



HAL
open science

Modélisation numérique et étude de l'effondrement d'une colonne de grain dans un fluide

Vincent Topin, Frédéric Dubois, Yann Monerie, Frédéric Perales, Farhang
Radjai, Anthony Wachs

► **To cite this version:**

Vincent Topin, Frédéric Dubois, Yann Monerie, Frédéric Perales, Farhang Radjai, et al.. Modélisation numérique et étude de l'effondrement d'une colonne de grain dans un fluide. 10e colloque national en calcul des structures, May 2011, Giens, France. hal-00592815

HAL Id: hal-00592815

<https://hal.science/hal-00592815v1>

Submitted on 3 May 2011

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.

Modélisation numérique et étude de l'effondrement d'une colonne de grains dans un fluide

V. Topin^{1,2}, F. Dubois^{2,3}, Y. Monerie^{1,2}, F. Perales^{1,2}, F. Radjaï^{2,3}, A. Wachs^{2,4}

¹ IRSN, DPAM, CE Cadarache, BP3 - 13115 St Paul-Lez-Durance Cedex, France, vincent.topin@irsn.fr

² MIST Laboratoire, CNRS - IRSN - Université Montpellier 2

³ LMGC, CNRS-Université Montpellier 2, case 048, Place Eugène Bataillon, F-34095 cedex 5, France

⁴ IFP Energies nouvelles, Fluid Mechanics Department, Rond-point de l'échangeur de Solaize, BP 3, 69360 Solaize, France

Résumé — Nous étudions l'effondrement d'une colonne de grains dans un fluide à l'aide d'un modèle basé sur le couplage par domaines fictifs entre une approche discrète de dynamique des contacts pour les grains et une approche continue par éléments finis pour le fluide. Une première étude paramétrique en 2 dimensions met en évidence l'influence de l'arrangement granulaire initial sur le temps de mise en mouvement de la colonne et sur la cinétique de l'écoulement. On s'intéresse ensuite à l'étalement final de la colonne en fonction du rapport d'aspect initial dans les régimes visqueux et inertiel.

Mots clés — couplage fluide/grains, domaines fictifs, milieux granulaires immergés, instabilité gravitaire.

1 Introduction

Dans les réacteurs à eau sous pression, le combustible nucléaire se présente sous la forme de pastilles empilées dans des gaines cylindriques espacées entre elles de seulement quelques millimètres. Lors d'un hypothétique transitoire accidentel, ces gaines se déforment et peuvent se fissurer rendant ainsi possible l'éjection de fragments de combustible dans la cuve contenant le fluide caloporteur. La question de la relocalisation de ces fragments, en tant que particules solides immergées dans fluide, devient alors essentielle pour prévenir des risques de bouchage de l'espace inter-gaines.

D'un point de vue général, un grand nombre de processus naturels ou procédés industriels impliquent la déstabilisation et l'écoulement d'un milieu granulaire dans un fluide. En géologie par exemple, les glissements de terrains saturés en eau ou encore les instabilités sous-marines (avalanches, effondrements de falaises côtières) sont des phénomènes naturels qui sont caractérisés par la mise en mouvement et l'écoulement d'une phase granulaire dense et polydisperse (généralement constituée de sable, de sédiments et de fragments de roches) en présence d'un fluide interstitiel. De la même manière, un certain nombre de procédés pharmaceutiques ou alimentaires mettent en jeu le transport de poudre ou d'agrégats dans un liquide qui joue le rôle de lubrifiant ou de liant.

Quel que soit le contexte physique, la présence d'une phase liquide interstitielle dans un milieu granulaire influence profondément son comportement mécanique. Dans le cas des milieux granulaires secs, c'est-à-dire lorsque le fluide environnant ne joue quasiment aucun rôle, un grand nombre d'études basées sur des expériences en laboratoire ou des simulations discrètes dans des configurations variées (plan incliné, cisaillement circulaire, tambours tournants, effondrement de colonne, ...) ont montré que la rhéologie des écoulements particuliers denses est principalement gouvernée par la frottement et les collisions entre les particules. Parmi ces différentes configurations, on peut citer celle de l'effondrement d'une colonne de grain sur un plan horizontal qui s'apparente au décrochement d'une falaise ou à une rupture de barrage (Dam Break). Des études faites avec des matériaux modèles de différentes natures et différentes formes (sable, billes de verres, ...) [1, 2] ainsi que des simulations numériques discrètes ont montré que la morphologie finale des dépôts obtenus après effondrement dépend uniquement de la géométrie initiale des colonnes, indépendamment de la taille, de l'arrangement (compacité) et de la nature des particules mis en jeu. Un résultat important est que la distance d'étalement sur le plan horizontal suit une loi de puissance avec le rapport d'aspect initial (hauteur sur largeur) des colonnes.

En présence d'un fluide environnant, les études sont moins nombreuses et ont été réalisées pour la

plupart sur la base d'expérimentations sur matériaux modèles. L'expérience la plus connue est certainement celle d'Iverson et al [3], qui en s'intéressant au déclenchement d'une coulée de débris à la suite d'un épisode pluvieux, a mis en évidence le couplage fort entre le mouvement des particules solides et le développement de gradients de pression entre les grains. Plus récemment, les travaux de Pailha et al. [4] ont démontré que l'initiation d'une avalanche granulaire immergée dépend de la fraction volumique initiale des particules. En analysant les temps de mise en mouvement d'une épaisse couche de billes de verre immergées et reposant sur un plan soudainement incliné, les auteurs ont montré que la déstabilisation du milieu était fortement retardé par une légère compaction des grains. L'interprétation proposée est que le comportement dilatant des milieux granulaires est responsable du développement de pressions porales négatives entre les grains qui ont tendance à stabiliser le massif et donc à ralentir l'avalanche. Au-delà de la phase de déstabilisation, la dynamique d'écoulement a également fait l'objet de plusieurs travaux qui ont débouché sur la découverte de trois régimes de propagation d'avalanche en fonction du nombre de Stokes et du rapport de densité solide/liquide. On distingue ainsi un régime dit de "chute libre" dans lequel le fluide n'a pas d'influence et qui correspond au cas des milieux granulaires secs, et deux régimes dans lesquels le fluide interstitiel gouverne la dynamique du milieu qui sont les régimes "visqueux" et "inertiel".

Dans cet article, nous proposons d'étudier numériquement l'influence d'un liquide interstitiel sur la déstabilisation et l'écoulement d'un milieu granulaire à l'échelle des grains. L'approche numérique est basée sur le couplage entre une approche discrète de type dynamique des contacts pour la phase granulaire et une approche par éléments finis pour le fluide. Dans la suite, le modèle numérique est d'abord brièvement décrit en rappelant la méthode de couplage et en détaillant l'algorithme de calcul. Dans une seconde partie, nous réalisons deux études paramétriques sur la base de simulations numériques pour étudier respectivement les phases de déstabilisation et d'étalement de colonnes de grains. Enfin, une discussion rapide autour de la rhéologie des suspensions denses est proposée.

2 Modèle numérique

Le modèle utilisé repose sur le couplage par la méthode des Domaines Fictifs / Multiplicateur de Lagrange [5] entre une approche Non Smooth Contact Dynamics (NSCD), implémentée dans la plateforme de calcul LMGC90 [6], et une méthode fluide par éléments finis, basée sur la bibliothèque PELICANS et développée dans le cadre du logiciel PeliGRIFF [7]. L'outil numérique qui en résulte, détaillé dans [8], présente ainsi l'avantage de rendre possible la simulation de mélanges homogènes avec une forte concentration de particules en tenant compte à la fois des interactions entre le fluide et les particules et entre les particules elles-mêmes. Les bases de ce couplage sont évoqués ci-après. Pour plus de détails nous renvoyons le lecteur à [8].

2.1 Méthode de couplage : Domaines Fictifs / Multiplicateurs de Lagrange

Soit Ω un domaine fermé et Γ son contour. Nous supposons que Ω est rempli de N_p particules P_i avec $i \in (1, N_p)$. L'ensemble du domaine occupé par les particules est noté P et δP sa frontière. Le problème fluide/grains pour un fluide Newtonien incompressible est décrit par :

(a) Problème fluide

$$\rho_f d\mathbf{u}_f/dt = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_f + \rho_f \mathbf{f}_f \quad \text{sur } \Omega \setminus P \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_f = 0 \quad \text{sur } \Omega \setminus P \quad (2)$$

$$\mathbf{u}_f = \mathbf{u}_{f,\Gamma} \quad \text{sur } \Gamma \quad (3)$$

$$\mathbf{u}_f = \mathbf{u}_s \quad \text{sur } \delta P \quad (4)$$

(b) Problème solide

$$\rho_s d\mathbf{u}_s/dt = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_s + \rho_s \mathbf{f}_s \quad \text{sur } P, \quad (5)$$

avec ρ_f et \mathbf{u}_f respectivement la densité et la vitesse du fluide, \mathbf{f}_f la force volumique associée, $\boldsymbol{\sigma}_f = -p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}_f$ le tenseur des contraintes fluide composé de la pression hydrostatique p et de la composante déviatorique $\boldsymbol{\tau}_f$, \mathbf{u}_s la vitesse des particules, ρ_s et \mathbf{f}_s respectivement la densité des particules et la

force volumique associée, et $\boldsymbol{\sigma}_s$ le tenseur des contraintes solide. Les équations (1) et (2) correspondent aux équations de Navier-Stokes et (3) est la condition de Dirichlet permettant d'imposer la vitesse $\mathbf{u}_{f,\Gamma}$ sur Γ . A la frontière entre les particules et le fluide, on impose une condition de non-glissement (4) et le tenseur $\boldsymbol{\sigma}_s$ s'écrit comme la somme d'une contribution $\boldsymbol{\sigma}_f$ liée au fluide et d'une contribution $\boldsymbol{\sigma}_c$ liée au contact : $\boldsymbol{\sigma}_s \mathbf{n}_s = \boldsymbol{\sigma}_f \mathbf{n}_s + \boldsymbol{\sigma}_c \mathbf{n}_s$ sur δP , avec \mathbf{n}_s la normale unitaire sortante à δP .

La formulation faible du problème fluide/grains est donnée par :
Trouver $(\mathbf{u}_f, \mathbf{u}_s) \in \mathfrak{V}(\Omega)$ tel que :

$$\int_{\Omega \setminus P} \rho_f (d\mathbf{u}_f/dt - \mathbf{f}_f) \cdot \mathbf{v}_f d\Omega + \int_P \rho_s (d\mathbf{u}_s/dt - \mathbf{f}_s) \cdot \mathbf{v}_s d\Omega + \int_{\Omega \setminus P} \boldsymbol{\sigma}_f : \nabla \mathbf{v}_f d\Omega + \int_P \boldsymbol{\sigma}_s : \nabla \mathbf{v}_s d\Omega = \int_{\delta P} \mathbf{v}_s \cdot \boldsymbol{\sigma}_c \cdot \mathbf{n}_s d\Gamma, \quad \forall (\mathbf{v}_f, \mathbf{v}_s) \in \mathfrak{V}_o(\Omega) \quad (6)$$

$$\int_{\Omega \setminus P} q \nabla \cdot \mathbf{u}_f d\Omega = 0, \quad \forall q \in L_0^2(\Omega). \quad (7)$$

avec les espaces fonctionnels suivants (dimension d) :

$$\begin{aligned} \Lambda &= \mathcal{H}^1(P)^d. \\ \mathfrak{V}(\Omega) &= \{(\mathbf{v}_f, \mathbf{v}_s) / \mathbf{v}_f \in \mathcal{H}^1(\Omega \setminus P)^d, \mathbf{v}_s \in \Lambda, \mathbf{v}_f = \mathbf{v}_s \text{ on } \delta P, \mathbf{v}_f = \mathbf{u}_{f,\Gamma} \text{ on } \Gamma\}, \\ \mathfrak{V}_o(\Omega) &= \{(\mathbf{v}_f, \mathbf{v}_s) / \mathbf{v}_f \in \mathcal{H}^1(\Omega \setminus P)^d, \mathbf{v}_s \in \Lambda, \mathbf{v}_f = \mathbf{v}_s \text{ on } \delta P, \mathbf{v}_f = \mathbf{0} \text{ on } \Gamma\}. \end{aligned} \quad (8)$$

La méthode des domaines fictifs, introduite par Glowinski [5], consiste à étendre le problème défini sur $\Omega \setminus P$ au domaine Ω entier et à forcer la solution à satisfaire la condition $\mathbf{u}_f = \mathbf{u}_s$ sur le domaine particulaire P . En d'autres termes, cela consiste à étendre la condition (4) de δP à $(\delta P + P)$ dans la formulation (6) et de contraindre la solution à l'aide d'un multiplicateur de Lagrange. On considère ici des particules rigides ($\mathbf{D}(\mathbf{u}_s) = \mathbf{0}$), un fluide incompressible ($\nabla \cdot \mathbf{u}_f = 0$) et seulement les forces de gravité ($\mathbf{f}_f = \mathbf{f}_s = \mathbf{g}$). La vitesse des particules peut être écrite comme la somme d'une vitesse de translation \mathbf{u}_s^t et d'une vitesse angulaire $\boldsymbol{\omega}$ tel que $\mathbf{u}_s = \mathbf{u}_s^t + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$, avec \mathbf{r} le vecteur position associé au centre de gravité des particules.

On obtient alors les équations du mouvement écrites pour le domaine fluide/grains étendu :
Trouver $\mathbf{u}_f \in \mathcal{V}_\Gamma(\Omega), \mathbf{u}_s \in \Lambda$ tel que :

(a) Equations combinées du mouvement

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \rho_f (\partial \mathbf{u}_f / \partial t + (\mathbf{u}_f \cdot \nabla) \mathbf{u}_f - \mathbf{g}) \cdot \mathbf{v}_f d\Omega - \int_{\Omega} p \nabla \cdot \mathbf{v}_f d\Omega + \int_{\Omega} \boldsymbol{\tau}_f : \mathbf{D}(\mathbf{v}_f) d\Omega \\ + (1 - \rho_f / \rho_s) (M (d\mathbf{u}_s^t / dt - \mathbf{g}) \cdot \mathbf{v}_s^t + \mathbf{1} d\boldsymbol{\omega} / dt \cdot \boldsymbol{\xi}) - \sum_j \mathbf{F}_{cj} \cdot \mathbf{v}_s^t - \sum_j \mathbf{F}_{cj} \cdot (\boldsymbol{\xi} \times \mathbf{R}_j) \\ + \int_P \boldsymbol{\lambda} \cdot (\mathbf{v}_f - (\mathbf{v}_s^t + \boldsymbol{\xi} \times \mathbf{r})) d\Omega = 0 \quad \forall \mathbf{v}_f \in \mathcal{V}_o(\Omega), \mathbf{v}_s^t \in \mathbb{R}^d, \boldsymbol{\xi} \in \mathbb{R}^{\bar{d}}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\int_P \boldsymbol{\gamma} \cdot (\mathbf{u}_f - (\mathbf{u}_s^t + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})) d\Omega = 0, \quad \forall \boldsymbol{\gamma} \in \Lambda. \quad (10)$$

(b) Equation de continuité

$$- \int_{\Omega} q \nabla \cdot \mathbf{u}_f d\Omega = 0, \quad \forall q \in L_0^2(\Omega). \quad (11)$$

où $\mathcal{V}_o(\Omega) = \{\mathbf{v}_f \in \mathcal{H}^1(\Omega)^d / \mathbf{v}_f = \mathbf{0} \text{ on } \Gamma\}$, $\mathcal{V}_\Gamma(\Omega) = \{\mathbf{v}_f \in \mathcal{H}^1(\Omega)^d / \mathbf{v}_f = \mathbf{u}_{f,\Gamma} \text{ sur } \Gamma\}$, $\mathbf{u}_s^t \in \mathbb{R}^d$ et $\boldsymbol{\omega} \in \mathbb{R}^{\bar{d}}$, \bar{d} est le nombre de composante non-nulle de $\boldsymbol{\omega}$, $(\mathbf{v}_f, q, \boldsymbol{\gamma}, \mathbf{v}_s^t, \boldsymbol{\xi})$ correspond aux fonctions tests de $(\mathbf{u}_f, p, \boldsymbol{\lambda}, \mathbf{u}_s^t, \boldsymbol{\omega})$, $\mathbf{F}_{cj} \in \mathbb{R}^d$ sont les forces de contact, $\mathbf{R}_j \in \mathbb{R}^d$ les vecteurs entre le centre de gravité des particules et le point de contact, $M \in \mathbb{R}$ la masse des particules et $\mathbf{1} \in \mathbb{R}^{\bar{d} \times \bar{d}}$ le tenseur d'inertie des particules.

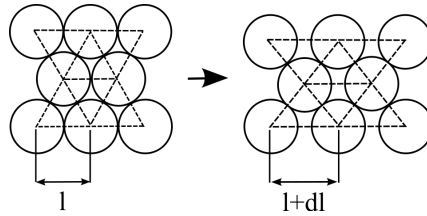


FIGURE 1 – Schéma représentant la procédure géométrique utilisée pour faire varier la compacité en 2D.

2.2 Schéma numérique

Nous utilisons l'algorithme de Marshuk-Yanenko pour l'intégration en temps du problème (9)-(11). Cette méthode permet de diviser le problème entier en une série de sous-problèmes i plus simples à résoudre. A chaque pas de temps n , le problème est donc décomposé en cinq sous-étapes, correspondant aux cinq problèmes suivants [7] :

- 1) Problème de Stokes "dégénéré"
- 2) Problème de transport
- 3) Problème visqueux
 - ⇒ Trouver $\mathbf{u}_f^{n+\frac{i}{5}}$ à partir de $\mathbf{u}_f^{n+\frac{i-1}{5}}$, $i \in \{1, 2, 3\}$
- 4) Problème granulaire (Méthode NSCD)
 - ⇒ Trouver $\mathbf{u}_s^{t,n+4/5}$, $\omega^{n+4/5}$ à partir de $\mathbf{u}_s^{t,n}$, ω^n
- 5) Problème des domaines fictifs
 - ⇒ Trouver \mathbf{u}_f^{n+1} , $\mathbf{u}_s^{t,n+1}$, ω^{n+1} à partir de $\mathbf{u}_f^{n+4/5}$, $\mathbf{u}_s^{t,n+4/5}$, $\omega^{n+4/5}$

3 Effondrement d'une colonne de grains immergée

3.1 Paramètres

Dans cette section nous nous intéressons à l'effondrement d'une colonne de grains immergée dans un fluide. Nous considérons des échantillons granulaires 2D composés de disques de diamètre moyen $\langle D \rangle$ (monodisperses ou polydisperses) avec une densité ρ_s donnée par le rapport des densités $\rho_r = \rho_s/\rho_f$. Pour simplifier, toutes les variables du problème sont adimensionnées par $l_c = \langle D \rangle$ pour les longueurs, par $u_c = \sqrt{g \langle D \rangle}$ pour les vitesses et par $t_c = l_c/u_c$ pour le temps. Pour chaque simulation, le problème fluide est résolu sur un domaine rectangulaire maillé avec entre 700 000 et 1 500 000 éléments selon la géométrie initiale des colonnes. Une condition de non-glisement ($\mathbf{u}_f = 0$) est imposée sur les frontières en contact avec les grains (ici inférieure et gauche), les autres bords étant laissés libres. Dans toutes les simulations présentées, les interactions entre les particules suivent une loi de contact de Signorini-Coulomb non régularisée ni pénalisée avec un coefficient de frottement égal à 0.3.

3.2 Influence de la compacité

Pour étudier l'influence de la compacité sur la phase de déstabilisation des colonnes, on construit géométriquement des échantillons granulaires monodisperses rectangulaires avec un rapport d'aspect $a = \text{hauteur}/\text{largeur} = 2$. Pour générer ces échantillons, les grains sont initialement placés sur un réseau triangulaire, puis la compacité des assemblages est variée ($\phi \in [0.785; 0.906]$) en étirant géométriquement le réseau sous-jacent (voir figure 1). On obtient ainsi une série d'échantillons dont la compacité varie entre $\phi = \pi/(2\sqrt{3})$ (assemblage le plus dense, 1450 particules disposées sur un réseau de triangles isocèles) et $\phi = \pi/4$ (assemblage le plus lâche, 1250 particules arrangées sur une grille rectangulaire). La densité relative entre le fluide et les particules est fixée à $\rho_r = 1.5$, et les simulations sont réalisées pour trois viscosités de fluide η différentes : $\eta = 10 \eta_c$, $\eta = 100 \eta_c$ et $\eta = 1000 \eta_c$, avec $\eta_c = 10^{-3} Pa.s$ la viscosité dynamique de l'eau. Dans le but de comparer les résultats obtenus avec le cas sec, l'ensemble des simulations décrites ci-dessus sont également réalisées sans fluide.

Les figures 2 (a) et (b) présentent une séquence d'images issues des simulations effectuées respective-

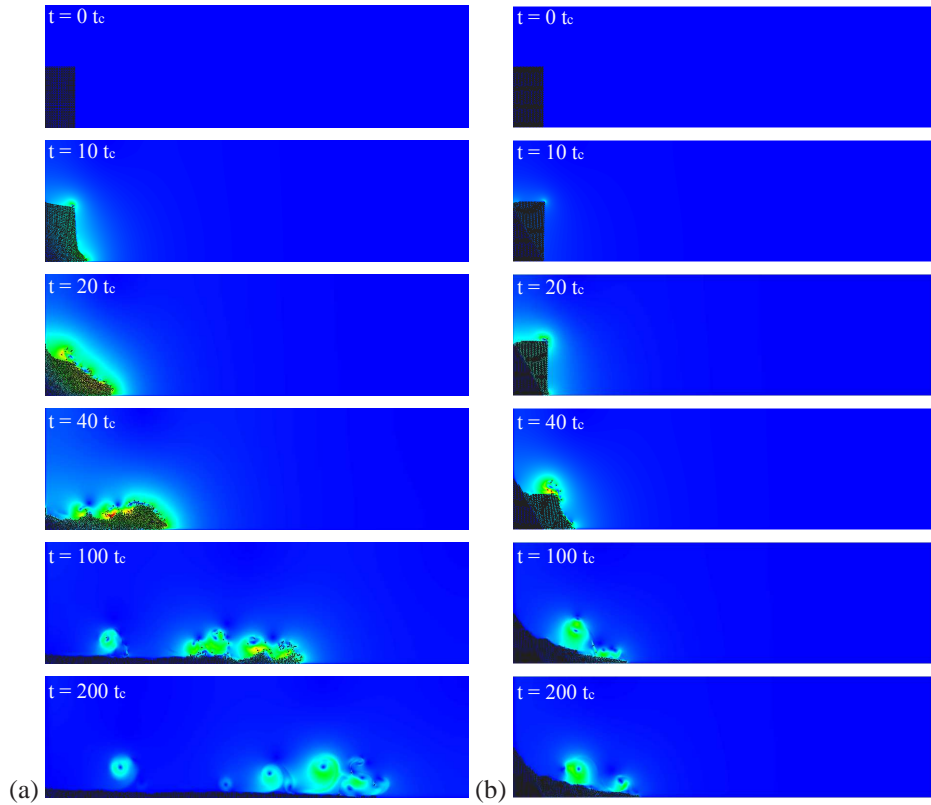


FIGURE 2 – Séquence d’images issues de la simulation de l’effondrement d’une colonne de grains arrangés initialement de manière (a) lâche ($\phi = 0.785$) ; (b) dense ($\phi = 0.906$). Les vitesses du fluide sont représentées en niveau de couleur.

ment pour une colonne lâche ($\phi = 0.785$) et pour une colonne très compacte ($\phi = 0.905$) avec $\eta = 10\eta_c$. Dans le cas lâche, la colonne semble s’effondrer selon trois régimes bien identifiés pour les milieux secs [2] : (1) un régime dit de "chute", où les grains accélèrent verticalement ; (2) un régime de "glissement", dans lequel une couche de grains est déviée horizontalement en glissant sur une deuxième couche qui elle reste quasiment immobile ; (3) un régime d’ "étalement" où les grains se déplacent pour la plupart horizontalement. Dans ce dernier régime, on note la présence de recirculations dans le fluide qui ont pour conséquence la formation de vagues à la surface de l’écoulement granulaire : la phase solide se comporte comme une deuxième phase fluide. Dans le cas de la colonne dense, le comportement est radicalement différent. En effet, l’effondrement de la colonne est clairement moins rapide et s’effectue par blocs (cisaillement de la colonne initiale). On note également que la distance finale d’étalement sur le plan horizontal est quasiment deux fois inférieure à celle obtenue dans le cas lâche. Ces deux simulations soulignent l’importance de l’effet de la compacité sur la déstabilisation et la dynamique d’effondrement d’une colonne en présence d’un fluide. Sur la figure 3 sont tracées les vitesses moyennes des particules $\langle u_s \rangle / u_c$ en fonction du temps pour cinq compacités différentes : (a) sans fluide, et dans un fluide à viscosité (b) $\eta = 1000\eta_c$, (c) $\eta = 100\eta_c$, (d) $\eta = 10\eta_c$. Nous nous sommes intéressés ici uniquement à la phase de déstabilisation, c’est-à-dire pour $t/t_c \in [0; 20]$. Dans le cas sec tout d’abord (Fig. 3 (a)), nous notons que la compacité initiale n’a aucune influence sur la vitesse moyenne de l’effondrement : $\langle u_s \rangle$ augmente jusqu’à une valeur maximale, identique pour toutes les courbes, puis diminue jusqu’à devenir nulle. Lorsque les particules sont immergées au contraire (Fig. 3 (b), (c) et (d)), l’effondrement des colonnes est fortement affecté par à la fois la compacité initiale ϕ et la viscosité du fluide η . Ainsi, on remarque que les vitesses d’effondrement des particules augmentent lorsque la compacité et la viscosité du fluide diminuent. On distingue deux comportements : (1) un comportement lâche ($\phi = 0.785$) pour lequel la colonne se déstabilise instantanément ; (2) un comportement dense ($\phi \geq 0.829$) pour lequel on note un temps initial de relaxation t_{relax} pendant lequel la vitesse des particules est nulle et dont la durée dépend de la compacité initiale ϕ .

Les valeurs de t_{relax} sont reportées à la figure 4 (a) en fonction de ϕ . On remarque que t_{relax} augmente quasi-linéairement avec la compacité initiale ϕ , la viscosité du fluide changeant légèrement la pente de

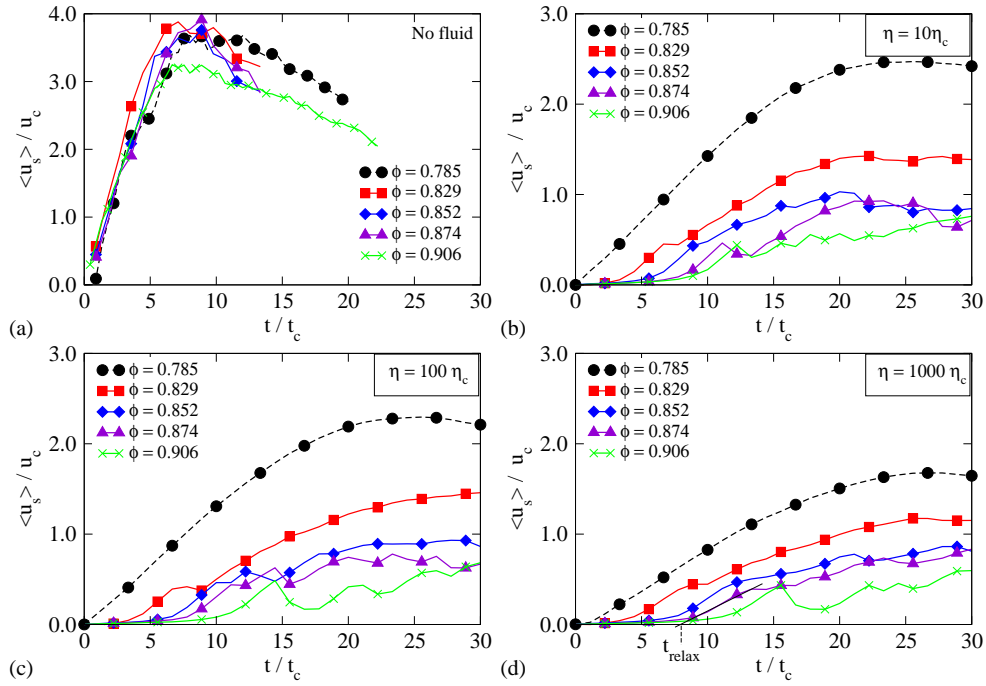


FIGURE 3 – Vitesses moyennes des particules $\langle u_s \rangle / u_c$ pour les cinq compacités initiales ϕ tracées en fonction du temps : (a) sans fluide, et dans un fluide à viscosité (b) $\eta = 10\eta_c$, (c) $\eta = 100\eta_c$, (d) $\eta = 1000\eta_c$.

l'approximation linéaire. Ces résultats issus de simulations 2D sont consistants avec les études expérimentales [4] qui suggèrent que la dilatance est responsable du temps de relaxation avant que la colonne ne se déstabilise. Dans le cas dense, la dilatance nécessaire à la mise en mouvement de l'assemblage implique des pressions porales négatives entre les particules qui ont tendance à stabiliser le massif et par conséquent à ralentir l'effondrement. Dans le cas lâche à l'inverse, le volume des pores décroît lorsque les particules s'effondrent ce qui engendre des surpressions porales et accélère la chute du massif. Ces deux comportements sont expliqués schématiquement sur la figure 4 (b). Il est important de souligner qu'en 2D le volume des pores entre les particules n'est pas nécessairement un espace coalescent contrairement au cas 3D ou dans les expériences (sphères). Cette dernière remarque implique qu'il existe la possibilité en 2D que des portions de fluide soient "capturées" entre les grains, ce qui a pour effet d'amplifier le phénomène décrit ci-avant.

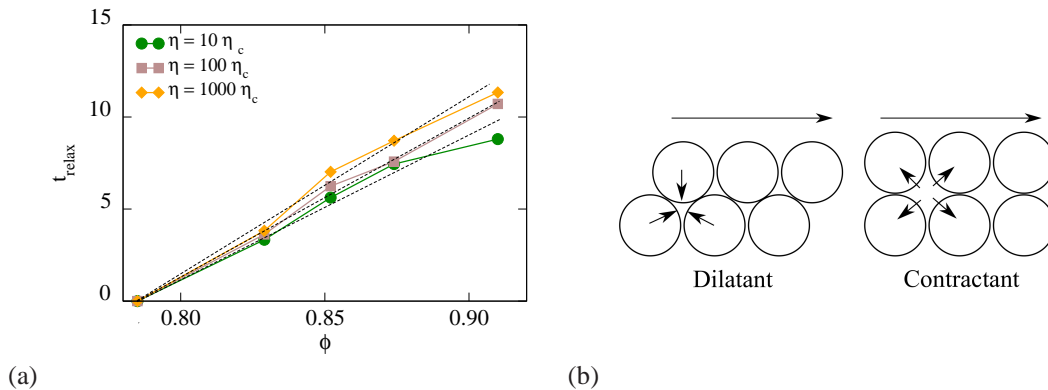


FIGURE 4 – (a) Temps de relaxation avant déstabilisation des colonnes tracés en fonction de la compacité initiale ϕ des colonnes pour trois viscosités de fluide. (b) Schéma représentant l'évolution de pression porale dans les comportements dilatant et contractant.

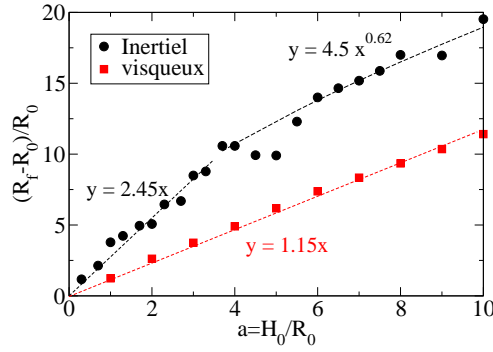


FIGURE 5 – Longueur d'étalement normée des colonnes en fonction du rapport d'aspect initial dans les régimes visqueux et inertiel. Chaque point correspond à une simulation numérique.

3.3 Influence du rapport d'aspect

Dans cette section nous nous intéressons à l'influence du rapport d'aspect initial $a = H_0/R_0$ (hauteur H_0 sur largeur R_0) sur la longueur d'étalement R_f obtenue une fois que la colonne s'est entièrement effondrée. A l'inverse de l'étude précédente, les colonnes sont ici construites à l'aide d'une méthode géométrique [9] qui permet d'obtenir des échantillons polydispersés avec des grains de diamètre moyen $\langle D \rangle$ et une compacité fixée à $\phi \simeq 0.80$. Les échantillons sont volontairement choisis polydispersés pour éviter d'introduire des directions de cisaillement privilégiées lors de l'effondrement des colonnes. Le rapport d'aspect initial varie tel que $a \in]0; 10]$ et la densité relative est fixée à $\rho_r = 2.6$. Les simulations sont réalisées pour deux viscosités de fluides différentes $\eta = \eta_c$ et $\eta = 1000\eta_c$ ce qui permet de se placer respectivement dans les régimes inertiel et visqueux établis pour une particule immergée [10]; le régime de "chute libre" correspond au cas sec.

La figure 5 montre la longueur finale d'étalement normée $(R_f - R_0)/R_0$ des colonnes en fonction du rapport d'aspect a dans les régimes visqueux et inertiel. Dans le régime inertiel, on observe un comportement très similaire à celui observé en sec (régime de chute libre [1, 2, 11]) :

- pour les petits rapports d'aspects ($a < 4$) l'étalement évolue linéairement : $(R_f - R_0)/R_0 = \lambda_i a$ avec $\lambda_i \simeq 2.45$.
- pour les grands rapports d'aspects ($a \geq 4$) l'étalement suit une loi de puissance : $(R_f - R_0)/R_0 = \gamma a^\alpha$ avec $\gamma \simeq 4.5$ et $\alpha \simeq 0.61$.

Les valeurs de λ_i , de γ et α sont très proches de celles obtenues par d'autres auteurs dans le cas sec par des simulations numériques [11] ou des expériences [1, 2] ce qui signifie que dans le régime dans lequel nous nous plaçons, le fluide n'a pas une grande influence sur la longueur d'étalement. Dans le régime visqueux à l'inverse, la gamme des rapports d'aspect balayée ne laisse pas apparaître de transition et on note simplement une relation quasi-linéaire entre R_f et a telle que $(R_f - R_0)/R_0 = \lambda_v a$ avec $\lambda_v \simeq 1.15$. Pour les petits rapports d'aspects donc, les deux courbes présentent des profils similaires et on remarque logiquement que tout élément dissipatif (viscosité du fluide en milieu immergé, frottement entre les particules dans le cas sec) contribue à diminuer la longueur d'étalement. Pour les grands rapports d'aspects, l'absence de transition dans le régime visqueux indique que le fluide gouverne l'écoulement. En effet dans le cas sec cette transition s'explique comme le passage d'un régime où l'écoulement est gouverné par le frottement entre les grains vers un régime dans lequel l'accélération verticale et la présence de gradients de pression au sein du squelette granulaire deviennent les deux mécanismes qui gouvernent l'avalanche [1]. Dans le régime visqueux, les forces hydrodynamiques permettent de dissiper suffisamment d'énergie potentielle pour lisser cette transition ou en tout cas pour la repousser à des rapports d'aspects beaucoup plus élevés.

4 Conclusion

Nous avons utilisé un modèle basé sur le couplage par domaines fictifs entre une approche par éléments finis et une approche de dynamique des contacts pour étudier les mécanismes de déstabilisation et d'étalement d'une colonne de grains en présence d'un fluide. L'outil numérique reprend les principaux

avantages des deux plateformes qu'il fusionne : l'aspect parallélisé pour la résolution fluide et une gestion stricte des contacts frottants entre les particules. A l'aide de cet outil, nous avons étudié l'influence d'un liquide sur la déstabilisation et l'écoulement d'un milieu granulaire en fonction de sa configuration initiale. En faisant varier la compacité des échantillons nous avons montré que la configuration spatiale des grains gouverne le déclenchement et la vitesse de l'écoulement. Ainsi lorsqu'un échantillon granulaire compact se dilate, des pressions négatives se développent entre les grains ce qui tend à ralentir leur effondrement. A l'inverse, un échantillon lâche montrera un comportement contractant qui, couplé avec le développement de surpressions, aura tendance à accélérer l'avalanche. L'influence de la géométrie initiale des colonnes sur l'étalement final a également été traité. En faisant varier le rapport d'aspect des colonnes nous avons montré que les colonnes s'étaient de la même manière dans le régime inertiel et dans le cas sec : la longueur d'étalement évolue d'abord linéairement avec les petits rapports d'aspect puis suit une loi de puissance pour les grands rapports d'aspects. Dans le régime visqueux cependant, aucune transition n'a été observée dans la gamme des valeurs considérées. La suite de ces travaux se poursuit selon deux directions. Tout d'abord, une étude plus fine des mécanismes responsables des différences d'écoulement est prévue avec notamment un bilan d'énergie qui permettra quantifier précisément l'influence respective des forces gravitationnelle, collisionnelle et hydrodynamique au cours de l'écoulement. Ces études pourront être ensuite appliquées au problème concret des avalanches sous-marines. En effet, de nombreuses questions restent en suspens dans ce domaine, autant au niveau des modes de transport (charriage, saltation, suspension) et du volume de matière mobilisé, que des répercussions sur l'environnement immédiat (risque de tsunami par exemple).

Références

- [1] E. Lajeunesse, J. B. Monnier, and Homsy G. M. *Granular slumping on a horizontal surface*, Physics of fluids, 17 :2371, 2005.
- [2] L. Lacaze and R. Kerswell. *Axisymmetric granular collapse : a transient 3d flow test of viscoplasticity*, Physical Review Letter, 102 :108305, 2009.
- [3] M. Iverson, M. E. Reid, N. R. Iverson, R. G. LaHusen, M. Logan, J. E. Mann, and D. L. Brien. *Acute sensitivity of landslide rates to initial soil porosity*, Science, 290, 2000.
- [4] M. Pailha, M. Nicolas, and O. Pouliquen. *Initiation of underwater granular avalanches : influence of initial volume fraction*, Physics of fluids, 20, 2008.
- [5] R. Glowinski, T. W. Pan, T. I. Hesla, and D. D. Joseph. *A distributed Lagrange multiplier/fictitious domain method for particulate flows*. International Journal of Multiphase Flow, 25(5) :755-794,1999.
- [6] F. Dubois and M. Jean. *LMGC90 une plateforme de développement dédiée a la modélisation de problèmes d'interaction*, In A. Bignonnet M. Potier-Ferry, M. Bonnet, editor, *Sixieme Colloque National en calcul des structures*, Giens, Ecole Polytechnique,11-118, 2003.
- [7] A. Wachs. *PeliGRIFF, a parallel DEM-DLM/FD direct numerical simulation tool for 3D particulate flows*, Journal of Engineering Mathematics, in Press, 2010.
- [8] V. Topin, F. Dubois, Y. Monerie, F. Perales, and A. Wachs. *Micro-rheology of dense particulate flow : application to immersed avalanches*, Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, 166 :63-72, 2011.
- [9] C. Voivret, F. Radjai, J.-Y. Delenne, and M. S. El Youssoufi. *Space-filling properties of polydisperse granular media*, Physical Review E, 76(2) :021301-12, 2007.
- [10] S. Courrech du Pont, P. Gondret, G. Perrin, and M. Rabaud. *Granular avalanches in fluids* , Physical Review Letter, 90 :044301, 2003.
- [11] L. Staron and E. J. Hinch. *The spreading of a granular mass : role of grain properties and initial conditions*, Granular Matter, 205-217, 2007.