil d'apparition et le taux de croissance de l'instabilité (Chandrasekhar, 1961). ²

¹Le chapitre 2, "Hydrodynamic instabilities in open flows", du livre Castaing *et al.* (1998) constitue une bonne revue du sujet

²Dans certaines conditions, deux modes donnant naissance à des ondes de *Holmboe* contra-propagatives

Couches de mélanges spatiales vs. temporelles.

Dans la littérature, les couches de mélange temporelles sont distinguées des couches de mélange spatiales. Les premières se rapportent aux situations où il y a contre-écoulement entre les deux fluides Thorpe (1969), Pouliquen *et al.* (1994). Dans ces configurations expérimentales, les structures apparaissent tout au long de l'interface et croissent en se propageant à la vitesse moyenne de l'écoulement. Après quelques instants, les structures s'enroulent comme sur la figure 5.16 etaturent en amplitude, puis s'apparient éventuellement. Les nouvelles structures ainsi formées, de profil semblable aux structures avant appariement mais de longueur d'onde deux fois plus grande, croissent à nouveau puis s'enroulent à nouveau (Thorpe, 1969). Le régime linéaire de croissance initiale est en général bien décrit par les résultats d'une analyse de stabilité inertielle, linéaire en modes normaux (Drazin & Reid, 1981). L'appariement des structures peut être décrit comme le résultat d'une instabilité secondaire du motif primaire modélisé par une allée de tourbillons d'amplitude finie, qui favorise l'émergence du premier sous-harmonique (Castaing *et al.*, 1998). Cette évolution est tout à fait similaire à la succession de disparition de structures au cours du régime de croissance temporelle décrit dans le paragraphe 5.1.3.

Par opposition, les couches de mélange spatiales correspondent aux expériences en écoulement ouvert (Ho & Huang (1982), Winant & Browand (1974), Brown & Roshko (1974)) : des structures apparaissent quasi-périodiquement au niveau de la languette et se propagent à la vitesse moyenne de l'écoulement. Elles croissent en s'éloignant de la languette, s'enroulent puis s'apparient. La longueur d'onde et l'épaisseur de la couche de mélange, c'est-à-dire l'amplitude des structures tourbillonnaires, croissent donc par une succession d'appariements lorsqu'on s'éloigne de la languette. Ces couches de mélange sont sensibles au bruit extérieur, les structures sont créées dans une gamme de fréquences qui présente un pic autour d'une fréquence naturelle et une variation du lieu d'appariement, (Ho & Huang, 1982), ce qui rappelle les observations dans le régime de croissance spatiale des rides à tourbillon. L'amplitude locale des structures rapportée à la vitesse d'advection de l'écoulement définit un temps caractéristique et la fréquence de passage adimensionnée par ce temps est constante. Tous se passe comme si localement, l'écoulement était parallèle, d'épaisseur caractéristique égale à la taille des structures (Ho & Huang, 1982). Ces expériences sont en général assez bien décrites par une analyse de stabilité spatiale faiblement non-linéaire d'un profil de vitesse en tangente hyperbolique évoluant lentement lorsqu'on s'éloigne de la languette (Castaing *et al.*, 1998).

Le comportement de notre système présente donc de nombreuses similitudes avec le comportement des couches de mélange. Nous présentons ci-dessous les résultats principaux de l'analyse de stabilité linéaire en modes normaux d'une couche de mélange modèle qui présente un profil en tangente hyperbolique afin de comparer les prédictions aux observations quantitatives que nous avons effectuées.

peuvent présenter des taux de croissance supérieurs au mode correspondant aux ondes de Kelvin-Helmholtz, (Ortiz *et al.* (2002), Hogg & Ivey (2003), Zhu & Lawrence (2001))

Stabilité linéaire d'une couche de mélange

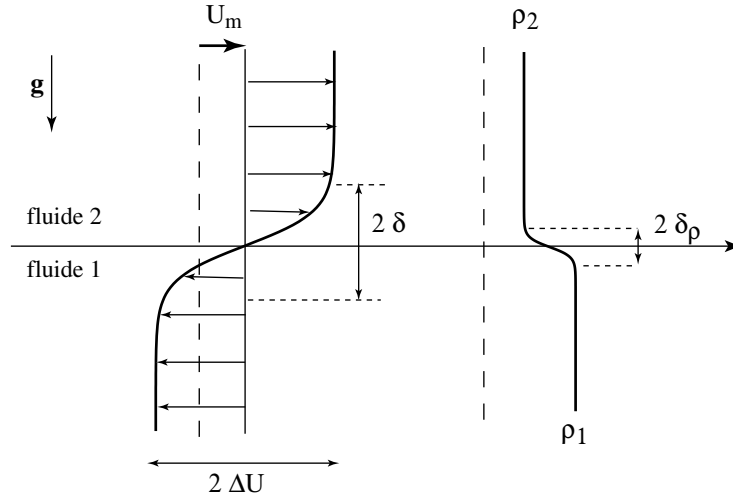


FIG. 5.17 – Profils de vitesse et de densité théoriques en tangente hyperbolique utilisés pour l'étude des couches de mélange entre deux fluides stratifiés 1 et 2.

Un développement théorique classique consiste à considérer la stabilité linéaire non visqueuse d'un écoulement dont le profil de vitesse est représenté sur la figure 5.17 (Michalke, 1964). D'une part ce profil en tangente hyperbolique constitue une bonne approximation des profils continus observés expérimentalement et d'autre part le problème de stabilité associé possède une relation de dispersion analytique, relativement aisée à intégrer numériquement. L'écart de vitesse $\Delta U = (U_2 - U_1)/2$ et l'épaisseur δ de variation du profil de vitesse définissent respectivement les échelles de vitesse et de longueur caractéristiques du problème. L'échelle de temps est alors donnée par $\delta/(\Delta U)$. La vitesse moyenne d'advection de l'écoulement, $U_m = (U_2 + U_1)/2$ fixe un référentiel privilégié autre que celui du laboratoire. Une telle analyse est supposée valide tant que l'instabilité évolue rapidement par rapport aux grandeurs caractéristiques. Par exemple, la longueur caractéristique δ peut se rapporter à la couche de diffusion visqueuse de la quantité de mouvement dans le cas où celle-ci évolue suffisamment lentement, Pouliquen *et al.* (1994).

L'analyse de stabilité linéaire consiste à étudier la réaction de l'écoulement de base à une perturbation infinitésimale de la vitesse, de la pression et de la déformation de l'interface de la forme $\phi = \phi_0 \exp(i(kx - \omega t))$, avec $k = k_r$ réel et $\omega = \omega_r + i\omega_i$ complexe si l'analyse est temporelle. $\lambda = 2\pi/k_r$ est la longueur d'onde, $c_r = \omega_r/k_r$ la vitesse de phase et $\sigma = -\omega_i/k_r$ le taux de croissance de la perturbation. Si les équations d'évolution du système que l'on considère sont les équations d'Euler, l'analyse est inertielle.

En l'absence d'un écart de densité, l'analyse de stabilité linéaire non visqueuse en modes normaux de ce problème non borné indique que l'écoulement de base est instable pour une bande de nombres d'onde réels k_r de 0 à 1, quel que soit la valeur du paramètre de contrôle

ΔU . Les modes correspondants sont tous stationnaires dans le référentiel qui se déplace avec l'écoulement moyen, leur vitesse de phase est donc $c_r = 0,5$. Le mode le plus instable a pour nombre d'onde et taux de croissance adimensionnels $k_r \approx 0,44$ et $k_r c_i \approx 0,095$. Aucun seuil d'apparition des structures n'est prédit.

Si on considère maintenant une variation de densité $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$ comme c'est le cas dans l'expérience de rides à tourbillon, on peut définir un nombre adimensionnel qui caractérise le cisaillement rapporté à la variation de densité : le nombre de Richardson Ri . Pour le profil exposé ci-dessus, sa valeur moyenne s'exprime :

$$Ri = \frac{\Delta\rho}{\rho_m} \frac{g\delta}{(\Delta U)^2}$$

Si on reprend une analyse de stabilité linéaire non visqueuse du profil en tangente hyperbolique, sous l'approximation de Boussinesq, la relation de dispersion est modifiée (Hazel, 1972). Hazel (1972) explore l'influence de différents paramètres sur la stabilité de l'écoulement, Les principales conclusions sont les suivantes :

Si la densité varie sur une épaisseur égale à l'épaisseur de variation de la vitesse, $\delta_\rho \approx \delta$, l'écoulement est stable aux grands nombres de Richardson donc aux faibles cisaillements. Pour $Ri < 1/4$, le mode stationnaire de Kelvin-Helmholtz $k_r \approx 0,45$ est le plus instable. Le taux de croissance temporel $\omega_i = k_r c_i$ dépend du nombre de Richardson avec une valeur maximum $\omega_i^{max} \approx 0,2$.

Pour $\delta_\rho < \delta/2$, Hazel (1972) décrit plusieurs modes instables. Le mode stationnaire correspondant à une onde de Kelvin-Helmholtz présente une diminution de son nombre d'onde k_r .

Pour $\delta_\rho \ll \delta$, les valeurs du nombre de Richardson pour lesquels le mode de Kelvin-Helmholtz est observable sont beaucoup plus faibles, $Ri < 0,07$ pour un profil de vitesse en lignes brisées (Ortiz *et al.* (2002), Haigh & Lawrence (1999)).

Enfin, la proximité relative, à plus de deux fois l'épaisseur δ , de frontières rigides parallèles à l'écoulement ou bien la légère asymétrie du profil de vitesse, peuvent altérer les caractéristiques dynamiques de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (taux de croissance, vitesse de phase) tout en conservant un nombre d'onde le plus amplifié proche de 0,5.

Enfin, la prise en compte de la viscosité pour l'écoulement de base en tangente hyperbolique tend à réduire la gamme de nombre d'ondes instables en déplaçant le nombre le plus instable vers les plus grandes longueurs d'ondes (Castaing *et al.*, 1998).

L'analyse de stabilité linéaire n'est a priori valable que dans le régime initial de croissance linéaire des structures. Dans la partie suivante le régime de croissance initial des rides à tourbillon est décrit pour différentes valeurs des paramètres de contrôle, et les résultats expérimentaux sont comparés aux prédictions de l'analyse de stabilité du profil-modèle en tangente hyperbolique.

5.3 Régime de croissance initial

L'analyse de stabilité en modes normaux suppose que les modes se développent indépendamment, sans interagir. Afin d'étudier expérimentalement séparément l'évolution de chaque mode, et ainsi caractériser le régime linéaire de l'instabilité, il est souvent préférable d'utiliser une technique de forçage (Cross & Hohenberg, 1993). La perturbation d'amplitude contrôlée, si elle est périodique, impose alors au système une longueur d'onde ou une fréquence préférentielles. Pour les couches de mélange, on peut citer le forçage localisé, périodique en temps par vibration de la languette d'entrée le forçage global par la disposition d'obstacles périodique en espace (Pouliquen *et al.*, 1994). La réalisation d'un forçage n'est cependant pas toujours aisée, et je n'ai pas trouvé de solution satisfaisante pour le système spatio-temporel qui faisait l'objet de mes expériences. Nous allons voir dans la suite que l'observation du régime *naturel* permet tout de même de caractériser l'instabilité. Le régime naturel est observé lorsqu'on bascule les valeurs des paramètres de contrôle $\bar{U}$ et β d'une valeur nulle à une valeur fixe au-dessus du seuil de l'instabilité, en parcourant l'un des deux chemins représentés sur la figure 5.18. Au cours du chemin 1, le canal est d'abord

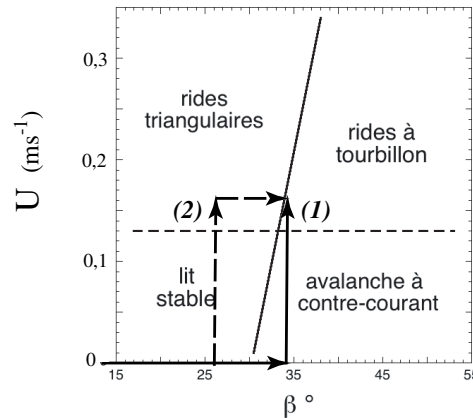


FIG. 5.18 – Chemins suivis pour atteindre le couple de paramètres de contrôle $(\beta, \bar{U})$

incliné puis l'écoulement établi, alors que pour le chemin 2 le canal est incliné jusqu'à 25° , puis l'écoulement établi puis le canal incliné à son angle final. Le temps nécessaire pour effectuer la totalité de la manoeuvre est d'environ 3 s. Le chemin 1 a été principalement utilisé, mais pour un même couple de valeurs des paramètres de contrôle, je n'ai pas distingué d'effet significatif du choix du chemin suivi sur l'apparition de l'instabilité ni sur ses caractéristiques initiales.

Le paragraphe suivant est consacré à l'évaluation du seuil de l'instabilité.

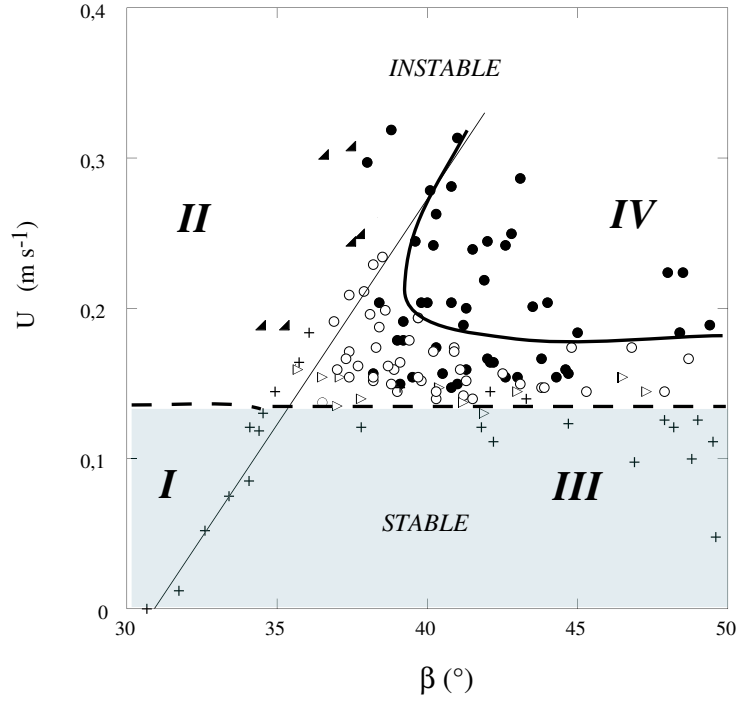


FIG. 5.19 – Plan des paramètres $(\beta, \bar{U})$ et expériences réalisées pour $d = 132 \mu m$. (●), régime de rides à tourbillon, (+) transport par avalanche uniquement, (▷) transport par avalanche et érosion, (▲) rides triangulaires, (○) apparitions localisées de structures qui n’envahissent pas tout le canal. La droite (—) prolonge l’évolution de l’angle maximal de stabilité avec l’intensité de l’écoulement. La courbe en trait gras délimite un domaine au-delà duquel seul le régime (IV) a été observé. Dans la zone grisée, aucune structure n’est observée : l’interface est stable.

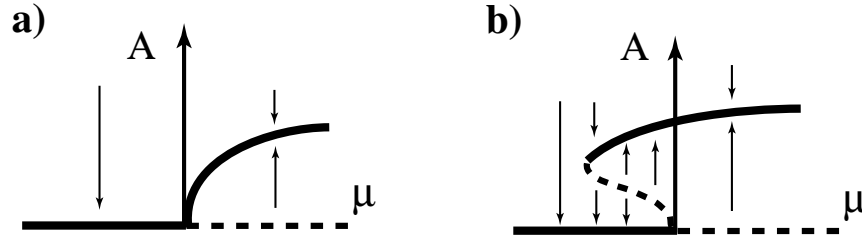


FIG. 5.20 – Deux exemples de bifurcations. A est le paramètre d'ordre, μ le paramètre de contrôle. Les branches stables sont en gras, les branches instables en pointillés. Les flèches indiquent l'évolution d'une perturbation initiée au point (A, μ) a) bifurcation supercritique b) bifurcation sous critique, la bifurcation du système vers l'un ou l'autre des états stables dépend de la valeur du paramètre de contrôle et de l'amplitude des perturbations.

5.3.1 Seuil de l'instabilité

Les observations correspondants à une centaine d'expériences réalisées avec les particules de diamètre $d = 130 \mu\text{m}$ sont présentés sur la figure 5.19. Les différents régimes sont indiqués à l'aide des mêmes chiffres romains qu'au chapitre 3. Les rides à tourbillons existent pour des valeurs des paramètres de contrôle β et $\bar{U}$ élevées (*IV*). Pour de faibles inclinaisons et de forts courants, on observe des rides triangulaires (*II*), tandis que pour de fortes inclinaisons et des contre-écoulements de faible intensité on observe uniquement du transport par avalanche (*III*). En l'absence de structures, le système est stable (*I* et *III*), tandis qu'il est instable en présence du structures (*II* et *IV*). On notera que les vitesses d'eau explorées restent inférieures $\bar{U} \approx 0,35 \text{ m s}^{-1}$, de façon à rester dans un régime laminaire de l'écoulement d'eau ($Re_b > 900$). De la même façon nous n'avons pas exploré les valeurs de l'angle d'inclinaison au-delà de 50° . En effet si on incline davantage le canal, des ondes de surface très rapides, de longueur d'onde de quelques millimètres, advectées par l'avalanche apparaissent même en l'absence d'un contre-écoulement d'eau.

La transition d'un régime à l'autre n'est pas brutale. Au cours du passage du régime (*III*) à (*IV*), pour de fortes pentes, $\beta > 38^\circ$, il existe une bande de valeurs de $\bar{U}$, de $0,13$ à $0,17 \text{ m s}^{-1}$, pour laquelle on peut observer différents comportements. La valeur inférieure, $\bar{U} \approx 0,13 \text{ m s}^{-1}$ correspond au seuil d'arrachement des grains par l'écoulement d'eau à la surface de l'avalanche. Cette valeur est la même que la valeur mesurée pour le seuil d'arrachement des grains en l'absence d'avalanche, pour $\beta = 30^\circ$. Dans la gamme de vitesses entre $0,13$ et $0,17 \text{ m s}^{-1}$, on peut observer le transport simultané par avalanche et érosion sans formation de rides, des rides à tourbillon développées tout au long du lit granulaire, ou encore la présence de quelques rides à tourbillon localisées près des points d'injection et d'extraction du fluide, tandis que le milieu de la cellule reste lisse. Cette coexistence de deux états stables est en général observée au voisinage d'une bifurcation sous-critique (voir schéma 5.20) (Cross & Hohenberg (1993), Castaing *et al.* (1998)). Enfin,

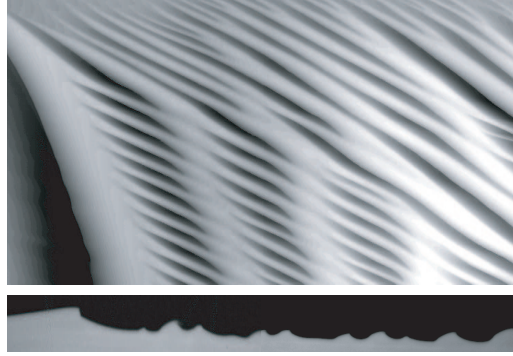


FIG. 5.21 – (haut) Diagramme spatio-temporel (les crêtes sont foncées, les creux clairs) associé au régime hybride, lorsqu’une ride triangulaire se forme en entrée de canal. Les rides à tourbillon situées en aval présentent une modulation d’amplitude de longueur d’onde ≈ 4 fois leur longueur d’onde. (bas) Allure de l’interface après 30 s. ($\beta = 37^\circ$, $\bar{U} = 0,23 \text{ m s}^{-1}$, $d = 132 \text{ }\mu\text{m}$)

au-delà de $\bar{U} \approx 0,17 \text{ m s}^{-1}$, des rides à tourbillon apparaissent toujours de façon homogène au long de l’interface. Le seuil de l’instabilité naturelle pour les fortes pentes semble donc correspondre à cette valeur $\bar{U} \approx 0,17 \text{ m s}^{-1}$. On notera que la gamme de vitesse correspondant à l’apparition des rides à tourbillon est sensiblement la même que pour les rides triangulaires. En effet, pour un lit horizontal, l’apparition de rides triangulaires est observée pour $U \approx 0,15 \text{ m s}^{-1}$, et cette apparition est homogène tout au long du canal pour $U \approx 0,19 \text{ m s}^{-1}$.

A la frontière entre les régimes (II) et (IV), pour des angles d’environ 37° ou 38° , on observe des états hybrides du système pour lesquels des rides à tourbillons alternent avec des rides triangulaires. Ceci se produit en général près du point d’injection où la présence de la languette bloque l’écoulement des grains. Le système présente alors des interactions complexes entre structures, qu’on observe sous la forme de modulation d’amplitude sur la figure 5.21 et que je ne détaillerai pas dans ce manuscrit. Ce régime hybride n’a pas été observé pour des inclinaisons de canal qui dépassent la droite (—) qui prolonge l’évolution de l’angle maximal de stabilité avec l’intensité de l’écoulement.

Ces résultats montrent donc que la présence de transport de grains à la fois par avalanche et par érosion est une condition nécessaire pour observer un régime stable de rides à tourbillon. Le seuil de l’instabilité naturelle est observé pour $\bar{U} \approx 0,17 \text{ m s}^{-1}$, valeur proche du seuil d’apparition des rides triangulaires.

Dans le paragraphe suivant, l’influence des paramètres de contrôle et de la taille des particules sur le régime initial de croissance de l’instabilité est présentée et comparée aux prédictions du modèle classique de couche de mélange en tangente hyperbolique.

5.3.2 Un régime initial linéaire

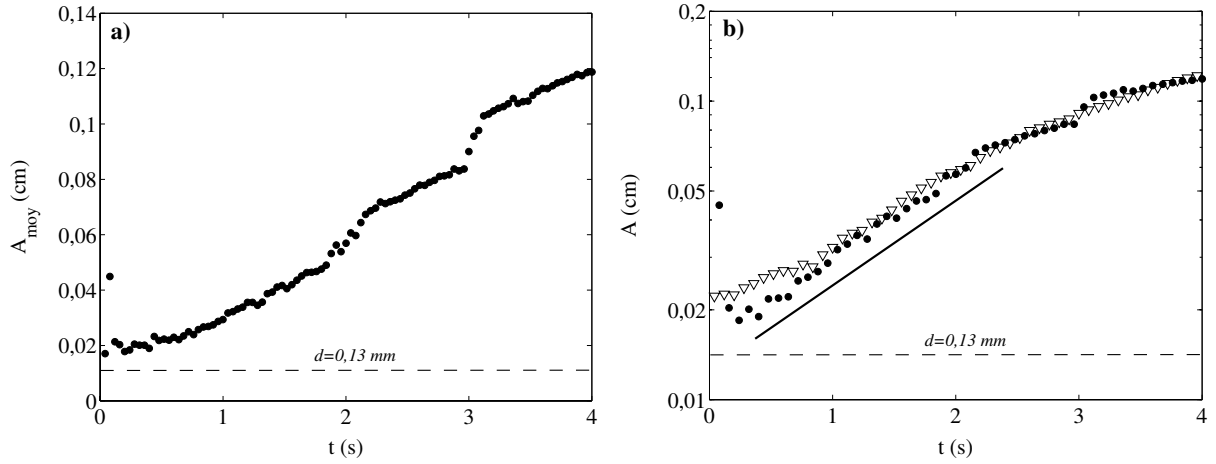


FIG. 5.22 – *Evolution de l'amplitude moyenne des structures. a) en coordonnées linéaires. b) en coordonnées semi-logarithmiques. (●) moyenne des amplitudes de chaque ride détectée individuellement, (▽) amplitude évaluée par déviation standard. ($\beta = 39,7^\circ$, $\bar{U} = 0,27 \text{ ms}^{-1}$, $d = 132 \text{ }\mu\text{m}$)*

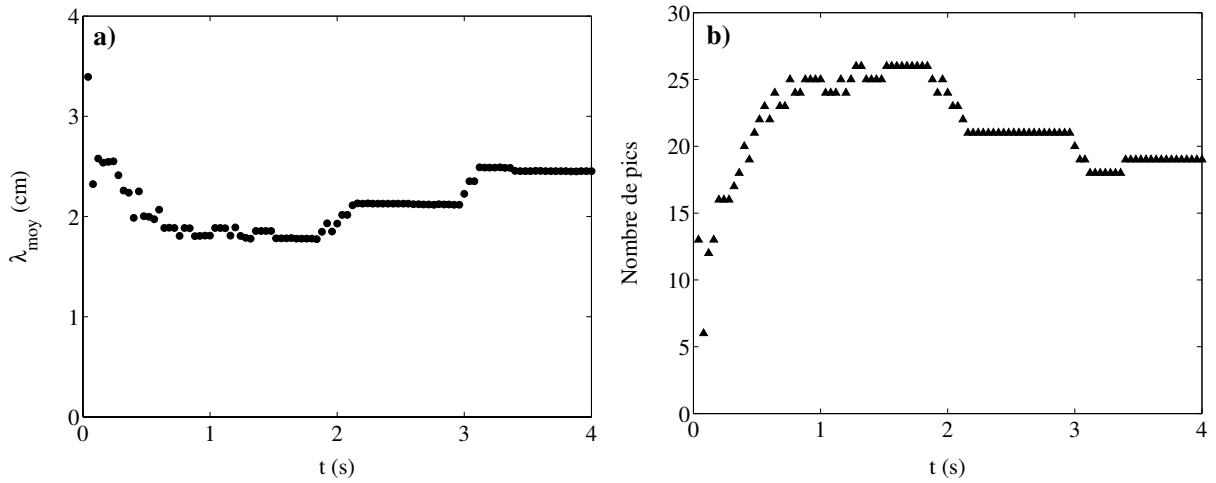


FIG. 5.23 – *a) Evolution de la moyenne λ_{moy} des longueurs d'onde de chaque ride repérée individuellement. b) Evolution du nombre de structures repérées. L'apparition ou la disparition de structures entraîne un changement de la longueur d'onde mesurée par cette méthode. $\beta = 39,7^\circ$, $\bar{U} = 0,27 \text{ ms}^{-1}$, $d = 132 \text{ }\mu\text{m}$.*

Lorsqu'on augmente suffisamment les valeurs des paramètres de contrôle, typiquement

$\beta > 38^\circ$ et $\overline{U} > 0,18 \text{ ms}^{-1}$ pour $d = 132 \text{ }\mu\text{m}$, des structures émergent du bruit plus ou moins simultanément. Le spectre de la déformation de l'interface de la figure 5.6 p.96 présente un maximum à la longueur d'onde naturelle du système, correspondant au mode le plus instable. L'évolution temporelle de l'amplitude moyenne des rides $A_{moy}(t)$ au cours d'une expérience similaire est portée sur la figure 5.22. Une première phase de croissance régulière de l'amplitude, pour A_{moy} entre 0,02 et 0,07 cm, est suivie de ralentissements, le premier ayant lieu à $t = 2,2 \text{ s}$ et $A = 0,07 \text{ cm}$. La courbe tracée en coordonnées semi-logarithmiques sur la figure 5.22 b est proche d'une droite entre $t = 0,9 \text{ s}$ et $t = 2,2 \text{ s}$, la première phase de croissance est donc exponentielle. La figure 5.23 montre que durant la même période, la longueur d'onde moyenne mesurée et le nombre de structures détectées restent constantes.

La croissance exponentielle de l'amplitude des rides est donc associée à une longueur d'onde constante et un rapport d'aspect faible $A_{moy}(t)/\lambda_i < 0,05$. On observe donc pour ce couple de paramètres de contrôle une phase de croissance linéaire de l'instabilité naturelle. Dans ce cadre, la pente de la partie linéaire de la courbe d'évolution de l'amplitude correspond au taux de croissance temporel σ du mode de longueur d'onde local λ_i . Dans la suite, la plus petite valeur prise par la longueur d'onde moyenne au début de l'expérience est prise comme mesure de la longueur d'onde initiale λ_i . L'écart-type évalué au même instant donne une estimation de l'erreur associée à la mesure.

L'observation du régime linéaire est effectuée sur une faible gamme de variation d'amplitude, inférieure à une décade. Il ne s'agit pas d'un problème de résolution spatiale, le dispositif de mesure permet de résoudre des élévations inférieures au diamètre d des particules. Or, la rugosité naturelle d'une interface granulaire est évaluée à un diamètre de grain d , soit 0,13 mm pour cette expérience. Par conséquent, une onde d'amplitude inférieure au diamètre du grain d n'a pas de sens, d constitue une longueur de coupure physique du système. Une limite supérieure est imposée par l'évolution des perturbations : lorsque leur amplitude atteint une valeur proche de la longueur caractéristique de l'écoulement d'eau $\delta_e \approx 0,6 \text{ mm}$, soit quelques diamètres de grains, les phénomènes non linéaires deviennent dominants. Le système réagit ici par un premier ralentissement de croissance mentionné plus haut, qui correspond à la disparition de certaines structures par atténuation d'amplitude.

Suivi de structures et mesure des grandeurs initiales

Un programme de détection et suivi automatique des rides une à une a été développé afin de mesurer leur taux de croissance et leur vitesse de phase. Comme l'illustre le schéma 5.24, quelle que soit la nature de l'instabilité, l'observateur positionné au sommet du paquet d'onde entourant une structure est celui qui perçoit le taux de croissance réel de la perturbation. La technique de suivi lagrangien employée permet donc de mesurer le taux de croissance de rides qui n'apparaissent pas exactement en même temps, ce qui se produit en particulier près du seuil de l'instabilité.

Un exemple de l'évolution temporelle de 5 rides est présenté sur la figure 5.25. Les structures apparues en différents lieux et instants présentent des évolutions initiales semblables. Les

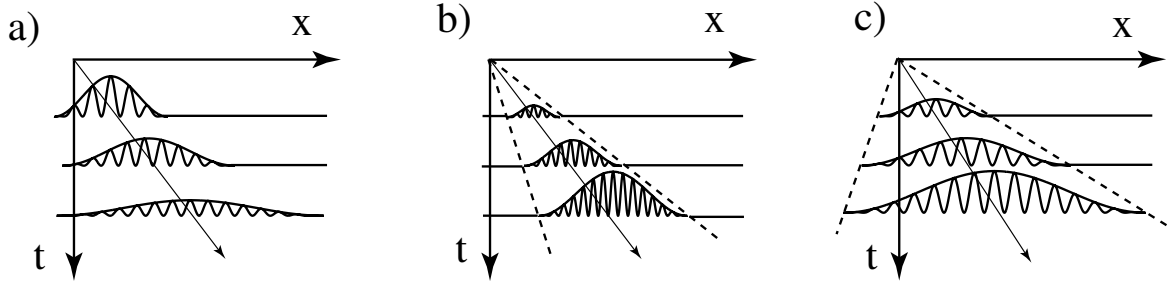


FIG. 5.24 – Trois réactions possibles du système à une perturbation localisée en $x = 0$ et $t = 0$. a) stable b) convectivement instable c) absolument instable.

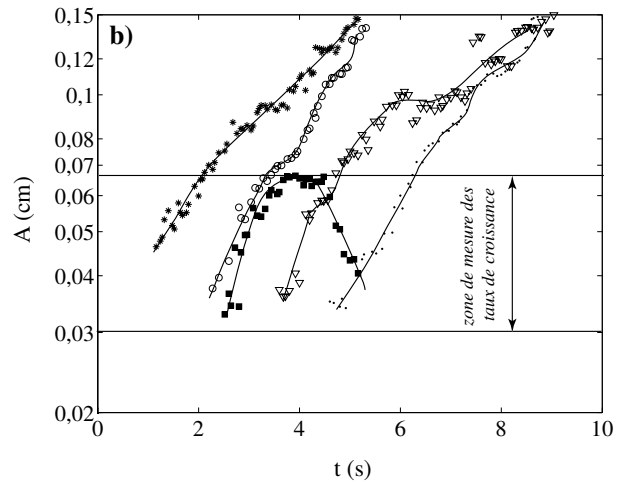
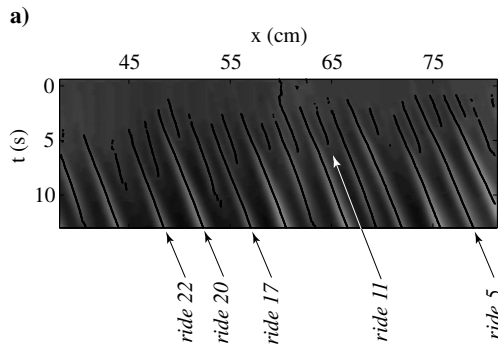


FIG. 5.25 – a) Diagramme spatiotemporel pour des valeurs des paramètres de contrôle proches du seuil. b) Evolution temporelle en coordonnées semi-logarithmiques de l'amplitude des 5 structures repérées sur le diagramme. (*) ride 5, (■) ride 11, (▽) ride 17, (○) ride 20, (·) ride 22. ($\beta = 39,6^\circ$, $\bar{U} = 0,18 \text{ m s}^{-1}$, $d = 132 \text{ } \mu\text{m}$)

courbes, en coordonnées semi-logarithmiques, sont assez régulières et présentent bien une partie linéaire dans les premiers instants d'existence des rides, entre les valeurs 0,03 mm et 0,065 mm. Le taux de croissance σ de la ride est automatiquement calculé comme la pente de la droite passant au plus près des points expérimentaux. Afin de pouvoir comparer les résultats de plusieurs expériences, le taux de croissance σ est mesuré pour chaque ride et moyenné pour chaque expérience.

Dans le cas de l'expérience présentée au début du paragraphe, le taux de croissance mesuré avec cette technique est $\sigma = 0,75 \pm 0,28 s^{-1}$. Cette valeur est cohérente avec la valeur du taux d'évolution temporelle de l'amplitude moyenne $A_{moy} : \sigma_{moy} = 0,67 \pm 0,1 s^{-1}$. En effet, les rides participent quasi-simultanément à l'augmentation de l'amplitude moyenne dans cette expérience. Cette méthode fournit donc une estimation correcte du taux de croissance et c'est elle qui a été utilisée pour traiter l'ensemble des expériences. De façon comparable, la vitesse de phase c_i des structures est mesurée par un ajustement linéaire de la trajectoire de chaque ride dans les premiers instants. Les valeurs ainsi obtenues sont moyennées pour chaque expérience.

5.3.3 Influence des paramètres

Gamme de paramètres couverte

Dans la suite de ce chapitre sont présentés les résultats obtenus en faisant varier les paramètres de contrôle $\overline{U}$ et β pour trois diamètres de billes : $d = 112,5 \pm 12,5 \mu m$, $d = 132,5 \pm 7,5 \mu m$ et $d = 186 \pm 26 \mu m$.³

Une étude systématique de l'influence de la vitesse de fluide clair a été réalisée pour les trois diamètres, mais l'influence de l'angle est détaillée uniquement pour le diamètre intermédiaire. Pour ce diamètre $d = 132 \mu m$, afin de mieux visualiser l'influence respective des deux paramètres de contrôle, les expériences ont été rassemblées par classes d'angles pour les graphes indiquant l'influence de $\overline{U}$ et par gammes de vitesse d'eau pour les graphes représentant l'influence de β . Ce classement est récapitulé sur la figure 5.26, avec les symboles utilisés.

Longueur d'onde initiale

Les figures 5.27 et 5.28 a) présentent l'influence des deux paramètres de contrôle β et $\overline{U}$ sur la longueur d'onde initiale λ_i , pour $d = 132 \mu m$. Les longueurs d'onde initiale mesurées varient entre 1,6 cm et 2,8 cm, et présentent une dispersion qui reste dans le cadre des barres d'erreur. Il n'y a pas d'influence nette des paramètres de contrôle, la longueur d'onde initiale est quasi-constante pour ce premier diamètre.

D'après la figure 5.28 b), les valeurs mesurées pour $d = 112 \mu m$ varient entre 1 cm et 3,2 cm. La longueur d'onde initiale λ_i augmente légèrement avec la vitesse d'écoulement

³Les expériences pour les billes de diamètre autre que 132 μm ont été réalisées en grande partie par Olivier Chaplain. Olivier était alors élève de l'ENSTA, il est intervenu dans le cadre d'un stage de 3 mois au niveau M1

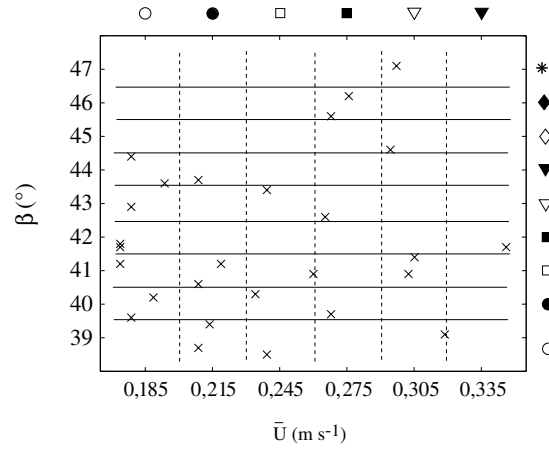


FIG. 5.26 – Classes et symboles utilisés pour représenter les données pour $d = 132 \mu m$.

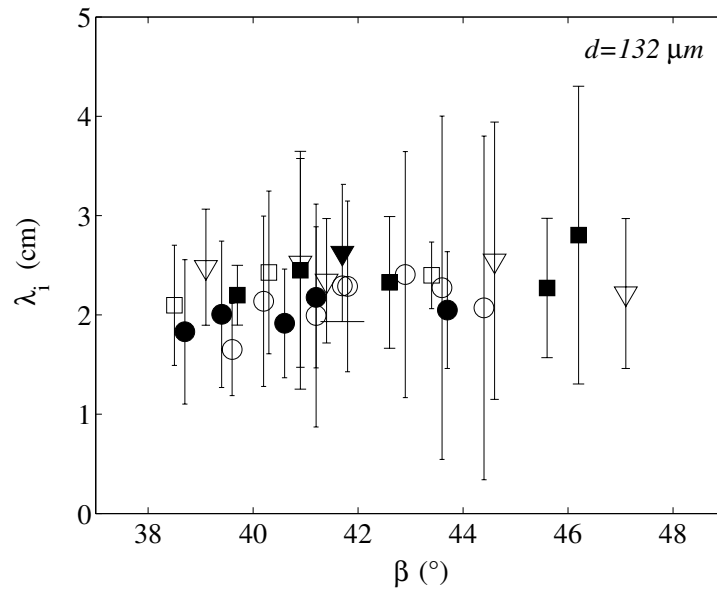


FIG. 5.27 – Influence de l'angle d'inclinaison sur la longueur d'onde initiale, $d = 132 \mu m$.
 (○) $\bar{U} \approx 0,185 \text{ ms}^{-1}$, (●) $\bar{U} \approx 0,215 \text{ ms}^{-1}$, (□) $\bar{U} \approx 0,245 \text{ ms}^{-1}$, (■) $\bar{U} \approx 0,275 \text{ ms}^{-1}$,
 (▽) $\bar{U} \approx 0,305 \text{ ms}^{-1}$, (▼) $\bar{U} \approx 0,335 \text{ ms}^{-1}$.

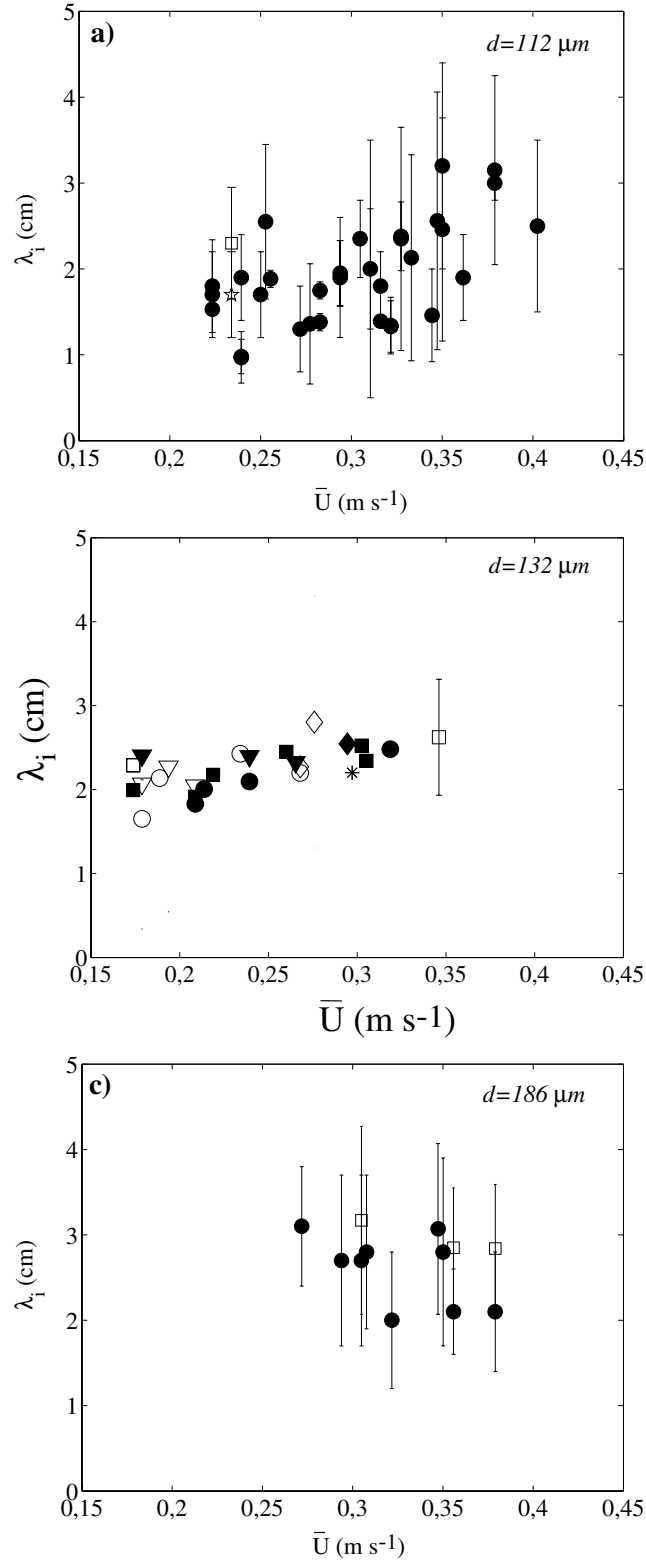


FIG. 5.28 – Longueurs d'ondes initiales mesurées pour trois diamètres en fonction de la vitesse d'eau $\bar{U}$. a) $d = 112 \mu m$, ($\bullet$) $\beta \approx 38^\circ$, ($\square$) $\beta \approx 41^\circ$, ($\star$) $\beta \approx 44^\circ$ b) $d = 132 \mu m$, ($\circ$) $\beta \approx 39^\circ$, ($\bullet$) $\beta \approx 40^\circ$, ($\square$) $\beta \approx 41^\circ$, ($\blacksquare$) $\beta \approx 42^\circ$, (∇) $\beta \approx 43^\circ$, ($\blacktriangledown$) $\beta \approx 44^\circ$, ($\diamond$) $\beta \approx 45^\circ$, ($\blacklozenge$) $\beta \approx 46^\circ$, ($*$) $\beta \approx 47^\circ$ c) $d = 186 \mu m$, ($\circ$) $\beta \approx 44^\circ$, ($\square$) $\beta \approx 46^\circ$.

de l'eau, mais cette variation reste contenue dans les barres d'erreur.

Enfin, pour les billes les plus grosses de diamètre $186 \mu\text{m}$, les valeurs de la longueur d'onde initiale présentées sur la figure 5.28 c restent comprises entre 2 cm et 3 cm. A nouveau, il n'y a pas d'influence nette de la vitesse d'écoulement d'eau.

En conclusion, les mesures effectuées ne permettent pas de mettre en évidence une influence significative de l'inclinaison du canal β , de la vitesse d'écoulement d'eau $\bar{U}$ et du diamètre d sur la longueur d'onde initiale λ_i . La longueur d'onde initiale moyenne mesurée est $\lambda_i \approx 2,2 \pm 0,7$ cm.

Vitesse de phase initiale

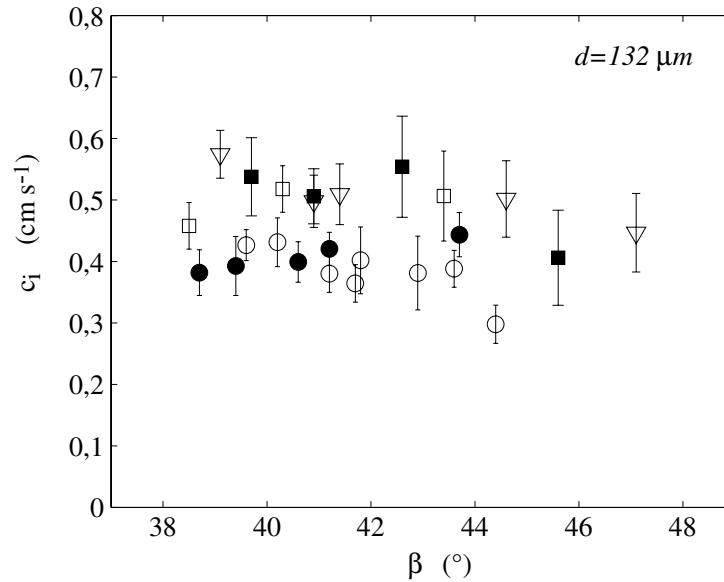


FIG. 5.29 – Influence de l'angle d'inclinaison sur la vitesse de phase initiale, $d = 132 \mu\text{m}$. ($\circ$) $\bar{U} \approx 0,185 \text{ ms}^{-1}$, ($\bullet$) $\bar{U} \approx 0,215 \text{ ms}^{-1}$, ($\square$) $\bar{U} \approx 0,245 \text{ ms}^{-1}$, ($\blacksquare$) $\bar{U} \approx 0,275 \text{ ms}^{-1}$, (∇) $\bar{U} \approx 0,305 \text{ ms}^{-1}$, ($\blacktriangledown$) $\bar{U} \approx 0,335 \text{ ms}^{-1}$.

Les mesures effectuées au cours des expériences avec le diamètre intermédiaire $d = 132 \mu\text{m}$ sont portées sur les figures 5.29 et 5.30 a). La vitesse de phase c_i des structures prend des valeurs de $0,3$ à $0,57 \text{ cm s}^{-1}$, 40 fois moins élevées que la vitesse typique de fluide clair $\bar{U} \approx 20 \text{ cm s}^{-1}$ loin de la surface granulaire. Les données indiquent que la vitesse des structures ne dépend pas de l'inclinaison de la cellule, mais elle augmente légèrement avec la vitesse de l'écoulement d'eau loin au-dessus du lit.

Les données recueillies sur la figure 5.30 b) pour le diamètre de grains le plus faible, $d = 112 \mu\text{m}$, présentent une tendance comparable : la vitesse de phase augmente faiblement avec $\bar{U}$. Toutefois, pour les billes de diamètre $186 \mu\text{m}$, la vitesse des rides à tourbillon reste

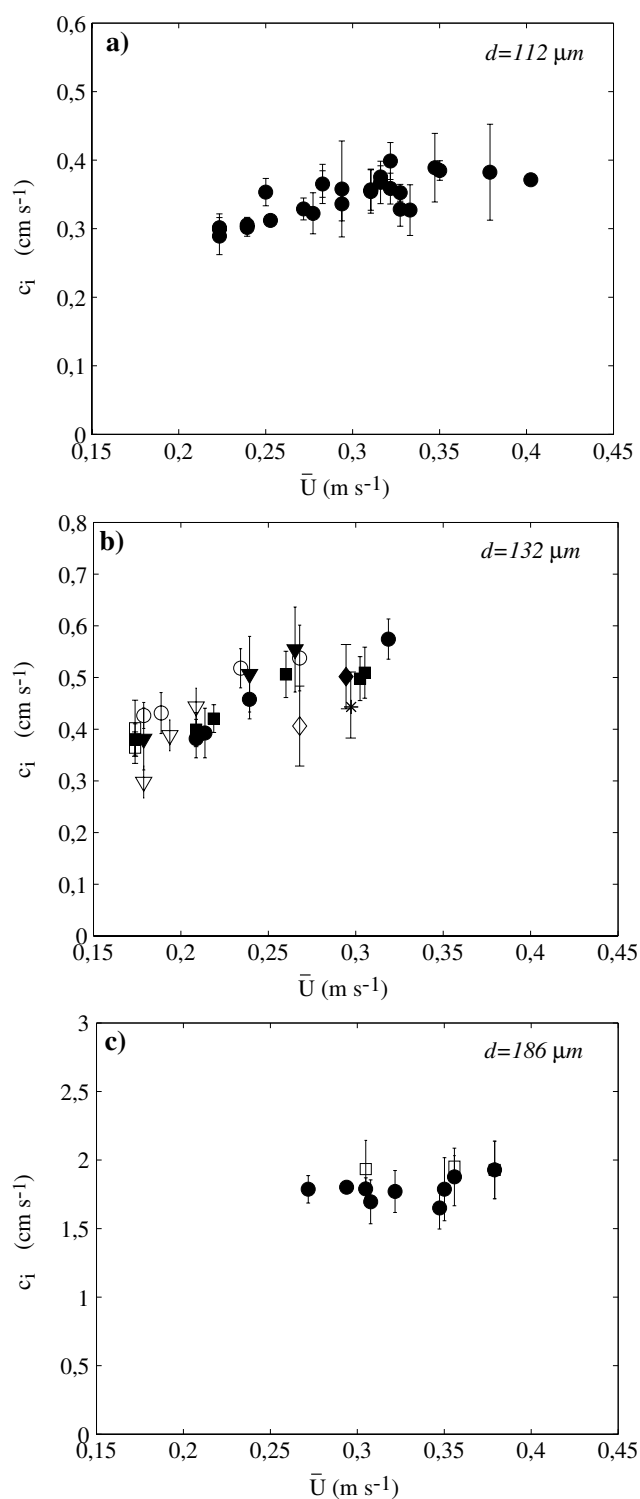


FIG. 5.30 – Vitesse de phase initiale mesurée pour les trois diamètres en fonction de la vitesse de fluide clair. a) $d = 112 \mu\text{m}$, ($\bullet$) $\beta \approx 38^\circ$ b) $d = 132 \mu\text{m}$, ($\circ$) $\beta \approx 39^\circ$, ($\bullet$) $\beta \approx 40^\circ$, ($\square$) $\beta \approx 41^\circ$, ($\blacksquare$) $\beta \approx 42^\circ$, (∇) $\beta \approx 43^\circ$, ($\blacktriangledown$) $\beta \approx 44^\circ$, ($\diamond$) $\beta \approx 45^\circ$, ($\blacklozenge$) $\beta \approx 46^\circ$, (*) $\beta \approx 47^\circ$ c) $d = 186 \mu\text{m}$, ($\circ$) $\beta \approx 44^\circ$, ($\square$) $\beta \approx 46^\circ$.

quasi-constante.

Enfin, si l'influence des paramètres β et $\bar{U}$ n'est pas clairement marquée, le diamètre modifie fortement la vitesse de phase des rides à tourbillon. En effet pour $d = 112 \mu\text{m}$ on mesure des vitesses comprises entre $0,29$ et $0,39 \text{ cm s}^{-1}$, légèrement inférieures aux vitesses mesurées pour le diamètre intermédiaire $d = 132 \mu\text{m}$ mais très inférieures aux vitesses observées pour le plus gros diamètre, c'est-à-dire $1,65 < c < 1,95 \text{ cm s}^{-1}$. Le diamètre des particules joue donc un rôle particulier dans la détermination de la vitesse des rides à tourbillons.

Taux de croissance temporel

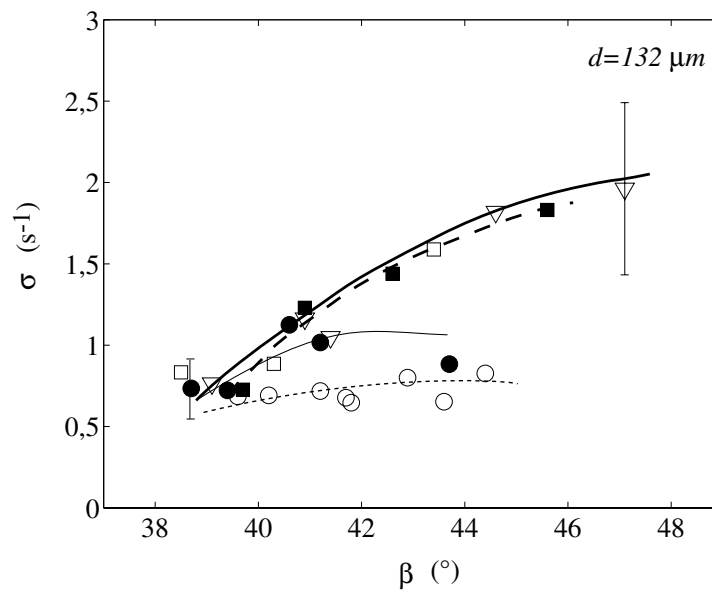


FIG. 5.31 – Influence de l'angle d'inclinaison sur le taux de croissance initial σ pour $d = 132 \mu\text{m}$. Les lignes sont des guides visuels. ($\circ$) $\bar{U} \approx 0,185 \text{ ms}^{-1}$, ($\bullet$) $\bar{U} \approx 0,215 \text{ ms}^{-1}$, ($\square$) $\bar{U} \approx 0,245 \text{ ms}^{-1}$, ($\blacksquare$) $\bar{U} \approx 0,275 \text{ ms}^{-1}$, (∇) $\bar{U} \approx 0,305 \text{ ms}^{-1}$.

La figure 5.31 présente l'influence de l'inclinaison du canal β sur le taux de croissance temporel σ pour $d = 132 \mu\text{m}$. Les valeurs mesurées varient entre $0,5$ et 2 s^{-1} . On observe que le taux de croissance augmente avec l'inclinaison du canal. Cet effet est davantage marqué pour les vitesses d'eau les plus élevées, c'est-à-dire $\bar{U} > 0,2 \text{ m s}^{-1}$. Dans cette gamme, les données pour plusieurs valeurs de $\bar{U}$ se rassemblent sur une même courbe. Cette observation est confirmée par la figure 5.32 : au-delà de $\bar{U} > 0,2 \text{ m s}^{-1}$, le taux de croissance est indépendant de la vitesse d'écoulement de l'eau.

L'effet du diamètre est présenté sur la figure 5.33. Pour les deux diamètres $d = 112 \mu\text{m}$ et $d = 186 \mu\text{m}$, on retrouve un taux de croissance indépendant de $\bar{U}$. L'augmentation du taux de croissance avec l'inclinaison du canal est également mise en évidence pour le plus gros diamètre.

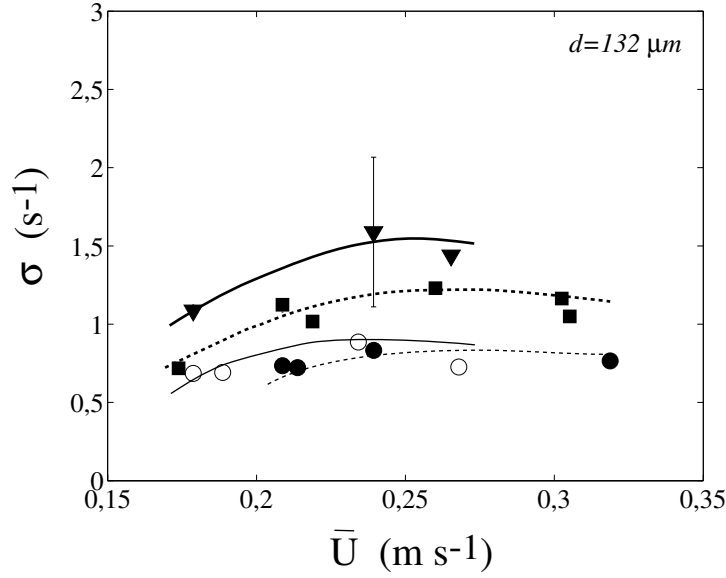


FIG. 5.32 – Influence de la vitesse moyenne de l'écoulement sur le taux de croissance initial σ pour $d = 132 \mu\text{m}$. Les lignes sont des guides visuels. ($\circ$) $\beta \approx 39^\circ$, ($\bullet$) $\beta \approx 40^\circ$, ($\blacksquare$) $\beta \approx 42^\circ$, ($\blacktriangledown$) $\beta \approx 44^\circ$

Enfin, les taux de croissance les plus faibles sont obtenus pour le diamètre le plus petit, et les taux les plus élevés sont observés pour le plus gros diamètre. Par conséquent, bien qu'il faille être prudent lors de la comparaison entre les expériences réalisées pour différents diamètres car les angles d'inclinaisons considérés ne sont pas les mêmes, on peut raisonnablement conclure que le taux de croissance tend à augmenter avec le diamètre.

5.3.4 Comparaison avec la couche de mélange inertielle

Comme c'est souvent le cas au cours d'expériences ou de situations naturelles, le profil de vitesse réel ne correspond pas exactement au profil en tangente hyperbolique avec variation lente de densité. L'écoulement de base des expériences de rides à tourbillon schématisé sur le figure 5.2.1 présente en effet un profil fortement asymétrique, avec une variation de densité sur une épaisseur δ_ρ ni équivalente ni négligeable devant l'épaisseur caractéristique de variation de vitesse δ . La comparaison avec cette situation la plus simple constitue un premier pas dans la compréhension de l'instabilité donnant naissance aux rides à tourbillon.

On ne connaît pas les équations permettant d'établir l'écoulement de base, c'est-à-dire le profil de vitesse dans la gamme de paramètres $(\beta, \bar{U})$ considérés, en l'absence de toute perturbation. On connaît toutefois l'allure du profil et l'ordre de grandeur des vitesses caractéristiques dans la configuration stable, c'est-à-dire lorsque les grains de surface ne sont pas érodés. Lorsque la contrainte de cisaillement imposée par le fluide sur la surface

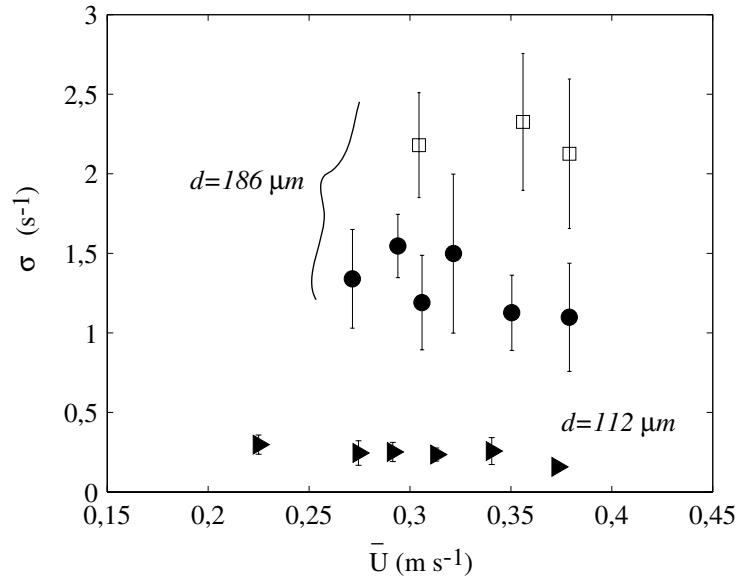


FIG. 5.33 – Influence du diamètre sur le taux de croissance. (▲) $d = 112 \mu\text{m}$ et $\beta \approx 38^\circ$, (●) $d = 186 \mu\text{m}$ et $\beta \approx 44^\circ$, (◻) $d = 186 \mu\text{m}$ et $\beta \approx 46^\circ$.

granulaire devient suffisamment importante pour vaincre les frottements solides, les grains de surface sont arrachés. Nous supposons que le profil de vitesse en surface prend alors une allure semblable à celle schématisée sur la figure 5.2.1 b). La vitesse à l'interface eau-grains est non nulle, dirigée dans le sens de l'écoulement d'eau tandis qu'en profondeur les grains s'écoulent en avalanche, dans la direction opposée. La profondeur mobilisée et la vitesse des grains, que ce soit dans l'avalanche où dans les couches de surface érodées hydrodynamiquement dépendent certainement des deux paramètres de contrôle β et $\bar{U}$. On choisit de définir les grandeurs caractéristiques du cisaillement de la façon suivante :

- l'épaisseur δ est la somme de l'épaisseur de cisaillement dans l'écoulement d'eau $\delta_e = b/3,26$, proportionnelle à l'espacement interplaques, et de l'épaisseur coulante dans l'avalanche δ_g , $\delta = (\delta_e + \delta_g)/2$
- la vitesse ΔU est la somme de la vitesse moyenne de l'écoulement de fluide clair $\bar{U}$ et de la vitesse des grains prise en première approximation égale à la vitesse maximum U_g , $\Delta U = (\bar{U} + U_g)/2$
- la vitesse moyenne est alors $U_m = (\bar{U} - U_g)/2$

L'étude des avalanches sous-marines réalisée au chapitre précédent a montré que la vitesse des grains U_g et l'épaisseur qui s'écoule en avalanche δ_g varient avec les deux paramètres de contrôle $\bar{U}$ et β .

La masse volumique de la suspension granulaire est $\rho_g = (1 - \phi)\rho_f + \phi\rho_p$. La fraction volumique passe d'une valeur $\phi = 0$ dans le fluide clair à une valeur $\phi \approx 0,58$ dans le tas solide où les grains ne coulent plus, ce qui correspond à $\rho_g \approx 1870 \text{ kg m}^{-3}$. Comme nous l'avons représenté sur le schéma 5.2.1 c), nous supposons que l'épaisseur de la couche de

transition de densité du mélange n'est pas négligeable devant l'épaisseur de la couche de cisaillement.

Pour $d = 132 \mu\text{m}$ et les valeurs typiques au seuil de l'instabilité $\delta_e \approx 0,6 \text{ mm}$, $\delta_g \approx 2 \text{ mm}$, $U_g \approx 2 \text{ cm s}^{-1}$ et $\overline{U} \approx 20 \text{ cm s}^{-1}$, le nombre de Richardson vaut $Ri \approx 0,24$, en tenant compte de la gravité modifiée $g \cos \beta$. Pour cette valeur de Ri , l'écoulement-modèle de profil de vitesse en tangente hyperbolique est instable. La longueur d'onde correspondant au nombre d'onde le plus amplifié théoriquement $k_r = 0,44$ est $\lambda_c \approx 14 \delta$. D'après les travaux expérimentaux et de modélisation présentés dans le chapitre précédent, dans la gamme d'angles considérés au cours des expériences, l'épaisseur mobilisée dans l'avalanche δ_g peut varier entre 2 et 2,5 mm et dépend peu du diamètre des particules. Ces valeurs correspondent à une longueur d'onde la plus instable comprise entre 1,8 et 2,2 cm, ce qui est légèrement inférieur à la longueur d'onde initiale rapportée au paragraphe précédent $\lambda_i \approx 2,2 \pm 0,7 \text{ cm}$.

Ensuite, l'analyse prévoit un mode de Kelvin-Helmholtz stationnaire dans le référentiel se déplaçant à la vitesse d'advection moyenne de l'écoulement U_m . Pour les valeurs typiques proposées ci-dessus pour $d = 132 \mu\text{m}$, $U_m \approx 11 \text{ cm s}^{-1}$. Cette valeur est plus de dix fois plus grande que la vitesse de phase mesurée, $c \approx 0,45 \pm 0,07 \text{ cm s}^{-1}$. En outre, on s'attend à ce que la vitesse des grains dans l'avalanche augmente avec le diamètre. Dans ce cas, la vitesse moyenne U_m de l'écoulement devrait diminuer pour le plus gros diamètre, et on devrait observer une diminution de la vitesse des structures. Or, ce n'est pas ce que nous relevons expérimentalement. Les observations montrent une forte augmentation de la vitesse des rides avec le diamètre. De plus, si l'altération de la vitesse de phase était uniquement attribuable à l'asymétrie haut/bas du profil, l'effet serait le même pour tous les diamètres puisque l'épaisseur caractéristique δ_g ne dépend pas de d . La faiblesse de la vitesse des structures observée expérimentalement est certainement due à la fois aux frottements visqueux du fluide sur les grains et aux frottements secs entre particules. Il faudrait recueillir davantage de données en variant plus largement le diamètre pour pouvoir quantifier l'influence du diamètre des particules.

Enfin, d'après l'analyse de Hazel (1972), le taux de croissance temporel adimensionné ω_i du mode le plus instable pour le profil modèle en tangente hyperbolique dépend du nombre de Richardson Ri . Lorsque Ri varie de 0,25 à 0, ω_i varie de 0 à 0,2. Pour $d = 132 \mu\text{m}$, l'échelle de temps caractéristique correspondant aux valeurs typiques indiquées plus haut est $\delta/\Delta U \approx 10^{-2} \text{ s}$. Le taux de croissance temporel correspondant au taux adimensionné maximum $\omega_i = 0,2$ serait alors $\sigma \approx 20 \text{ s}^{-1}$. Cette valeur est dix fois plus élevée que la plus grande valeur du taux $\sigma_{max} \approx 2 \text{ s}^{-1}$ mesurée pour les grains de diamètre $d = 132 \mu\text{m}$. Il semble donc que les frottements fluides et les frottements secs entre particules ralentissent la dynamique de l'instabilité.

En conclusion, bien que le mode le plus instable observé expérimentalement soit proche du mode prédit par l'analyse de stabilité linéaire d'une couche de mélange inertielle, la

dynamique de l'instabilité est fortement ralentie par rapport aux prédictions théoriques. L'importance du rôle joué par le diamètre des grains indique que cet écart n'est pas seulement dû à un effet *géométrique*, c'est-à-dire une déviation de la forme du profil par rapport au profil en tangente hyperbolique, mais certainement aux interactions visqueuses entre le fluide et les particules ainsi qu'aux frottements secs entre grains. Ce modèle ne permet donc pas de modéliser correctement l'instabilité.

Nous avons considéré dans cette partie le régime linéaire de croissance initiale des structures. Au-delà de ce régime, l'effet des non-linéarités est rapidement sensible : certaines rides présentent une saturation en amplitude qui précède une décroissance et une disparition. Une succession d'interactions entre rides voisines intervient, grâce auxquelles le système croît en amplitude et longueur d'onde, jusqu'à saturation. Cette évolution non linéaire de l'interface granulaire fait l'objet de la partie suivante.

5.4 Régime non-linéaire

5.4.1 Evolution vers une saturation

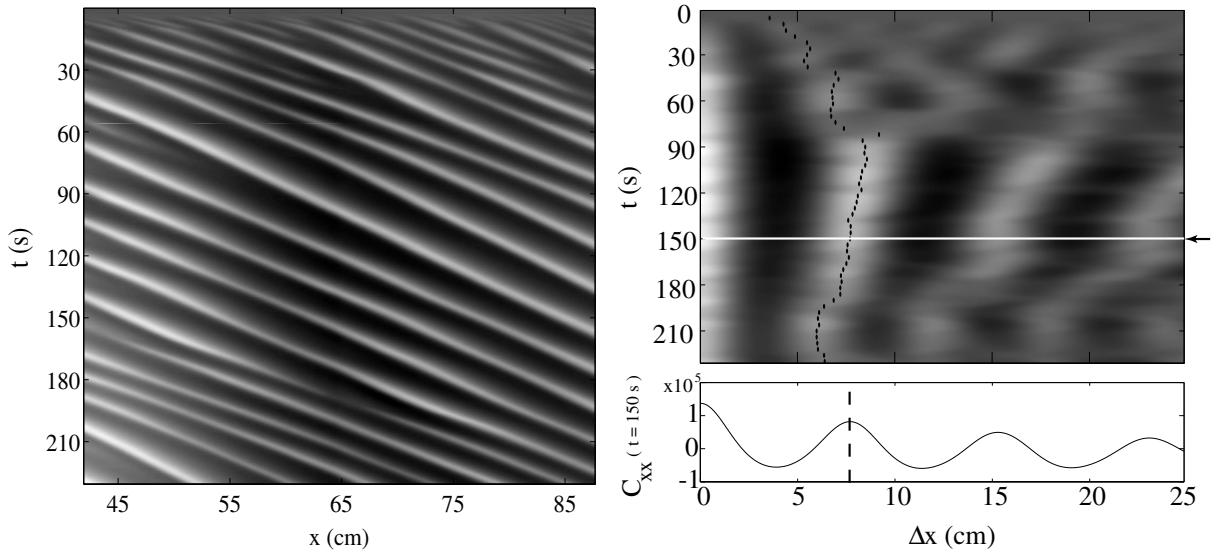


FIG. 5.34 – a) Diagramme spatio-temporel aux temps longs. b) Evolution de la fonction d'autocorrélation C_{xx} au cours du temps, représentée en niveaux de gris. c) Fonction d'autocorrélation C_{xx} à l'instant $t = 150$ s. La position du maximum détermine la longueur d'onde du motif. ($\beta = 39,6^\circ$, $\bar{U} = 0,27$ ms^{-1} , $d = 132$ μm).

La saturation du système en amplitude et longueur d'onde du système a été évoquée au paragraphe 5.1.1. On observe sur le diagramme spatiotemporel de la figure 5.34 a

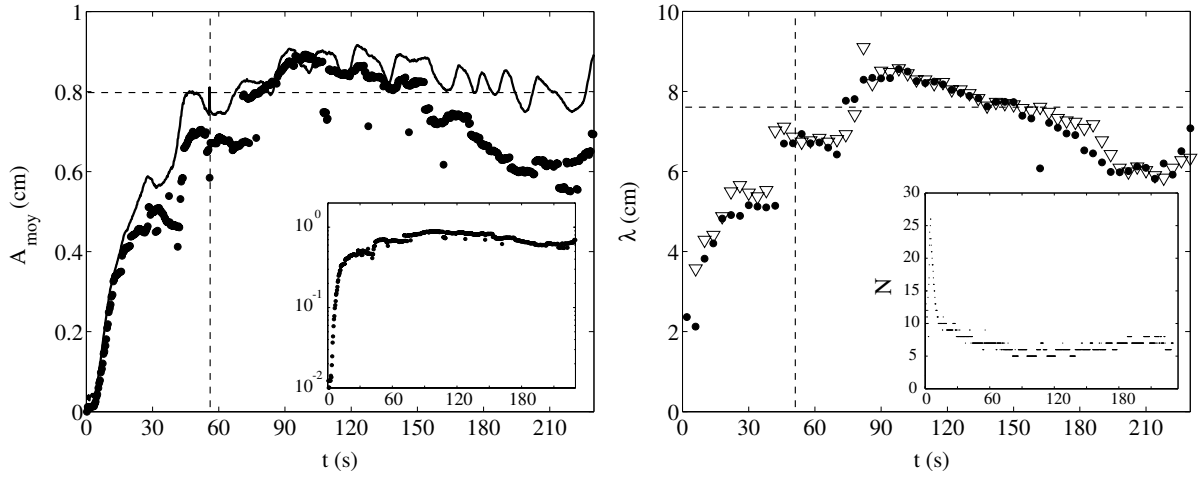


FIG. 5.35 – a) Evolution de l'amplitude moyenne des structures A_{moy} évaluée : $\bullet$ par repérage individuel des rides (en coordonnées semi-logarithmiques dans l'insert), — par déviation standard. b) Evolution de la longueur d'onde moyenne des structures λ_{moy} évaluée : $\bullet$ par repérage individuel des rides (évolution du nombre de rides détectées dans l'insert), ∇ maximum de la fonction d'autocorrélation C_{xx} . ($\beta = 39,6^\circ$, $\bar{U} = 0,27 \text{ ms}^{-1}$, $d = 132 \mu\text{m}$).

qu'au-delà de $t > 50$ s, les raies blanches qui caractérisent le passage des crêtes sont régulièrement espacées, et conservent un espacement quasi-constant au cours du temps. La longueur d'onde moyenne est évaluée à chaque instant comme le maximum de la fonction d'autocorrélation C_{xx} .

$$C_{xx}(x, t) = \overline{h(x, t) \times h(x + \Delta x, t)} - \bar{h}(x, t)^2$$

Lorsque le motif est périodique, cette fonction présente un premier maximum pour l'écart Δx égal à la longueur d'onde, comme sur la figure 5.34 b). L'évolution temporelle de la longueur d'onde mesurée avec cette technique est portée sur la figure 5.35 b). La longueur d'onde moyenne des structures croît dans un premier temps puis pour $t > 50$ s varie lentement autour de la valeur moyenne $\lambda_f \approx 7,5$ cm. Au cours de la même expérience, on constate d'après la figure 5.35 a) que l'amplitude moyenne du système, mesurée comme l'écart-type des déformations de l'interface, croît jusqu'à atteindre un plateau $A_f \approx 0,8$ cm, pour $t > 50$ s. Le système a donc atteint un état saturé aux temps longs, caractérisé par une longueur d'onde et une amplitude quasi-constantes.

On notera d'après la figure 5.35 que le choix de la mesure influence l'évolution observée. Si l'on considère la moyenne des hauteurs de rides prises une par une, l'amplitude des rides varie lentement aux temps longs, en phase avec la longueur d'onde. Ces grandeurs passent par un maximum puis décroissent avant de croître à nouveau. Ces variations lentes sont vraisemblablement due à des modulations de l'interface de grande longueur d'onde, visibles

sur le diagramme spatio-temporel sous forme de variations de l'intensité des raies blanches. De telles modulations de très grande longueur d'onde ne sont pas rares dans les systèmes non linéaires expérimentaux hors d'équilibre, au même titre que les défauts de motifs par exemple. Elles constituent alors une instabilité secondaire du motif primaire sous forme d'une instabilité de phase (Cross & Hohenberg, 1993). Dans la suite de ce chapitre, on prend pour mesure à saturation de l'amplitude, la longueur d'onde et la vitesse de phase, la valeur moyenne autour de laquelle ces grandeurs évoluent à temps longs.

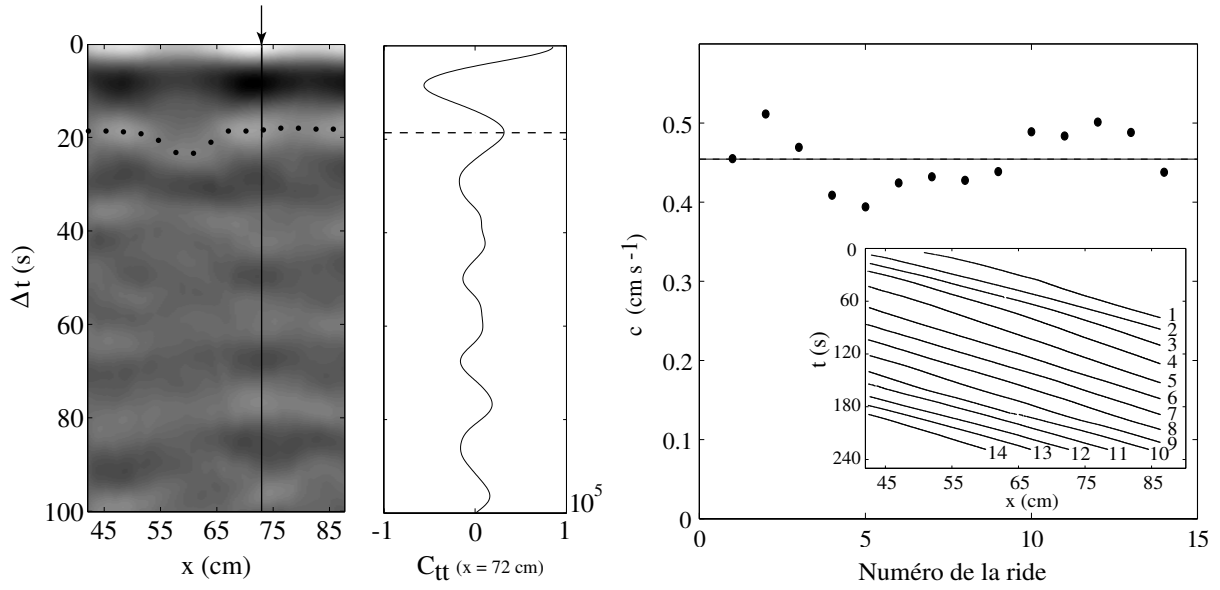


FIG. 5.36 – a) Evolution de la fonction d'autocorrélation temporelle C_{tt} , calculée pour $t > 100$ s. b) Vitesse de phase de certaines structures repérées aux temps longs, les numéros correspondent aux numéros indiqués dans l'insert. ($\beta = 39,6^\circ$, $\bar{U} = 0,27$ ms $^{-1}$, $d = 132$ μ m)

La période de passage des structures dans le régime saturé est évaluée en chaque position x de la zone d'observation à partir de la fonction d'autocorrélation C_{tt} , calculée pour $t > 50$ s.

$$C_{tt}(x, t) = \overline{h(x, t) \times h(x, t + \Delta t)} - \bar{h}(x, t)^2$$

Un maximum est atteint pour Δt égal à la période de passage des rides devant l'observateur positionné en x . La figure 5.36 a indique que la période de passage des structures $T_f \approx 18,5$ s ne dépend quasiment pas de la position de l'observateur. La vitesse de phase c des rides, calculée comme la pente moyenne de chaque trajectoire, est reportée sur la figure 5.36 b. La vitesse varie peu d'une ride à l'autre, la valeur moyenne est $c_f \approx 0,46$ cm s $^{-1}$ légèrement inférieure à la vitesse initiale des structures dans la même expérience $c_i \approx 0,54$ cm s $^{-1}$. L'état saturé des rides à tourbillon est donc caractérisé par une longueur d'onde, une amplitude, une période et une vitesse de phase quasi-constantes.

Dans le paragraphe 5.1.3, nous avons distingué un régime de croissance temporelle d'un régime de croissance spatiale, et proposé comme frontière entre ces deux régimes le passage de la première ride formée le plus en amont. Or, pour l'expérience considérée sur la figure 5.36, la durée nécessaire à cette ride pour parcourir la distance Δx séparant la languette de la zone d'observation à la vitesse $c_f \approx 0,46 \text{ cm s}^{-1}$ est d'environ 100 s (il s'agit donc de la ride 8 de la figure 5.36 b)). Cette ride "spéciale" pénètre la zone d'observation après que la saturation temporelle est observée. Rien ne permet sur le diagramme spatio-temporel figure 5.34 de distinguer le passage de cette ride. Les caractéristiques moyennes des rides à saturation sont donc les mêmes que les structures soient apparues en milieu de canal ou au niveau de la languette. En d'autres mots, le régime de croissance temporelle et le régime de croissance spatiale mènent au même état saturé.

5.4.2 Evolution de la morphologie des rides

Considérons la même expérience que dans le paragraphe précédent, réalisée pour $\beta = 39,6^\circ$ et $\bar{U} = 0,27 \text{ cm s}^{-1}$. L'allure des rides à deux instants de l'évolution du système

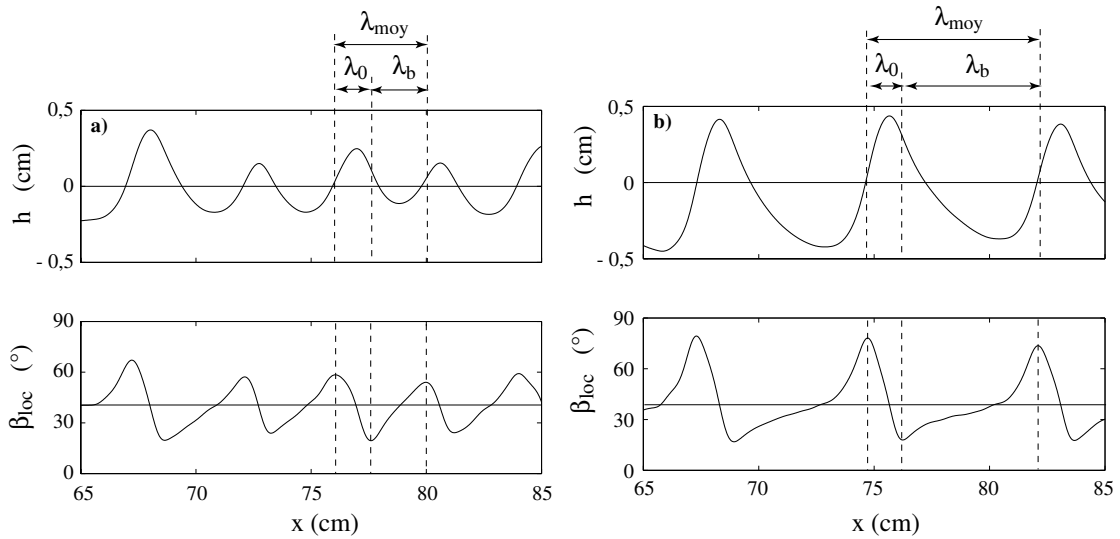


FIG. 5.37 – Allure des rides et pente locale β_{loc} associée a) au cours de la croissance, à $t = 20 \text{ s}$ b) dans le régime saturée, à $t = 160 \text{ s}$. ($\beta = 39,6^\circ$, $\bar{U} = 0,27 \text{ ms}^{-1}$, $d = 132 \mu\text{m}$).

est reportée sur la figure 5.37. Sur ces figures est également représentée l'allure de la pente locale par rapport à l'horizontale β_{loc} , calculée à partir du signal filtré par l'expression suivante :

$$\beta_{loc} = \beta + \frac{\partial h}{\partial x} \quad (5.2)$$

La pente des structures par rapport à l'horizontale varie pour cette expérience entre environ 15° et 80° , ce qui représente un écart par rapport à l'inclinaison moyenne du lit granulaire

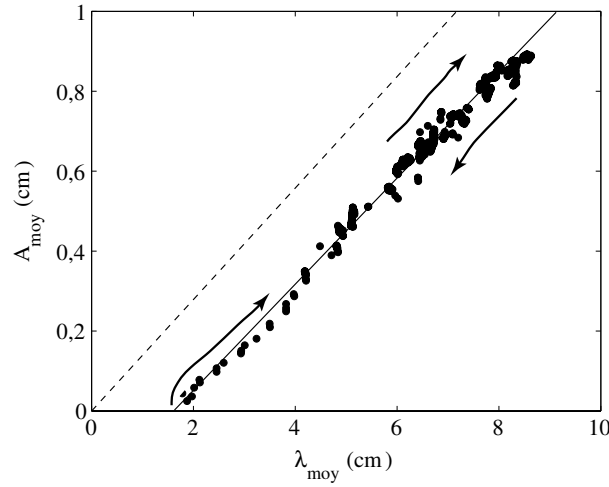


FIG. 5.38 – *Corrélation entre amplitude et longueur d'onde des structures saturées au cours d'une même expérience. ($\beta = 39,6^\circ$, $\bar{U} = 0,27 \text{ ms}^{-1}$, $d = 132 \text{ }\mu\text{m}$).*

$\beta = 39,6^\circ$ compris entre -15 et $+40^\circ$. Ces valeurs sont très différentes des valeurs mesurées pour l'angle maximal de stabilité, et elles varient lorsque les paramètres de contrôle varient. Contrairement à d'autres structures sédimentaires, la morphologie des rides ne semble donc pas limitée par l'impossibilité pour la face d'une ride de dépasser une pente maximale.

Les figures 5.37 montrent également que l'asymétrie de la structure a augmenté au cours du temps. La position relative des minima et des maxima de la pente des rides change en effet au cours du temps. On définit à partir de la position de ces maxima et minima deux longueurs qui caractérisent l'asymétrie de la structure. Une première longueur λ_0 correspond à la zone de variation rapide de la pente autour de la crête. D'après le schéma 5.7 p. 5.7 qui décrit la propagation de la dune, dans cette zone (située entre les points C et A), aucun phénomène d'avalanche n'est observé. La longueur $\lambda_0 \approx 1,7 \text{ cm}$ ne paraît pas varier au cours du temps, la valeur relevée est très proche de la longueur d'onde initiale relevée pour cette expérience-ci $\lambda_i \approx 1,8 \text{ cm}$. Une deuxième longueur λ_b correspond à la partie de la ride à la surface de laquelle l'écoulement des grains en avalanche est observée et qui paraît liée à l'extension de la zone de recirculation de l'écoulement de fluide clair au-dessus des structures. La longueur λ_b varie au cours du temps, et semble augmenter avec la hauteur des rides.

La figure 5.38 montre que l'évolution de l'amplitude des structures est remarquablement corrélée à l'évolution de la longueur d'onde. Ces grandeurs sont liées entre elles au cours de leur évolution par une relation linéaire $\lambda_{moy} = a_{lin} A_{moy} + \lambda_0$, avec ici $a_{lin} = 7,6$ et $\lambda_0 = 1,55 \text{ cm}$. On note qu'aux temps longs, alors que l'amplitude et la longueur d'onde moyenne évoluent lentement, la relation linéaire reste valable. On semble retrouver alors les longueurs caractéristiques de la morphologie des structures, λ_0 et $\lambda_b \approx a_{lin} A_{moy}$. L'exa-

men de la morphologie des rides pour différentes valeurs des paramètres de contrôle met en évidence une longueur $\lambda_0 \approx 1,7 \pm 0,4$ cm qui change peu. Le rapport a_{lin} varie entre 4, 5 et 9.

L'existence d'une relation linéaire entre l'amplitude A_{moy} de la structure et la longueur λ_b indique que cette longueur est certainement associée à la zone de recirculation de l'écoulement d'eau entre deux crêtes. Nous avons vu dans le chapitre que la longueur de la zone de séparation de l'écoulement derrière un obstacle ou une dune dépend de plusieurs paramètres, parmi lesquels la taille et la forme de l'obstacle, ainsi que le nombre de Reynolds. Pour un écoulement laminaire, dans un canal, Armaly *et al.* (1983) trouvent environ 10 pour un nombre de Reynolds de l'écoulement de 400. Le rapport $a_{lin} = 7,6$ trouvé pour l'expérience présentée ici est proche de cette valeur : la taille du creux séparant deux dunes paraît déterminé par la taille de la zone de séparation de l'écoulement d'eau.

D'après les observations effectuées, le rapport entre amplitude et longueur d'onde des structures semble déterminé par la taille de la zone de séparation de l'écoulement de fluide tout au long de l'évolution des rides.

5.4.3 Influence des paramètres de contrôle

Evolution temporelle

La figure 5.39 rassemble les diagrammes spatio-temporels d'expériences toujours réalisées avec des billes de diamètre $d = 132 \mu\text{m}$ et en variant les paramètres de contrôle β et $\overline{U}$. L'échelle de représentation en temps et en espace utilisée pour tous ces diagrammes est la même. Les diagrammes spatio-temporels sont comparables lorsqu'on incline davantage le canal ou lorsqu'on impose un écoulement plus important. En effet, la vitesse de phase c_f semble dépendre peu de ces deux paramètres de contrôle, contrairement au cas des rides éoliennes pour lesquelles la vitesse des rides saturées est proportionnelle à la vitesse de l'écoulement. Sur ces diagrammes la longueur d'onde reste comprise entre 5 et 15 cm et augmente principalement avec l'inclinaison du canal β . On notera que pour les vitesses d'eau proches de la valeur seuil, le diagramme spatio-temporel est moins régulier que les vitesses d'eau plus élevées : les structures sont peu stables.

L'influence des deux paramètres de contrôle sur l'évolution de l'amplitude mesurée par la méthode de l'écart-type A_{std} est représentée sur la figure 5.40. Pour toutes ces expériences, un régime saturé est atteint aux temps longs, et le temps d'établissement $t_f \approx 30$ à 50 s varie peu. L'amplitude des structures à saturation augmente principalement avec l'inclinaison du canal. On observe également une augmentation de l'amplitude avec la vitesse de l'eau mais cet effet paraît moins marqué. La pente initiale des courbes de la figure 5.40 est d'autant plus élevée que les paramètres β et $\overline{U}$ prennent des valeurs importantes. Les rides croissent donc d'autant plus vite que la quantité de particules transportées par avalanche et par érosion est importante.

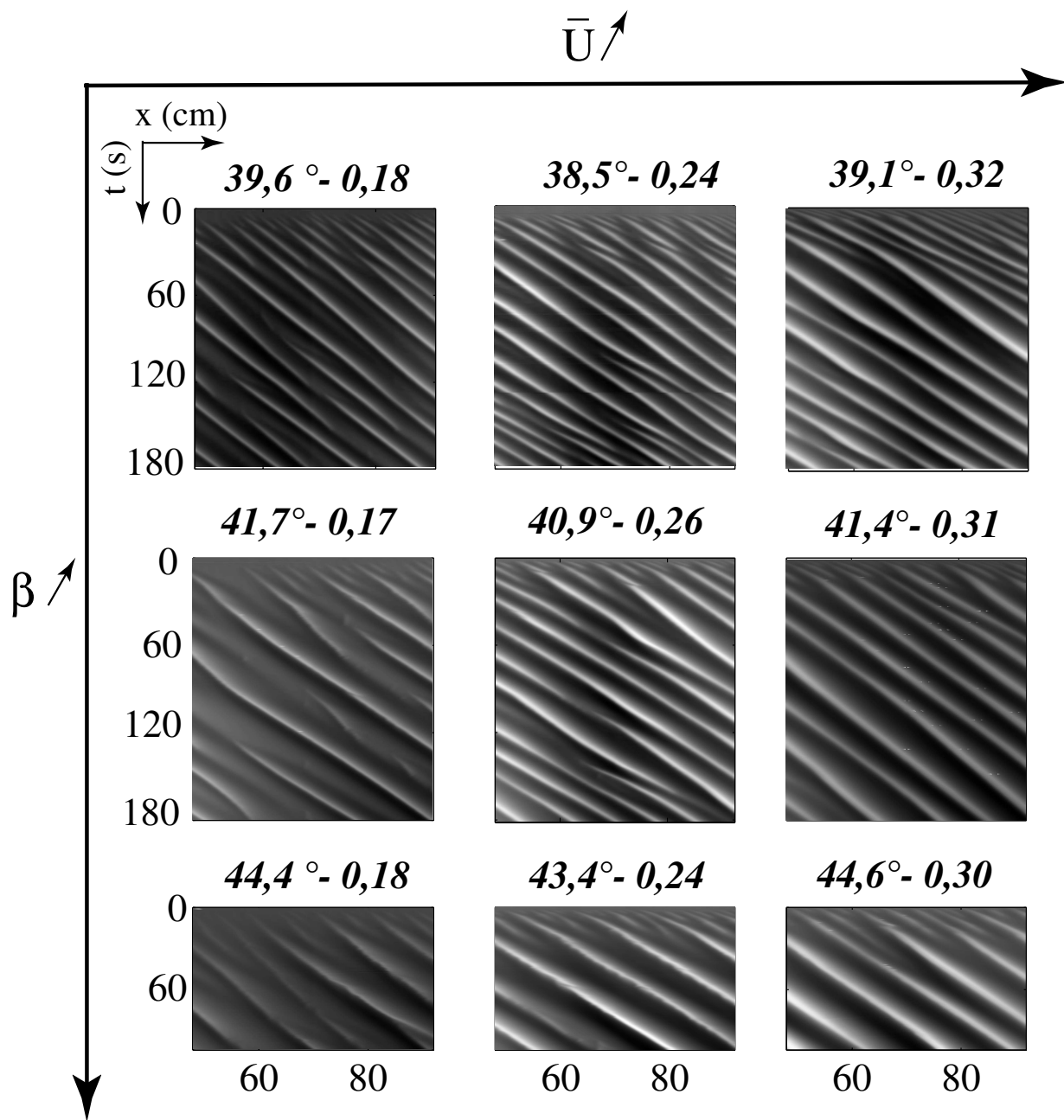


FIG. 5.39 – Diagrammes spatio-temporels aux temps longs pour différentes valeurs des paramètres de contrôle, $d = 132 \mu m$.

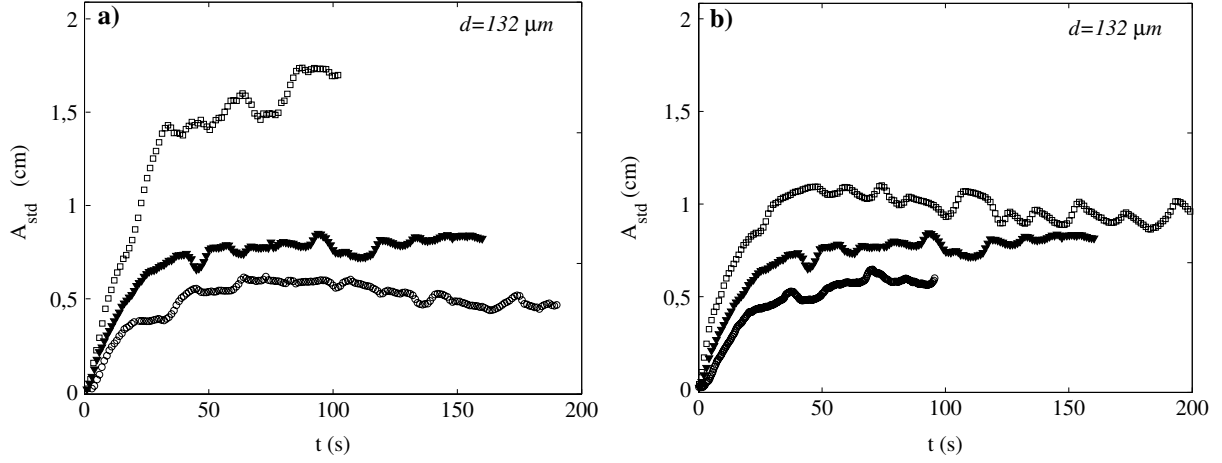


FIG. 5.40 – Croissance et saturation de l'amplitude des déformations de l'interface mesurée par déviation standard. Les expériences sont réalisées avec le même diamètre $d = 132 \mu\text{m}$. a) même vitesse d'eau $\bar{U} = 0,235 \text{ m s}^{-1}$ et différents angles : $(\circ) \beta = 38,5^\circ$, $(\blacktriangledown) \beta = 40,3^\circ$, $(\square) \beta = 43,4^\circ$ b) angles comparables à $\beta \approx 40,5^\circ$ et différentes vitesses d'eau : $(\circ) \bar{U} = 0,195 \text{ m s}^{-1}$, $(\blacktriangledown) \bar{U} = 0,235 \text{ m s}^{-1}$, $(\square) \bar{U} = 0,302 \text{ m s}^{-1}$

Vitesse de phase, amplitude et longueur d'onde à saturation

Les données obtenues pour $d = 132 \mu\text{m}$, en variant les paramètres de contrôle, sont rassemblées sur les figures 5.42, 5.43 et 5.44.

On retrouve les observations effectuées à partir de la comparaison des diagrammes spatio-temporels. La vitesse des structures est quasi-constante et présente une valeur moyenne $c_f \approx 0,41 \text{ cm s}^{-1}$. On note que pour chaque expérience, la vitesse des structures saturées est systématiquement inférieure à la vitesse des structures initiales d'environ 10%.

Selon la figure 5.43, l'amplitude et la longueur d'onde finales des structures augmentent avec l'inclinaison du canal β , et sont quasi-constantes pour les vitesses d'eau les plus élevées, comme le confirme l'allure des données sur la figure 5.44. Les structures obtenues pour une vitesse d'eau plus faible présentent une amplitude et une longueur d'onde moyennes qui semblent moins élevées. Pour ces expériences réalisées avec une vitesse d'eau inférieure à $0,2 \text{ m s}^{-1}$, l'allure typique de l'interface aux temps longs est portée sur la figure 5.41. Des structures bien développées cohabitent avec des structures de faible amplitude. Ce sont les mêmes expériences qui présentent des taux de croissance plus faibles au paragraphe 5.3.3. L'ensemble des différences de comportement présentées par cette série de données obtenues avec $\bar{U} < 0,2 \text{ m s}^{-1}$ est certainement lié à la proximité du seuil de l'instabilité mais cet effet reste mal compris. On notera enfin qu'aucune structure saturée d'amplitude inférieure à $3,3 \text{ mm}$ n'a été observée.

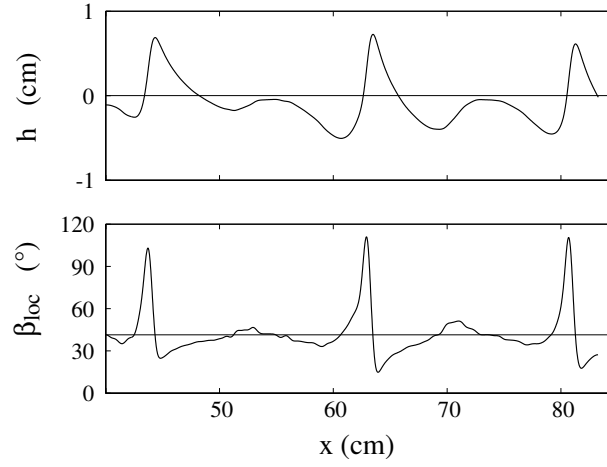


FIG. 5.41 – Allure de la surface du lit granulaire pour une vitesse d'eau près du seuil. Des rides de faible amplitude cohabitent avec des rides d'amplitude plus élevées. ($\beta = 41,7^\circ$, $\bar{U} = 0,18 \text{ m s}^{-1}$. $d = 132 \mu\text{m}$).

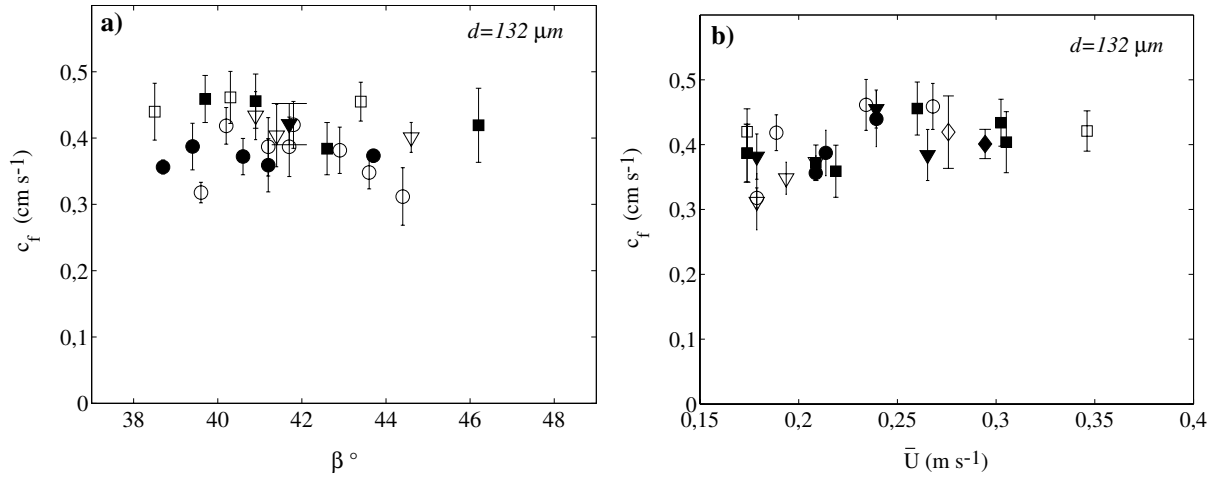


FIG. 5.42 – Evolution de la vitesse de phase finale c_f , pour $d = 132 \mu\text{m}$. a) Influence de l'angle d'inclinaison ($\circ$) $\bar{U} \approx 0,185 \text{ ms}^{-1}$, ($\bullet$) $\bar{U} \approx 0,215 \text{ ms}^{-1}$, ($\square$) $\bar{U} \approx 0,245 \text{ ms}^{-1}$, ($\blacksquare$) $\bar{U} \approx 0,275 \text{ ms}^{-1}$, (∇) $\bar{U} \approx 0,305 \text{ ms}^{-1}$, ($\blacktriangledown$) $\bar{U} \approx 0,335 \text{ ms}^{-1}$ b) Influence de la vitesse de l'eau ($\circ$) $\beta \approx 39^\circ$, ($\bullet$) $\beta \approx 40^\circ$, ($\square$) $\beta \approx 41^\circ$, ($\blacksquare$) $\beta \approx 42^\circ$, (∇) $\beta \approx 43^\circ$, ($\blacktriangledown$) $\beta \approx 44^\circ$, ($\diamond$) $\beta \approx 45^\circ$, ($\blacklozenge$) $\beta \approx 46^\circ$.

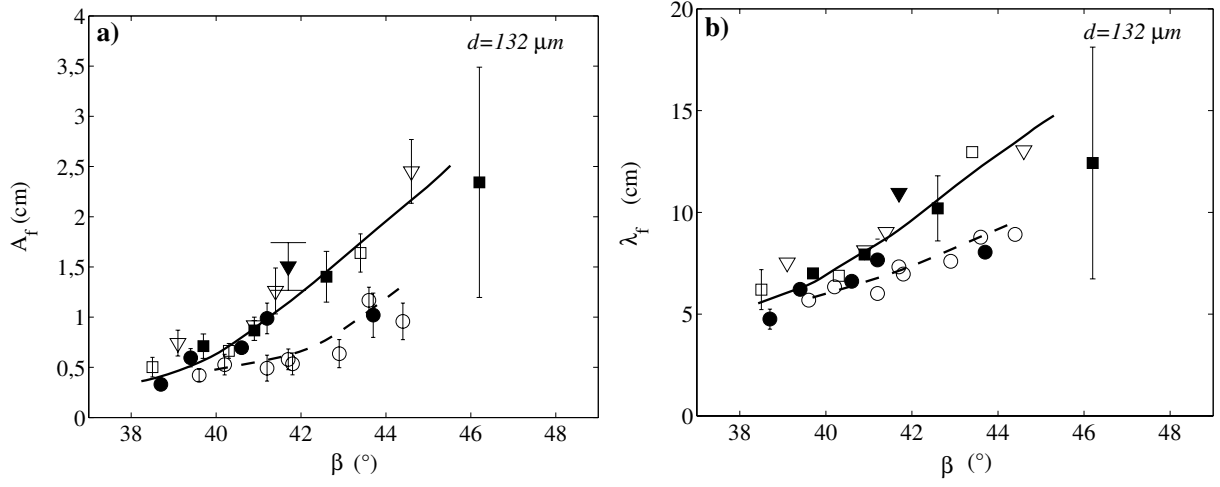


FIG. 5.43 – Influence de l'angle d'inclinaison sur l'amplitude (a) et la longueur d'onde finales, $d = 132 \mu\text{m}$. ($\circ$) $\bar{U} \approx 0,185 \text{ ms}^{-1}$, ($\bullet$) $\bar{U} \approx 0,215 \text{ ms}^{-1}$, ($\square$) $\bar{U} \approx 0,245 \text{ ms}^{-1}$, ($\blacksquare$) $\bar{U} \approx 0,275 \text{ ms}^{-1}$, (∇) $\bar{U} \approx 0,305 \text{ ms}^{-1}$, ($\blacktriangledown$) $\bar{U} \approx 0,335 \text{ ms}^{-1}$

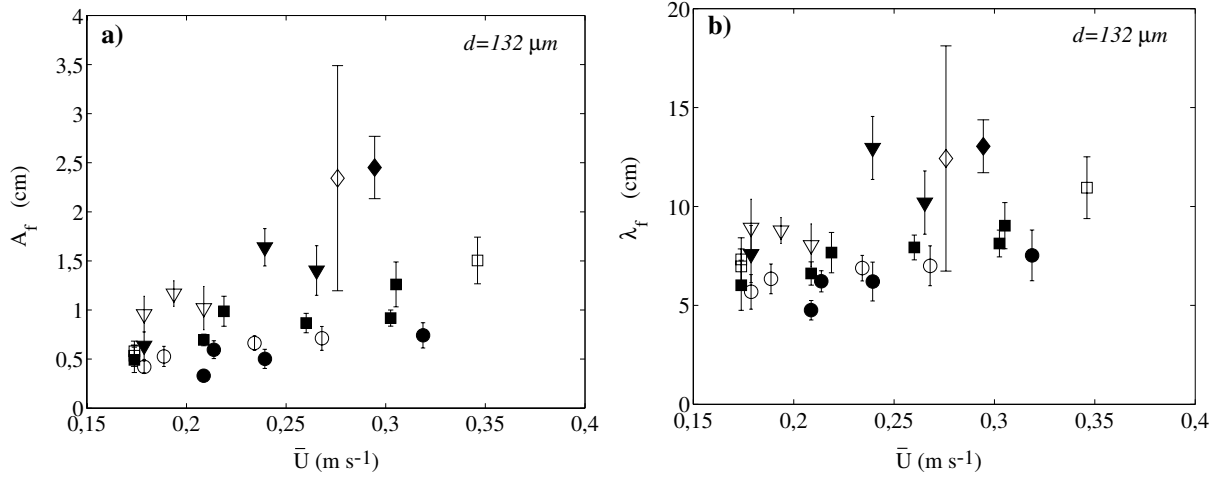


FIG. 5.44 – Influence de la vitesse moyenne de l'écoulement sur l'amplitude (a) et la longueur d'onde (b) finales, pour $d = 132 \mu\text{m}$. ($\circ$) $\beta \approx 39^\circ$, ($\bullet$) $\beta \approx 40^\circ$, ($\square$) $\beta \approx 41^\circ$, ($\blacksquare$) $\beta \approx 42^\circ$, (∇) $\beta \approx 43^\circ$, ($\blacktriangledown$) $\beta \approx 44^\circ$, ($\diamond$) $\beta \approx 45^\circ$, ($\blacklozenge$) $\beta \approx 46^\circ$

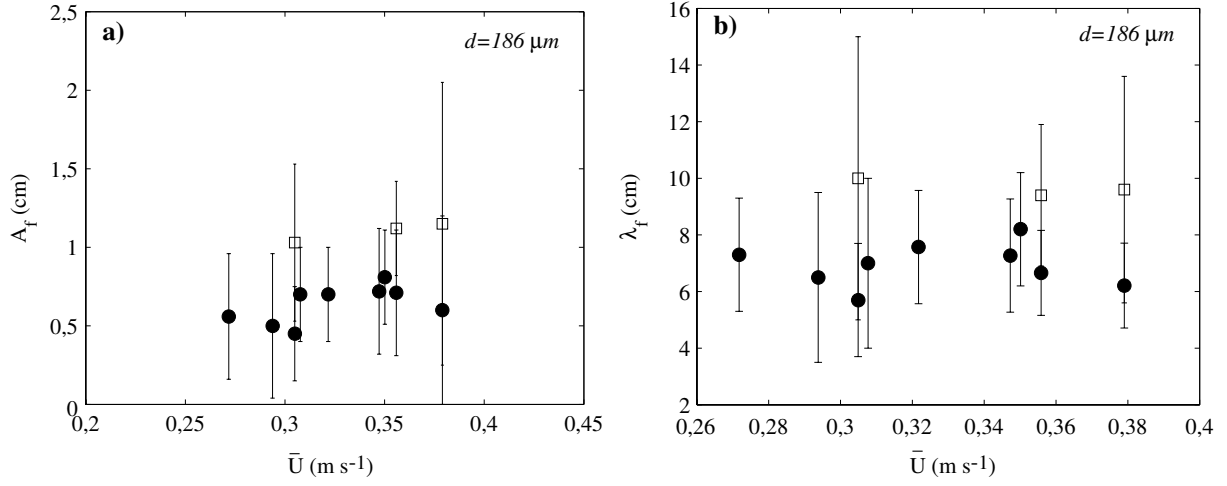


FIG. 5.45 – Influence de la vitesse moyenne de l'écoulement sur l'amplitude finale (a) et la longueur d'onde finale (b). $d = 186 \mu\text{m}$, ($\circ$) $\beta \approx 44^\circ$, ($\square$) $\beta \approx 46^\circ$

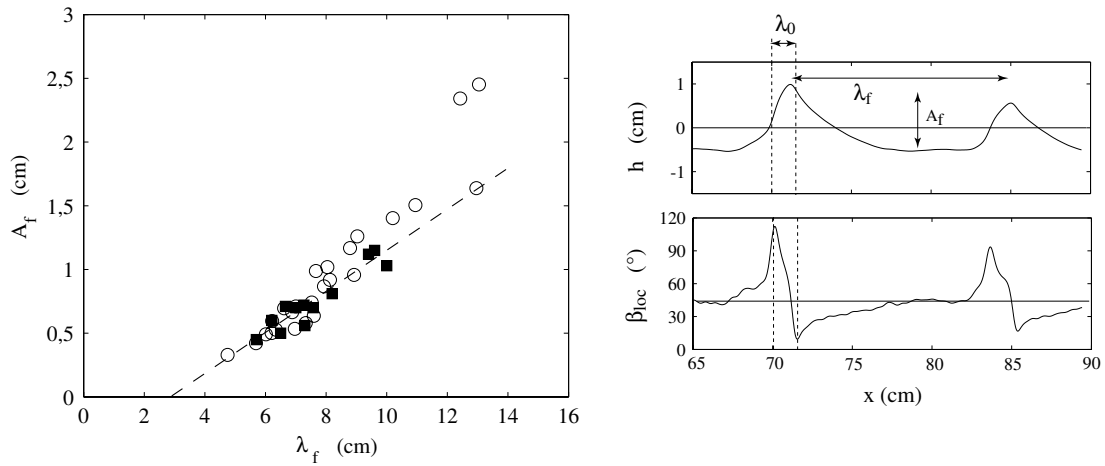


FIG. 5.46 – a) Corrélation entre l'amplitude et la longueur d'onde des structures saturées, ($\circ$) $d = 132 \mu\text{m}$, ($\blacksquare$) $d = 186 \mu\text{m}$. b) Allure des rides et de la pente locale pour $d = 186 \mu\text{m}$. ($\beta = 46^\circ$, $\bar{U} = 0,29 \text{ m s}^{-1}$)

Influence de la taille des grains

Pour un diamètre de billes de verre plus important, $d = 186 \mu\text{m}$, les données rapportées sur la figure 5.45 montrent que la longueur d'onde et l'amplitude des structures restent comparables à celles atteintes pour $d = 132 \mu\text{m}$. Ces données indiquent que, comme pour le diamètre intermédiaire $d = 132 \mu\text{m}$, que la vitesse d'écoulement de l'eau n'influence pas la taille des structures saturées. Toutefois, l'augmentation de l'inclinaison du canal tend à augmenter la taille des rides à tourbillon.

Le changement de diamètre n'a pas d'effet remarquable sur la morphologie des rides saturées, dont un exemple est proposé sur la figure 5.46. En particulier, on retrouve une forme asymétrique, caractérisée par une largeur de crête $\lambda_0 \approx 1,5 \pm 2 \text{ cm}$ indépendante des paramètres de contrôle. Cette longueur est proche de celle mesurée pour le diamètre $d = 132 \mu\text{m}$, $\lambda_0 \approx 1,7 \text{ cm}$.

La figure 5.46 met en évidence la corrélation entre la hauteur A_f des rides dans leur état final saturé et la longueur d'onde associée λ_f . La relation entre ces deux grandeurs est quasiment linéaire. La longueur d'onde semble saturer autour de 13 cm, bien que l'amplitude augmente. Cette valeur est proche de la hauteur d'eau, il est possible que lorsque la structure devient trop grande, la perturbation dans l'écoulement interfère avec la limite supérieure du canal. Dans la gamme d'amplitudes inférieures à 1 cm, la pente de l'ajustement linéaire qui passe au plus près de l'ensemble des données est $a_{lin}^f = 6,2$. Cette valeur est proche du rapport de taille observé entre une marche descendante dans un écoulement et la longueur de la zone de séparation qui s'étend à l'aval (Armaly *et al.*, 1983). Le rapport d'aspect des rides saturées semble donc contrôlé par la taille de la zone de séparation de l'écoulement à l'aval de la ride.

Nous n'avons toutefois pas observé de ride à tourbillon saturée d'amplitude inférieure à 3,3 mm et de longueur d'onde inférieure à 4,75 cm. Kouakou & Lagrée (2005a) ont mis en évidence pour un écoulement de cisaillement une hauteur minimale de dune nécessaire à l'existence d'une zone de séparation. Cette hauteur dépend de la largeur de la bosse et du Reynolds de l'écoulement. Pour un nombre de Reynolds de l'écoulement correspondant à nos expériences $Re_b = 500$, la hauteur de séparation est 0,28 fois la largeur de la bosse. Pour une bosse de largeur λ_0 , qui correspond à la largeur de la crête observée dans nos expériences, la hauteur minimale serait 4,8 mm. Cette valeur est relativement proche de la hauteur minimale de ride à tourbillon que nous observons, l'existence de rides à tourbillon saturées est donc vraisemblablement liée à l'existence d'une zone de séparation de l'écoulement d'eau à l'aval de la ride.

5.4.4 Rôle de l'avalanche dans la saturation des rides à tourbillon

On suppose donc qu'au creux des rides, l'écoulement d'eau est séparé. Le recollement s'effectue au point où une rupture de pente est observée (voir la figure 5.37), soit environ à la moitié de la hauteur de la ride. Sur le schéma 5.47, l'aire grisée, égale à $cdtA/2$, correspond

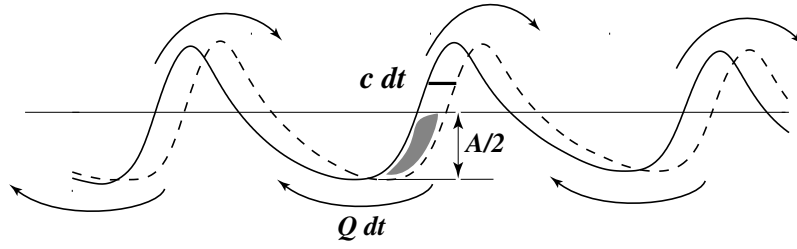


FIG. 5.47 – Propagation de rides à la vitesse c . (—) Profil du lit granulaire à l'instant t . (---) Profil du lit granulaire à l'instant $t + dt$. L'aire grisée est égale à la quantité $Q dt$ de grains qui passent au point le plus bas du creux séparant deux rides, pendant la durée dt .

donc à la quantité de grains qui s'apprête à être érodée au cours de l'avalanche à l'arrière d'une ride qui se déplace à la vitesse c . Si on néglige le flux de grains qui sédimentent à la surface de l'avalanche dans la zone de recirculation, la quantité $c dt A/2$ correspond à la quantité $Q dt$ de grains qui passent par le point le plus bas du creux séparant deux rides, pendant la durée dt . Q représente un débit de grains par unité de largeur de canal, on peut écrire

$$Q = c \frac{A}{2} \quad (5.3)$$

La figure 5.48 présente l'évolution du produit $c_f A_f/2$ en fonction de la pente, pour

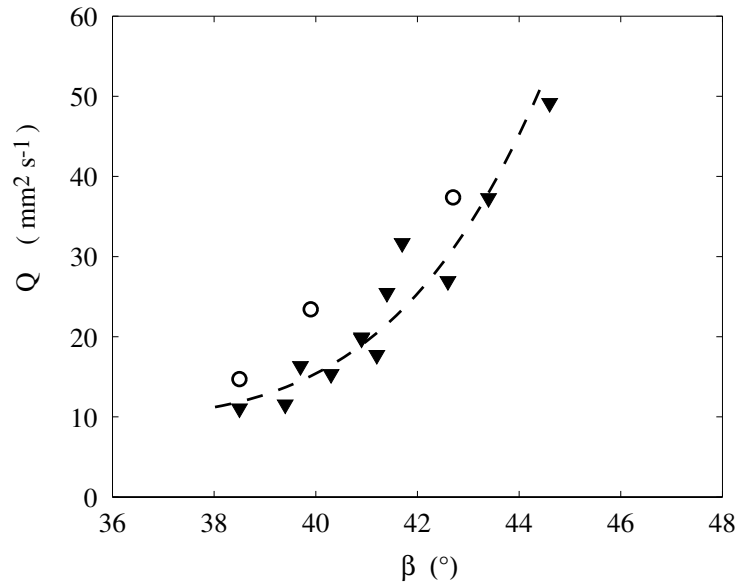


FIG. 5.48 – Influence de l'inclinaison du canal sur (▼) le produit $Q = c_f A_f/2$ pour plusieurs vitesses d'eau $\bar{U} > 0,2 \text{ m s}^{-1}$ (---) guide visuel), (○) le débit de grains mesuré par PIV, en l'absence d'écoulement d'eau ($d = 132 \text{ } \mu\text{m}$).

différentes vitesses d'écoulement d'eau, supérieures à $0,2 \text{ m s}^{-1}$ et pour $d = 132 \text{ }\mu\text{m}$. Tous les points se rassemblent sur une courbe maîtresse donc le débit de particules $Q = c_f A_f / 2$ dépend uniquement de l'inclinaison du canal β .

Dans la zone de recirculation à l'aval de la ride, l'écoulement d'eau impose à la surface de l'avalanche une contrainte de cisaillement négligeable. Les conditions d'avalanche dans le creux qui sépare deux rides sont donc les mêmes que pour un tas de pente égale à l'inclinaison du canal, en l'absence d'un écoulement d'eau imposé. Pour vérifier cette hypothèse, trois points correspondant à des mesures de débit de particules par PIV, présentées dans le chapitre 4 précédent, sont également portés sur le graphe 5.48. Ces données ont été recueillies pour des avalanches simples, sans écoulement d'eau imposé et sans formation de structure, dans un régime tel que la valeur de la pente du tas β fixe la valeur du débit de particules Q_{piv} . Le graphe montre que les données expérimentales Q et Q_{piv} prennent des valeurs très proches donc le débit de grains transportés au cours de l'avalanche entre deux rides saturées est limité par le flux maximum de particules transportables sur une pente β , sans écoulement d'eau en surface.

Cette limitation du débit a une influence sur la morphologie des rides. En effet, si le débit de particules est limité, d'après la relation 5.3, la hauteur de la ride est aussi limitée à la valeur $A_f \approx 2Q(\beta)/c_f$. Or les données présentées au paragraphe 5.4.3 montrent que les rides se propagent à vitesse c_f quasi-constante quelles que soient la taille des rides, l'inclinaison de la pente granulaire ou la vitesse de l'eau qui s'écoule en surface. D'après ce raisonnement, la hauteur des rides saturées doit augmenter avec l'inclinaison du canal, mais ne pas changer avec la vitesse de l'écoulement d'eau. C'est bien ce qui est observé expérimentalement (cf. paragraphe 5.4.3). L'amplitude à saturation des rides est donc déterminée par la valeur maximale possible du flux de particules en avalanche entre deux crêtes.

Bien que les mécanismes physiques qui fixent la vitesse des rides ne soient pas identifiés, les expériences ont permis de montrer que le mécanisme d'avalanche fixe l'amplitude des rides à tourbillon à saturation, tandis que la taille de la zone de séparation fixe le rapport d'aspect des structures.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons mis en évidence la formation de structures lorsqu'un écoulement d'eau vient cisailer une avalanche dense de particules, et qui disparaissent lorsque la sollicitation cesse. Ces rides se propagent dans la direction de l'écoulement d'eau, en remontant la pente et sont caractérisées par la présence d'un tourbillon de grains en aval de la dune. Le régime de croissance initial présente une phase linéaire au cours de laquelle l'amplitude croît de façon exponentielle tandis que la longueur d'onde reste constante. Quelles que soient les valeurs de l'inclinaison du lit granulaire, de la vitesse de l'eau ou du diamètre des particules, la longueur d'onde initiale varie peu, ce qui est

cohérent avec les prédictions de l'analyse de stabilité linéaire d'une couche de mélange-modèle inertielle. Cependant la dynamique de l'instabilité, vitesse ou taux de croissance, est fortement ralentie par les frottements du fluide sur les grains ou entre grains. Au cours du temps, les structures croissent en amplitude et longueur d'onde jusqu'à un état saturé : aux temps longs, un régime de croissance spatiale succède au régime de croissance temporelle. Ce comportement rappelle l'effet de fetch observé pour les vagues en mer : pour une vitesse moyenne de vent donnée, la hauteur des vagues dépend à la fois de leur âge et de la distance sur laquelle souffle le vent. Toutefois, loin du point d'injection d'eau et aux temps longs, les caractéristiques des structures saturées comme leur taille ou leur vitesse ne dépendent plus de leur histoire. Pour une même valeur des paramètres de contrôle $\overline{U}$ et β , les rides à tourbillon présentent alors une vitesse de phase, une amplitude et une longueur d'onde quasi-constantes. La vitesse de phase dépend uniquement du diamètre des particules, tandis que l'amplitude et la longueur d'onde dépendent essentiellement de l'inclinaison. Bien que les mécanismes physiques qui fixent la vitesse des rides ne soient pas identifiés, les expériences ont permis de montrer que le mécanisme d'avalanche détermine l'amplitude des rides à tourbillon à saturation, tandis que la taille de la zone de séparation de l'écoulement d'eau en aval de la ride fixe le rapport d'aspect des structures.

Chapitre 6

Conclusion

Je me suis intéressée au cours de cette thèse à la stabilité des pentes sous-marines. Les résultats expérimentaux ont été obtenus dans une expérience-modèle constituée d'un canal quasi-bidimensionnel à moitié rempli d'un lit de billes de verre sur lequel s'écoule de l'eau. Une première étude a été consacrée à l'influence de la pente et de l'intensité de l'écoulement d'eau sur le seuil de mise en mouvement des grains, par charriage ou par avalanche. Je me suis ensuite intéressée à la dynamique d'avalanches sous-marines denses instationnaires, en présence ou non d'un écoulement d'eau qui remonte la pente. Si l'écoulement d'eau est suffisamment intense, des structures se forment à la surface de l'avalanche.

Le transport de particules peut s'effectuer sous l'action dominante d'un écoulement de fluide ou bien sous l'action dominante de la gravité. Que ce soit par avalanche ou par érosion hydrodynamique, les particules sont d'autant plus difficiles à mettre en mouvement que les actions de la gravité et de l'écoulement d'eau s'opposent. Une première série d'expériences a permis de quantifier l'influence du nombre de Reynolds particulaire et de la pente sur le seuil de mise en mouvement des grains sous l'action de l'écoulement d'eau. Pour un écoulement laminaire sur un lit horizontal, le modèle qui décrit l'équilibre d'un grain prédit une valeur constante égale à 0,14 du nombre de Shields critique θ_{c0} aux faibles valeurs du nombre de Reynolds particulaire ($Re_d < 1$), et une décroissance en $1/Re_d$ lorsque $Re_d > 1$, en accord avec les données expérimentales. L'influence de la pente sur le nombre de Shields critique θ_c est aussi correctement prédite, à condition de considérer une valeur de l'angle de frottement δ bien plus élevée que la valeur correspondant à l'angle d'avalanche dont l'origine reste mal comprise. Une seconde série d'expériences a permis de mettre en évidence l'effet d'un écoulement d'eau sur l'angle maximum de stabilité décrivant le seuil de mise en mouvement par avalanche. Les tendances observées sont correctement prédites par un modèle considérant non plus l'équilibre d'une particule unique mais l'équilibre d'un bloc de grains. L'effet d'un écoulement d'eau semble être le même sur l'angle maximal de stabilité et l'angle d'arrêt de l'avalanche.

Je me suis ensuite intéressée aux avalanches sous-marines instationnaires en canal

fermé. Au cours de l'avalanche, la pente du tas diminue lentement, et de moins en moins vite lorsqu'elle approche l'angle de repos. Dans le même temps, après une phase d'accélération initiale de quelques secondes, le débit de grains mesuré par PIV au centre du canal diminue lentement au cours du temps. La confrontation de ces observations a permis de montrer que le débit de grains dans l'avalanche est fixé par la pente du tas. Les profils de vitesse mesurés dans l'avalanche présentent des similitudes avec les profils mesurés dans des avalanches de grains secs, notamment la localisation en surface, mais la présence d'un liquide ralentit clairement la dynamique de l'avalanche. Les interactions entre particules aussi bien que les interactions entre le fluide et les particules ne peuvent pas être négligées dans de tels écoulements. L'influence de la pente sur les grandeurs caractéristiques de l'écoulement des grains en avalanche mesurées expérimentalement est correctement prédite par un modèle basé sur les travaux récents de l'équipe de Marseille. Ce modèle, qui tient compte des interactions solides entre particules et des grains avec les parois, permet aussi de traduire l'effet macroscopique des interactions microscopique entre les grains et le fluide. L'application d'un contre-écoulement d'eau tend à ralentir l'avalanche, tout se passe alors comme si l'angle maximal de stabilité était plus élevé qu'en l'absence d'écoulement. Le modèle permet également de retrouver ce comportement. Toutefois, nous ne sommes pas parvenus à décrire correctement la phase initiale de mise en mouvement des grains dans l'avalanche, qui est associée à une décompaction du lit de grain. Les écoulements instationnaires représentent pourtant la majorité des écoulements géophysiques, il est important de mieux les comprendre. Parmi les points qui ne sont pas bien compris, figurent le rôle joué par les mouvements du fluide interstitiel au cours de la décompaction d'un assemblage granulaire ainsi que les mécanismes qui peuvent mener à la fluidisation de l'écoulement de sédiments.

Au cours d'une troisième étude, nous avons mis en évidence la formation de structures lorsqu'un écoulement d'eau vient cisailier une avalanche dense de particules. Ces rides se propagent dans la direction de l'écoulement d'eau, en remontant la pente et sont caractérisées par la présence d'un tourbillon de grains en aval de la dune. Après une phase de croissance initiale linéaire, les structures croissent en amplitude et longueur d'onde jusqu'à un état saturé : aux temps longs, un régime de croissance spatiale succède au régime de croissance temporelle, analogue à ce qui est observé pour les vagues en mer. Loin du point d'injection d'eau les caractéristiques des structures saturées comme leur taille ou leur vitesse ne dépendent alors plus de leur histoire. Par leurs comportements qui rappellent ceux d'une couche de mélange entre fluides, ces rides interrogent la nature fluide des écoulements denses de granulaires immergés. Toutefois, la comparaison avec un modèle fluide dans le régime de croissance initiale des ondes reste difficile à établir, certainement à cause de l'importance des interactions solides. A temps longs, bien que les mécanismes physiques qui fixent la vitesse des rides ne soient pas identifiés, les expériences ont permis de montrer que le mécanisme d'avalanche détermine l'amplitude des rides à tourbillon à saturation, tandis que la taille de la zone de séparation de l'écoulement d'eau en aval de la ride semble fixer le rapport d'aspect des structures.

Annexe

Taux de cisaillement près de la surface granulaire

(Gondret *et al.*, 1997) montrent que le champ de vitesse longitudinale $u(y, z)$ dans une cellule de Hele Shaw de dimension $b \times h_f$ s'écrit de la façon suivante :

$$u(y, z) = \frac{3\bar{U}}{2} \left\{ 1 - \left(\frac{2y}{b} \right)^2 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{32}{(2n-1)^3 \pi^3} \right. \\ \left. \times \frac{\cosh [(2n-1)\pi(z - h_f/2)/b]}{\cosh [(2n-1)\pi h_f/2b]} \cos [(2n-1)\pi y/b] \right\}$$

Près du lit, en $z \approx 0$, le gradient de vitesse $\partial u / \partial z$ s'écrit :

$$\left. \frac{\partial u(y, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{48\bar{U}}{\pi^2 b} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{(2n-1)^2} \right. \\ \left. \times \tanh [(2n-1)\pi h_f/2b] \cos [(2n-1)\pi y/b] \right\}$$

En moyennant ce gradient à travers la cellule, on obtient :

$$\dot{\gamma} = \left\langle \left. \frac{\partial u(y, z)}{\partial z} \right|_{z=0} \right\rangle_y \\ = \frac{96\bar{U}}{\pi^3 b} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^3} \times \tanh [(2n-1)\pi h/2b] \right\}$$

Pour $h_f \gg b$, comme $\sum_{n=1}^{\infty} (2n-1)^{-3} \approx 1,052$, on a finalement :

$$\dot{\gamma} \approx 3,26\bar{U}/b$$

.

Bibliographie

- ALBERT, R., ALBERT, I., HORNBAKER, D., SCHIFFER, P. & BARABASI, A.-L. Maximum angle of stability in wet and dry spherical granular media. *Phys. Rev. E* **56** (6), p. 6271–6274 (1997).
- ALLEN, J. R. L. The avalanching of granular solids on dune and similar slopes. *J. Geol.* **78**, p. 326–351 (1970).
- ALLEN, J. R. L. Sand waves : a model of origin and internal structures. *Sediment. Geol.* **26**, p. 281–328 (1980).
- ANCEY, C., BIGILLON, F., FREY, P. & DUCRET, R. Rolling motion of a bead in a rapid water stream. *Phys. Rev. E* **67**, p. 011303 (2003).
- ANDERSEN, K. H. A particle model of rolling grain ripples under waves. *Phys. Fluids* **13** (1), p. 58–64 (2001).
- ARMALY, B. F., DURST, F., PEREIRA, J. C. & SCHÖNUNG, B. Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. *J. Fluid Mech.* **127**, p. 473–496 (1983).
- BAGNOLD, R. A. Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sand bottoms. *Proc. Roy. Soc. A* **87**, p. 1–18 (1946).
- BAGNOLD, R. A. Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a newtonian fluid under shear. *Proc. Roy. Soc. A* **225**, p. 49–63 (1954).
- BAGNOLD, R. A. An approach to the sediment transport problem from general physics. *USGS Professional Paper* **422** (I) (1966).
- BEAVERS, G. S. & JOSEPH, D. D. Boundary conditions at a naturally permeable wall. *J. Fluid Mech.* **30**, p. 197–207 (1967).
- BETAT, A., FRETTE, V. & REHBERG, I. Sand ripples induced by water shear flow in an annular channel. *Phys. Rev. Letters* **83**, p. 88–91 (1999).
- BLONDEAUX, P., FOTI, E. & VITTORI, G. Migrating sea ripples. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **19**, p. 285–301 (2000).

- BOHRAN, A. An experimental study of the effect of suspension concentration on the stability and efficiency of inclined settlers. *Phys. Fluids A* **1**, p. 108–123 (1989).
- BOHRAN, A. & ACRIVOS, A. The sedimentation of non-dilute suspensions in inclined settlers. *Phys. Fluids* **31**, p. 3488–3501 (1988).
- BONAMY, D. 2002 Phénomènes collectifs dans les matériaux granulaires - écoulements de surface et réarrangements internes dans des empilements modèles. Thèse de doctorat, Thèse de doctorat de l'université Paris XI.
- BONAMY, D., DAVIAUD, F. & LAURENT, L. Experimental study of granular flows via a fast camera : a continuous description. *Phys. Fluids* **14**, p. 1666–1673 (2002).
- BOYCOTT, A. E. Sedimentation of blood corpuscles. *Nature* **104**, p. 532 (1920).
- BROWN, G. L. & ROSHKO, A. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.* **64**, p. 775–816 (1974).
- BUFFINGTON, J. M. The legend of A. F. Shields. *J. Hydr. Eng.* p. 376–387 (1999).
- CASSAR, C., NICOLAS, M. & POULIQUEN, O. Submarine granular flows down inclined planes. *Phys. Fluids* **17**, p. 103301 (2005).
- CASTAING, B., HUERRE, P., ROSSI, M., HAKIM, V., FAUVE, S. & JOULIN, G. ANF VIDAL, P. 1998 *Hydrodynamics and Nonlinear Instabilities*. Cambridge University Press.
- CHANDRASEKHAR, S. 1961 *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Dover, New-York.
- CHARRU, F. & HINCH, E. J. Ripple formation on a particle bed sheared by a viscous liquid. part one : steady flow. *J. Fluid Mech.* à paraître (2005).
- CHARRU, F. & MOUILLERON, H. Instability of a bed of particles sheared by a viscous flow. *J. Fluid Mech.* **452**, p. 303–323 (2002).
- CHARRU, F., MOUILLERON-ARNOULD, H. & EIFF, O. Erosion and deposition on a bed sheared by a viscous flow. *J. Fluid Mech.* **519**, p. 55–80 (2004).
- CLIFT, R., GRACE, J. & WEBER, M. 1978 *Bubbles, drops and particles*. Academic Press.
- COLEMAN, S. & MELVILLE, B. W. Initiation of bed forms on a flat sand bed. *J. Hydraul. Eng.* **122**, p. 301–310 (1996).
- COLEMAN, S. E. & ELING, B. Sand wavelets in laminar open-channel flows. *J. Hydraul. Res.* **38**, p. 331–338 (2000).
- COLEMAN, S. E. & MELVILLE, B. W. Bed-form development. *J. Hydraul. Eng.* **120** (4), p. 544–560 (1994).

- COURRECH DU PONT, S. 2003 Avalanches granulaires en milieu fluide. Thèse de doctorat, Université Paris XI.
- COURRECH DU PONT, S., GONDRET, P., PERRIN, B. & RABAUD, M. Granular avalanches in fluids. *Phys. Rev. Lett.* **90**, p. 044301 (2003).
- COURRECH DU PONT, S., GONDRET, P., PERRIN, B. & RABAUD, M. Wall effects on granular heap stability. *Europhys. Lett.* **61**, p. 492–498 (2003).
- COUSSOT, P. & ANCEY, C. 1999 *Rhéophysique des pâtes et des suspensions*. EDP Sciences.
- CROSS, M. C. & HOHENBERG, P. C. Pattern formation outside of equilibrium. *Rev. Mod. Phys.* **65**, p. 851–1112 (1993).
- DAERR, A. Dynamical equilibrium of avalanches on a rough plane. *Phys. Fluids* **13**, p. 2115–2124 (2001).
- DARCY, H. 1856 *Les fontaines publiques de la ville de Dijon : distribution d'eau et filtrage des eaux*. Victor Dalmont, Paris.
- DAVIS, R. H., HERBOLZHEIMER, E. & ACRIVOS, A. Wave formation and growth during sedimentation in narrow tilted channels. *Phys. Fluids* **26**, p. 2055–2064 (1983).
- DOPPLER, D., LOISELEUX, T., GONDRET, P. & RABAUD, M. 2004 Incipient grain transport and pattern formation at a sand surface sheared by a continuous laminar flow. Part 2 : Large bed slope. Avalanche dominated regime. In *Marid 2004, 2nd international workshop on Marine Sandwave and River Dune Dynamics*, p. 56–63.
- DOPPLER, D., LOISELEUX, T., GONDRET, P. & RABAUD, M. 2005 Structures d'érosion à la surface d'un lit granulaire incliné, cisailé par un écoulement continu. In *17ème Congrès Français de Mécanique, Troyes, 29 août - 2 septembre*.
- DRAZIN, P. G. & REID, W. H. 1981 *Hydrodynamic stability*. Cambridge University Press, Cambridge.
- DU BOYS, M. P. Etude du régime du Rhône et de l'action exercée par les eaux sur un lit a fond de graviers indéfiniment affouillable. *Annales des Ponts et Chaussées* p. 141–195 (1878).
- DURAN, J. 1997 *Sables, poudres et grains. Introduction à la physique des milieux granulaires*. Eyrolles Sciences.
- DYER, K. R. 1986 *Costal and estuarine sediment dynamics*. Wiley.
- EINSTEIN, H. A. Formulas for the transportation of bed load. *Trans. ASCE* **107**, p. 561–73 (1942).

- FERNANDEZ LUQUE, R. & VAN BEEK, R. Erosion and transport of bed-load sediment. *J. Hydr. Res.* **14**, p. 127–144 (1976).
- FORTERRE, Y. & POULIQUEN, O. Long-surface-wave instability in dense granular flows. *J. Fluid Mech.* **486**, p. 21–50 (2003).
- GAUTHIER, G., MARTIN, J. & SALIN, D. Gravity waves at the interface between miscible fluids and the top of a fluidized suspension. *Phys. Rev Lett.* **94**, p. 204501 (2005).
- GDR MILIEUX DIVISÉS, G. M. On dense granular flows. *Eur. Phys. J. E* **14**, p. 341–365 (2004).
- GENG, J., HOWELL, D., LONGHI, E., BERHINGER, R. P., REYDELLET, G., VANEL, L., CLÉMENT, E. & LUDING, S. Footprints in sand : the response of a granular material to local perturbations. *Phys. Rev Lett.* **87**, p. 035506 (2001).
- GONDRET, P., LANCE, M. & PETIT, L. Bouncing motion of spherical particles in fluids. *Phys. Fluids* **14**, p. 643–652 (2002).
- GONDRET, P., RAKOTOMALALA, N., RABAUD, M., SALIN, D. & WATZKY, P. Viscous parallel flows in finite aspect ratio Hele-Shaw cell : analytical and numerical results. *Phys. Fluids* **9**, p. 1841–1843 (1997).
- GRAF, W. H. & ALTINAKAR, M. S. 2000 *Hydraulique Fluviale, Traité de Génie Civil*, vol. 16. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes.
- GUTELLE, P. 1995 *Architecture du voilier*, p. 28–29. Loisirs nautiques.
- GUYON, E., HULIN, J.-P. & PETIT, L. 2001 *Hydrodynamique physique*. EDP Sciences.
- HAIGH, S. P. & LAWRENCE, G. A. Symmetric and nonsymmetric holmboe instabilities in an inviscid flow. *Phys. Fluids* **11**, p. 1459–1468 (1999).
- HAZEL, P. Numerical studies of the stability of inviscid stratified shear flows. *J. Fluid Mech.* **51**, p. 39–61 (1972).
- HELE-SHAW, H. J. S. On the motion of a viscous fluid between two parallel plates. *Nature* **58**, p. 34–36 (1898).
- HERBOLZHEIMER, E. Stability of the flow during sedimentation in inclined channels. *Phys. Fluids* **26**, p. 2043–2054 (1983).
- HILL, K. M., GIOIA, G. & TOTA, V. V. Structure and kinematics in dense free-surface granular flow. *Phys. Rev Lett.* **91**, p. 064302 (2003).
- HO, C.-M. & HUANG, L.-S. Subharmonics and vortex merging in mixing layers. *J. Fluid Mech.* **119**, p. 443–473 (1982).

- HOGG, M. & IVEY, G., N. The Kelvin-Helmholtz to Holmboe instability transition in stratified exchange flows. *J. Fluid Mech.* **477**, p. 339–362 (2003).
- HUANG, N., OVARLEZ, G., BERTRAND, F., RODTS, S., COUSSOT, P. & BONN, D. Flow of wet granular materials. *Phys. Rev. Lett.* **94**, p. 028301 (2005).
- HUNT, M. L., ZENIT, R., CAMPBELL, C. S. & BRENNEN, C. E. Revisiting the 1954 suspension experiments of R. A. Bagnold. *J. Fluid Mech.* **452**, p. 1–24 (2002).
- IVERSON, R. M. The physics of debris flows. *Reviews of Geophysics* **35**, p. 245–296 (1997).
- JAIN, N., M., O. J. & M., L. R. Effect of interstitial fluid on a granular flowing layer. *J. Fluid Mech.* **508**, p. 23–44 (2004).
- JAIN, N., OTTINO, J. M. & LUEPTOW, R. M. An experimental study of the flowing granular layer in a rotating drum. *Phys. Fluids* **14**, p. 572–582 (2001).
- JANSSEN, H. A. Versuche über getreidedruck in silozellen. *Z. Vereins Dtsch. Ing.* **39**, p. 1045–1049 (1895).
- JARNO-DRUAUX, A., BROSSARD, J. & MARIN, F. Dynamical evolution of ripples in a wave channel. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **23**, p. 695–708 (2004).
- JOP, P., FORTERRE, Y. & POULIQUEN, O. Crucial role of side walls for granular surface flows : consequences for the rheology. *J. Fluid Mech.* **541**, p. 167–192 (2005).
- JULIEN, P. 1994 *Erosion and sedimentation*. Cambridge University Press.
- KHAKHAR, D. V., ORPE, A. V., ANDRESÉN, P. & OTTINO, J. M. Surface flow of granular materials : model and experiments in heap formation. *J. Fluid Mech.* **441**, p. 255–264 (2001).
- KING, M. & LEIGHTON, D. Measurement of the inertial lift on a moving sphere in contact with a plane wall in a shear flow. *Phys. Fluids* **9**, p. 1248–1255 (1997).
- KOUAKOU, K. K. J. & LAGRÉE, P.-Y. Evolution of a model dune in a shear flow. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **à paraître** (2005).
- KOUAKOU, K. K. J. & LAGRÉE, P.-Y. Stability of an erodible bed in various shear flows. *Eur. Phys. J. B* **47**, p. 115–125 (2005).
- KOVACS, A. & PARKER, G. A new vectorial bedload formulation and its application to the time evolution of straight river channels. *J. Fluid Mech.* **267**, p. 153–183 (1994).
- LOISELEUX, T., DOPPLER, D., GONDRET, P. & RABAUD, M. 2004 Incipient grain transport and pattern formation at a sand surface sheared by a continuous laminar flow. Part 1 : Weak bed slope. Erosion dominated regime. In *Marid 2004, 2nd international workshop on Marine Sandwave and River Dune Dynamics*, p. 200–207.

- LOISELEUX, T., GONDRET, P. & RABAUD, M. 2001 Lit granulaire incliné sous écoulement continu. In *XV^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nancy*.
- LOISELEUX, T., GONDRET, P., RABAUD, M. & DOPPLER, D. Onset of erosion and avalanche for an inclined granular bed sheared by a continuous laminar flow. *Phys. Fluids* **17**, p. 103304 (2005).
- LUNDBEK HANSEN, J., VAN HECKE, M., HAANING, A., ELLEGAARD, C., ANDERSEN, K. H., BOHR, T. & SAMS, T. Instabilities in sand ripples. *Nature* **410**, p. 324 (2001).
- MEYER-PETER, E. & MÜLLER, R. Formulas for bed-load transport. *Proc. Int. Ass. Hydraulic Research, 3rd Ann. Conf., Stockholm* p. 39–64 (1948).
- MICHALKE, A. On the inviscid instability of the hyperbolic-tangent velocity profile. *J. Fluid Mech.* **19**, p. 543–556 (1964).
- MORIN, V. M., ZHU, D. Z. & LOEWEN, M. R. Supercritical exchange flow down a sill. *J. Hydr. Eng.* **130**, p. 521–531 (2004).
- MOUILLERON-ARNOULD, H. 2002 Instabilités d'un lit granulaire cisailé par un fluide visqueux. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, France.
- NIR, A. & ACRIVOS, A. Sedimentation and sediment flow on inclined surfaces. *J. Fluid Mech.* **212**, p. 139–153 (1990).
- O'NEILL, M. A sphere in contact with a plane wall in a slow linear shear flow. *Chem. Eng. Sci.* **23**, p. 1293–1298 (1968).
- ORPE, A. V. & KHAKHAR, D. V. Scaling relations for granular flow in quasi-two-dimensional rotating cylinders. *Phys. Rev E* **64**, p. 031302 (2001).
- ORTIZ, S., CHOMAZ, J. M. & LOISELEUX, T. Spatial Holmboe instability. *Phys. Fluids* **14** (8), p. 2586–2597 (2002).
- PAWLAK, G. & ARMI, L. Vortex dynamics in a spatially accelerating shear layer. *J. Fluid Mech.* **376**, p. 1–35 (1998).
- PILOTTI, M. & MENDUNI, G. Beginning of sediment transport of incoherent grains in shallow shear flows. *J. Hydraulic Research* **39**, p. 115–124 (2001).
- POULIQUEN, O. 1993 Instabilités et solitons de phase à l'interface de deux fluides non miscibles. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique.
- POULIQUEN, O. On the shape of granular fronts down rough inclined planes. *Phys. Fluids* **11** (7), p. 1956–1958 (1999).
- POULIQUEN, O. Scaling laws in granular flows down rough inclined planes. *Phys. Fluids* **11** (3), p. 542–548 (1999).

- POULIQUEN, O. Velocity correlations in dense granular flows. *Phys. Rev. Lett.* **93**, p. 248001 (2004).
- POULIQUEN, O., CHOMAZ, J.-M. & HUERRE, P. Propagative holmboe waves at the interface between two immiscible fluids. *J. Fluid Mech.* **266**, p. 277–302 (1994).
- POULIQUEN, O. & FORTERRE, Y. Friction law for dense granular flows : application to the motion of a mass down a rough inclined plane. *J. Fluid Mech.* **453** (133–151) (2002).
- QUARTIER, L., ANDREOTTI, B., DOUADY, S. & DAERR, A. Dynamics of a grain on a sandpile model. *Phys. Rev. E* **62** (6), p. 8299–8307 (2000).
- RAJCHENBACH, J. Flow in powders : from discrete avalanches to continuous regime. *Phys. Rev. Lett.* **65**, p. 2221–2224 (1990).
- RAUDKIVI, A. J. Bed forms in alluvial channels. *J. Fluid Mech.* **26**, p. 507–514 (1966).
- RIJN, L. C. V. 1993 *Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas*. Aqua Publications, Amsterdam.
- RIOUAL, F., VALANCE, A. & BIDEAU, D. Experimental study of the collision process of a grain on a two-dimensional granular bed. *Phys. Rev. E* **62**, p. 2450–2459 (2000).
- ROULUND, A., SUMER, B. M., FREDSOE, J. & MICHELSEN, J. Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pile. *J. Fluid Mech.* **534**, p. 351–401 (2005).
- ROUSSEAUX, G., STEGNER, A. & WESFREID, J. E. Wavelength selection of rolling-grain ripples in the laboratory. *Phys. Rev. E* **69** (031307) (2004).
- ROUSSEAUX, G., YOSHIKAWA, H., STEGNER, A. & WESFREID, J. E. Dynamics of transient eddy above rolling-grain ripples. *Phys. Fluids* **16** (4), p. 1049–1058 (2003).
- SAVOYE, B. Des avalanches sous la mer. *Pour la Science* **333**, p. 36–43 (2005).
- SCHEIDEGGER, A. E. 1974 *The physics of flow through porous media*. University of Toronto Press.
- SEMINARA, G., SOLARI, L. & PARKER, G. Bed load at low shields stress on arbitrarily sloping beds : failure of the bagnold hypothesis. *Water Resources Res.* **38**, p. 1249–1265 (2002).
- STEGNER, A. & WESFREID, J.-E. Dynamical evolution of sand ripples under water. *Phys. Rev. E* **60**, p. 3487–3490 (1999).
- TABERLET, N., RICHARD, P., VALANCE, A., LOSERT, W., PASINI, J. M., JENKINS, J. T. & DELANNAY, R. Superstable granular heap in a thin channel. *Phys. Rev. Lett.* **91**, p. 264301 (2003).

- TESSIER, B. & ROTARU, D. Balade sur les sables du mont st michel. *Revue du Palais de la découverte* **328**, p. 47–62 (2005).
- THORPE, S. A. Experiments on the instability of stratified shear flows : immiscible fluids. *J. Fluid Mech.* **39**, p. 25–48 (1969).
- VALANCE, A. & LANGLOIS, V. Ripple formation over a sand bed submitted to a laminar shear flow. *Eur. Phys. J. B* **43**, p. 283–294 (2004).
- WALEFFE, F. Exact coherent structures in channel flow. *J. Fluid Mech.* **435**, p. 93–102 (2001).
- WHITE, C. The equilibrium of grains on the bed of a stream. *Proc. Roy. Soc. Lond.* **174A**, p. 322–338 (1940).
- WHITE, F. M. 1974 *Viscous fluid flow*. Mc Graw-Hill, New York.
- WINANT, C. D. & BROWAND, F. K. Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number. *J. Fluid Mech.* **63** (2), p. 237–255 (1974).
- YALIN, M. & KARAHAN, E. Inception of sediment transport. *J. Hydraul. Div., Am. Soc. Civil Eng.* **105**, p. 1433–1443 (1979).
- ZHU, D. Z. & LAWRENCE, G. A. Holmboe’s instability in exchange flows. *J. Fluid Mech.* **429**, p. 391–409 (2001).

Résumé

Cette thèse consiste en l'étude expérimentale de la dynamique d'une interface granulaire inclinée et cisailée par un écoulement d'eau laminaire, continu. Dans le canal de géométrie contrôlée, deux modes de transport sédimentaires sont observables : par érosion hydrodynamique et par écoulement gravitaire en masse. Une première étude est consacrée aux seuils de mise en mouvement des particules. Deux modèles simples prenant en compte la gravité, la friction entre particules et le cisaillement du fluide, permettent de retrouver l'influence de la vitesse de l'écoulement d'eau et de la pente du lit sur les seuils de transport par érosion et par avalanche. Le régime d'écoulements gravitaires est ensuite exploré pour des pentes au-delà de l'angle maximal de stabilité. Les mesures d'évolution de la pente du tas et du débit de particules (par PIV) montrent que l'avalanche atteint rapidement un régime quasi-stationnaire. La vitesse des grains dépend uniquement de la pente du tas, dans une relation quantitativement prédite par un modèle adapté des développements récents de modélisation de la rhéologie des granulaires. Dans une troisième partie on s'intéresse à la déformation de l'interface granulaire dans un régime particulier. La formation de rides à tourbillon est observée à la surface de l'avalanche, lorsqu'on applique un écoulement d'eau qui tend à transporter les particules dans la direction opposée. Après une phase initiale de croissance exponentielle, l'amplitude des rides sature. La zone de recirculation à l'arrière de la ride semble contrôler la forme des structures tandis que la quantité de matière transportable par l'avalanche semble déterminer leur amplitude.

mots-clés : milieux granulaires immergés, érosion hydrodynamique, avalanche, rides de sable, instabilités, structures non-linéaires

Abstract

This thesis mainly consists in the experimental study of the dynamics of a tilted granular interface, sheared by a laminar continuous water flow. In the geometry-controlled duct, two kinds of sedimentary transport may be encountered : water erosion and avalanche. A first study deals with onsets of motion. Experimental relations between motion thresholds by erosion or avalanche and water velocity or bedslope are consistent with simple modelling when taking into account gravity, inter-particle friction and water shear stresses. The regime of underwater avalanches is then explored for high slopes above the angle of maximal stability. Measurements of the pile slope evolution and of the particle transport rate (by PIV) show that the avalanche rapidly exhibits a quasi-stationary behaviour. The grains speed depends only on the pile slope. The relation between velocity and slope is well predicted by a modelling including recent developments about the rheology of granular materials and wall effects. In a third part, the deformation of the granular interface in a particular regime is studied. Vortex ripples are observed at the surface of the avalanche, when a water flow is imposed which tends to transport the particles in the opposite direction. A first stage of exponential growth is followed by the saturation of the amplitude of the ripples. The shape of the structures seems to be controlled by the recirculation bubble present at the rear of the ripple whereas the amplitude seems to be determined by the maximum quantity of particles transportable in the avalanche.

keywords : immersed granular media, hydrodynamical erosion, avalanche, sand ripples, instabilities, non linear structures