

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'ENVIRONNEMENT

INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE DE STRASBOURG

THÈSE présentée par :

Cécile CLEMENT

soutenue le : 13 septembre 2016

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Géophysique

**Le rôle du fluide dans la liquéfaction
sismique : étude théorique, numérique
et expérimentale**

THÈSE dirigée par :

M TOUSSAINT Renaud

Directeur de recherche CNRS, Université de Strasbourg

RAPPORTEURS :

Mme VIDAL Valérie

M MÅLØY Knut Jørgen

Chargée de recherche CNRS, ENS de Lyon

Professeur de l'Université d'Oslo, Norvège

AUTRES MEMBRES DU JURY :

M ALTSHULER Ernesto

M SCHÄFER Gerhard

Professeur de l'Université de La Havane, Cuba

Professeur de l'Université de Strasbourg

Résumé

La liquéfaction des sols s'observe lors de forts séismes dans des zones saturées en eau, elle provoque la remontée des eaux et un enfoncement ou une inclinaison des bâtiments dans la terre. D'après un modèle conventionnel, la liquéfaction résulte de l'augmentation de la pression de pores due à une compaction du sol provoquée par les ondes sismiques. Le modèle conventionnel explique la moitié des déclenchements de liquéfaction due à des séismes. Dans cette thèse on propose un nouveau modèle de liquéfaction qui vient compléter le modèle actuel, donnant une explication à de nombreux cas de liquéfaction incompris jusque là.

Nous avons mis au point un modèle analytique de milieu granulaire saturé, surmonté d'une sphère modélisant un bâtiment. C'est l'enfoncement de la sphère dans le milieu qui caractérise pour nous l'état liquéfié du milieu. On calcule l'accélération seuil Γ à partir de laquelle les grains du milieu peuvent glisser les uns sur les autres. Cette accélération ne permet pas à la sphère de glisser sur les grains alentours. En effet, contrairement à la sphère les grains du milieu sont immergés et ressentent donc une force d'Archimède. On fait l'hypothèse que l'enfoncement de la sphère est provoqué par le réarrangement progressif des particules plus éloignées. Pour valider notre modèle, on réalise des expériences, des simulations numériques et une analyse de données de terrain.

Nous avons élaboré un dispositif expérimental qui modélise un milieu granulaire soumis à une excitation horizontale contrôlée. Comme grains, nous avons utilisé du sable et des billes de polystyrène non expansé. On pose notre modèle de bâtiment, une sphère, à la surface. On observe trois comportements selon les paramètres de secousses : un comportement rigide où le milieu se comporte comme un milieu indéformable ; un comportement liquéfié où la sphère s'enfonce dans le milieu ; enfin un comportement globalement excité pour les fortes secousses, où tous les grains glissent les uns au dessus des autres et où des cellules de convection apparaissent. Nous suivons la hauteur de la sphère grâce une caméra explorant le domaine de fréquences entre 0.1 et 50 Hz et le domaine d'accélération entre 0.001 et 4 m s^{-2} . On peut alors tracer un diagramme de phases en fonction des paramètres de secousses.

Le résultat est que le comportement rigide, liquéfié, ou globalement excité ne dépend que de l'accélération des secousses au premier ordre. L'accélération à partir de laquelle on observe de la liquéfaction correspond à la limite théorique Γ du modèle analytique. Nous avons ensuite étendu nos résultats à des milieux dont le niveau d'eau par rapport à la surface du milieu granulaire est variable, allant des milieux secs jusqu'aux milieux inondés. On conclut que l'enfoncement de la sphère est maximal lorsque l'eau affleure à la surface du milieu granulaire. Cette observation est cohérente avec le modèle analytique qui stipule que c'est le contraste entre la sphère non portée par l'eau et les grains portés par l'eau qui permet à la sphère de s'enfoncer.

En parallèle nous avons écrit un programme basé sur la dynamique moléculaire qui simule le comportement mécanique de milieux granulaires. Dans ces modèles numériques, l'eau est représentée

par une force d'Archimède. Comme dans les expériences, on modélise la présence d'un bâtiment au dessus du milieu par une large sphère posée à la surface du milieu et on applique une oscillation horizontale. On suit l'enfoncement de la sphère pour caractériser le comportement du milieu. Après avoir retrouvé le même diagramme de phases que dans les expériences, on analyse la micromécanique au sein des particules du milieu. On confirme les hypothèses faites par le modèle analytique en montrant que le comportement liquéfié se caractérise par des contacts rigides entre la sphère et les particules voisines et des contacts glissant au loin.

Nous comparons enfin ces résultats avec les cas de liquéfaction déclenchés par des événements sismiques observés dans des conditions naturelles. On convertit notre accélération seuil Γ en densité d'énergie et on conclut qu'elle correspond au premier ordre à la densité d'énergie à partir de laquelle on observe de la liquéfaction sur le terrain. Notre modèle permet donc d'expliquer des cas de liquéfaction lointaine, ou liquéfaction basse énergie qui étaient non compris jusque là. Bien qu'ils soient totalement indépendants, les résultats du modèle analytique, des simulations numériques, des expériences et des observations sur le terrain coïncident. Notre travail nous a également permis d'obtenir des résultats sur les sables mouvants et sur l'impact des fondations des bâtiments dans un sol liquéfié.

Remerciements

Je tiens à commencer en remerciant grandement Renaud Toussaint mon directeur de thèse. C'est avec un excellent ratio autonomie/encadrement que Renaud a été le guide de ce travail pendant trois ans. Toujours de bons conseils et toujours disponible malgré ses multiples doctorants et étudiants à suivre, il a su m'enseigner, au delà de la géophysique, comment apprécier le métier de chercheur.

Je remercie ensuite les membres du jury, Valérie Vidal, Knut Jørgen Måløy, Ernesto Altshuler et Gerhard Schäfer d'avoir accepté d'être rapporteur ou examinateur de cette thèse.

Je voudrais également remercier Einat Aharanov pour m'avoir accueillie à l'observatoire Lamont-Doherty de New York pendant dix jours. Merci aussi à Alexis d'avoir été du voyage et sans qui l'aventure aurait été beaucoup moins sympathique.

J'aimerais aussi remercier mes collègues du jardin des sciences, Natacha Toussaint, Marion Lelievre, Claire Duquesnoy, Emmanuelle Kuhn, Floriane Provost et Christelle Spettel pour tous les bons moments qu'on a passé au musée de sismologie et dans leurs bureaux, et aussi Yann pour sa petite voix enfantine de l'époque qui rend tellement bien dans le film d'animation pour les écoles primaires.

Parmi tout mes collègues de l'EOST, je tiens à remercier en particulier Yann Ziegler d'être tellement enclin à discuter de tout à n'importe quel moment. Alors qu'il y a quatre ans les seuls commandes UNIX que je connaissais étaient "ls" et "cd", Yann m'a patiemment appris à résoudre mes problèmes informatiques et à voir mes ordinateurs comme des alliés. J'ai encore du chemin à faire, mais pour tout ce qui est derrière moi, merci Yann.

De l'EOST j'aimerais aussi remercier Jean-Marc Brendle et Alain Steyer pour leurs aides précieuses en matière d'informatique et de mécanique. Je ne serais pas allée bien loin sans le support technique qu'ils m'ont apporté.

I want to thank my foreign colleagues with whom I had very interesting discussions. They helped me to understand deeply my topic of research, Einat Aharanov, Knut Jørgen Måløy, Ernesto Altshuler, Gustavo Sanchez-Colina and Alfo-José Batista-Leyva. In particular I want to thank the cubain colleagues who make it possible to write two articles with them. Thank you very much to Dion Weatherley who came to installed the program ESyS-Particle on our computer and who showed us how to use it. Merci à Mohammed Bousmaha pour les expériences qu'il a réalisé à l'EOST alors que je rédigeais cette thèse, car je n'aurais pas eu le temps de les faire moi même.

Merci aussi à Anthony pour son cours en accéléré pour l'utilisation d'Illustrator. Quand je décidai au dernier moment de changer de logiciel et de faire mes schémas avec Illustrator, Anthony - pourtant en plein déménagement - m'a épargné de longues heures de tutoriel. Et merci à Sheldon et Noëlie pour leur aide précieuse en matière de traduction.

Je remercie chaleureusement mon cher Pierre à qui je pourrais consacrer toute une page, tout un chapitre Pierre a suivi le déroulement de cette thèse du premier au dernier jour. Il a toujours su paraître intéressé par ce formidable phénomène qu'est la liquéfaction des sols. Contraint de suivre au jour le jour toutes les évolutions de mon travail, évolutions positives comme évolutions négatives, Pierre m'a permis de prendre du recul et de démêler le bon du mauvais dans mes (multiples) problèmes de programmations, de physique, d'interprétation de résultats et de rédaction. Merci Pierre pour ta patience infinie.

Je voudrais remercier également mes parents à qui je dois probablement le goût pour les sciences. Maintenant maman à mon tour, je prends conscience petit à petit de tout ce qu'ils ont fait pour moi. Merci en particulier à ma maman pour sa relecture pointilleuse et rigoureuse.

Enfin merci à Jean-Rémi et Vincent pour ces deux années de collocation les plus tranquilles possible, qui laisseront sur les films de ma caméra des scènes mémorables.

Table des matières

Résumé	i
Remerciements	iv
Table des matières	vi
Liste des Figures	ix
1 Introduction	1
1.1 Etat de l’art sur la liquéfaction provoquée par les séismes	1
1.2 Un modèle conventionnel de liquéfaction	4
1.2.1 Présentation du modèle	4
1.2.2 Déclenchements de liquéfaction non expliqués par le modèle	4
1.3 Les besoins d’un nouveau modèle	5
1.3.1 Liquéfaction en milieux drainés	5
1.3.2 Liquéfaction sous le seuil d’énergie minimum donné par le modèle conventionnel	6
1.3.3 Plan de la thèse	7
2 L’art de la liquéfaction en milieux drainés et saturés	8
2.1 Un nouveau modèle de liquéfaction	8
2.1.1 Mise en place du modèle analytique de milieu granulaire	8
2.1.2 Réaction du milieu modèle à une secousse sismique	10
2.1.3 Perspectives liées au modèle analytique	13
2.2 Article : ”The art of sinking during earthquake”, en préparation pour Physical Review E	14
2.2.1 Résumé des résultats de l’article	14
2.2.2 ”The art of sinking during earthquake”	15
2.3 Revue des résultats de l’article et résultats supplémentaires	35
2.3.1 Liquéfaction jusqu’à l’isostasie	35
2.3.1.1 Equilibre dicté par notre modèle	35
2.3.1.2 Quelques exemples	35
2.3.1.3 Étude statistique	37
2.3.2 Diagramme de phases	38
2.3.3 Dynamique de la pénétration de l’intrus	39
2.3.3.1 Evolution exponentielle	39
2.3.3.2 Expression du temps de demie-vie selon nos paramètres	40

2.3.3.3	Cas particulier de liquéfaction : liquéfaction lente	42
2.3.4	Etude microscopique des milieux granulaires lors des différents régimes . . .	45
2.3.5	Application aux données de terrains	46
3	Méthodes, description des expériences et des simulations	51
3.1	Expériences : détails et méthodes	51
3.1.1	Matériel utilisé	51
3.1.1.1	Description du setup expérimental	51
3.1.1.2	Mesure du coefficient de friction statique dans les expériences . . .	53
3.1.2	Analyse des données	53
3.1.2.1	Traitement des images	53
3.1.2.2	Etude de reproductibilité des expériences	56
3.1.3	Effet de l'homogénéité de la densité des intrus	59
3.1.3.1	Explication analytique	59
3.1.3.2	Un effet visible et quantitatif	60
3.1.3.3	Mesure de la densité exacte de nos intrus	61
3.1.4	Identification du phénomène de liquéfaction au sein des expériences	62
3.1.4.1	Trois régimes principaux	62
3.1.4.2	Choix de seuil pour différencier les trois régimes	64
3.2	Simulations : détails et méthodes	65
3.2.1	Mise en place des simulations	65
3.2.2	Calcul des forces	66
3.2.2.1	Quand deux particules entrent en contact	66
3.2.2.2	Quand les particules interceptent les bords du milieu	68
3.2.3	Préparation des milieux granulaires	69
3.2.3.1	Sédimentation des particules du milieu granulaire	69
3.2.3.2	Ajout d'une structure en haut du milieu	71
3.2.4	Détails croustillants pour des calculs efficaces	71
3.2.4.1	Le choix du pas de temps	71
3.2.4.2	Les tableaux de voisinage des particules	73
3.2.4.3	Intégration avec l'algorithme de Verlet	74
3.2.5	Conservations de la quantité de mouvement dans nos simulations	74
3.2.6	Influence des bords de la boîte contenant le milieu granulaire	76
3.2.7	Identification du phénomène de liquéfaction au sein des simulations	78
3.2.7.1	Trois régimes principaux	78
3.2.7.2	Choix de seuil pour différencier les trois régimes	79
4	Etude des cas secs et plus généralement non saturés	81
4.1	Niveau d'eau variable, un cas général en géophysique	81
4.1.1	Saturation en eau des zones de liquéfaction dans la nature	81
4.1.2	Extension du modèle théorique aux milieux sur- ou sous- saturés	82
4.2	Article : "Shake and sink : liquefaction without pressurization", soumis au journal Nature Geoscience	83
4.2.1	Résumé des résultats de l'article	83
4.2.2	"Shake and sink : liquefaction without pressurization"	84
4.2.3	Liquéfaction maximale pour les milieux saturés : apport des simulations numériques	108
4.2.4	Liquéfaction maximale pour les milieux saturés : apport des expériences . .	111

4.2.5	Liquéfaction en profondeur des sols non-saturé : modèle de milieu continu	113
4.2.6	Liquéfaction en profondeur des sols non-saturés : apport des simulations numériques	115
4.3	Milieu granulaire sec, un cas d'étude pour les physiciens	116
4.3.1	Introduction à la problématique de suivi d'un objet dans un milieu granulaire	116
4.3.2	Article : "Lock in accelerometry : to follow sink dynamics in shaken granular matter", publié dans <i>Review of scientific instruments</i>	117
4.3.3	Application à la géotechnique : recherche de fondations prévenant la subsidence des bâtiments dans les sols liquéfiés	123
4.3.3.1	Projet de modèles de bâtiment avec et sans fondations	123
4.3.3.2	Création des bâtiments pour les simulations numériques	124
4.3.3.3	Article : "Sink vs. tilt penetration into shaken dry granular matter : the role of foundation", soumis dans <i>Physical Review Applied</i>	124
4.4	Application de nos travaux à du sable	138
4.4.1	Expériences dans du sable sec et saturé	138
4.4.2	Simulations numériques dans du sable numérique saturé	140
5	Conclusions et Perspectives	144
5.1	Perspectives	144
5.1.1	Application aux sables mouvants	144
5.1.2	Application à un séisme réel	145
5.1.3	Différents champs gravitationnels	146
5.1.4	Simulations numériques en 3D	148
5.1.5	La mobilité du fluide	148
5.1.6	Les coulées pyroclastiques, glissements de terrain terrestres et sous-marins et transport en milieux poreux	149
5.2	Conclusions	150
5.2.1	Conclusions quant au modèle analytique	150
5.2.2	Conclusions quant à la dynamique de l'intrus	152
5.2.3	Élargissement à différentes saturations	152
	Références Bibliographiques	154

Liste des Figures

2.1	Schématisation d'un milieu granulaire.	9
2.2	Schématisation d'un milieu granulaire soumis à une excitation externe.	11
2.3	Simulations : enfoncement des intrus jusqu'à l'isostasie.	36
2.4	Expériences : enfoncement des intrus jusqu'à l'isostasie.	37
2.5	Diagramme de phases pour les expériences et les simulations	38
2.6	Vitesse de pénétration de l'intrus dans un milieu liquéfié en fonction de $\frac{P.G.V.}{g}$	41
2.7	Obtention d'une normalisation qui réunit les courbe représentatives de \mathcal{X}_{in}	42
2.8	Liquéfaction lente parmi les simulations	43
2.9	Liquéfaction lente parmi les expériences	44
2.10	Simulations montrant la micromécanique du régime de liquéfaction hétérogène.	46
2.11	Simulations montrant la micromécanique des régimes rigide, liquéfaction hétérogène et liquéfaction globalement excitée.	47
2.12	Fréquence dominante du mouvement du sol lors d'un séisme.	48
2.13	Application de notre modèle aux données de terrain.	49
3.1	Photographies des dispositifs expérimentaux utilisés dans cette thèse	51
3.2	Recherche de l'intrus dans les images de la caméra.	53
3.3	Explication de l'erreur de mesure due à la perspective dans les images.	55
3.4	Reproductibilité des expériences	57
3.5	Evolution de l'allure de la descente de l'intrus avec le vieillissement du milieu.	58
3.6	Schématisation de la réaction entre l'intrus et le milieu dans les cas d'un intrus homogène et d'un intrus non homogène.	59
3.7	Effet de la répartition non homogène de la masse de l'intrus sur son enfoncement.	60
3.8	Observations des états rigide , de liquéfaction hétérogène et de liquéfaction globalement excitée dans les expériences.	63
3.9	Traitement des images issues de la caméra rapide.	65
3.10	Schématisation d'un contact entre deux particules pendant les simulations.	67
3.11	Exemple de création d'un milieu granulaire numérique.	70
3.12	Simulations réalisées avec différentes raideur de ressort.	72
3.13	Série d'instantanés d'un milieu granulaire numérique dans le vide.	75
3.14	Conservation de la quantité de mouvement dans nos simulations.	75
3.15	Influence des bords de la boîte contenant le milieu granulaire.	76
3.16	Comparaison entre un milieu avec des bords rigides et un milieu avec des bords cycliques	78
3.17	Observations des états rigide , de liquéfaction hétérogène et de liquéfaction globalement excitée dans les simulations numériques.	79
4.1	Les différents niveaux d'eau utilisés dans les simulations	108

4.2	Enfoncement de l'intrus en fonction du temps pour différents niveaux d'eau dans les simulations.	109
4.3	Valeur d'enfoncement total de l'intrus en fonction du niveau d'eau.	110
4.4	Expérience en condition sur-saturé.	111
4.5	Etat initial et final pour des expériences avec différents niveaux d'eau	112
4.6	Enfoncement de l'intrus en fonction du temps pour différents niveaux d'eau dans les expériences.	112
4.7	Visualisation des contacts glissants entre les particules des simulations	115
4.8	Deux modèles de bâtiments, avec et sans fondations	123
4.9	Bâtiments avec et sans fondations pour les simulations numériques.	124
4.10	Snapshots d'expériences réalisées avec le sable d'Oran dans les cas sec et saturés. .	138
4.11	Diagramme de phases des expériences réalisées avec le sable d'Oran sec.	139
4.12	Snapshots d'un cas de liquéfaction globalement excitée dans les expériences réalisées avec le sable d'Oran	140
4.13	Descente de l'intrus dans un sable numérique, régime rigide , de liquéfaction hétérogène et de liquéfaction globalement excitée	141
4.14	Etat initial et final de simulations réalisées dans du sable.	142
4.15	Diagramme de phases pour des simulations réalisées dans du sable.	142
5.1	Diagramme de phases pour les simulations sur la lune.	147

Chapitre 1

Introduction

1.1 Etat de l'art sur la liquéfaction provoquée par les séismes

Commençons tout d'abord par définir les milieux granulaires qui sont l'objet d'étude de cette thèse. Un milieu granulaire est un ensemble formé par des grains. À grande échelle, les milieux granulaires peuvent paraître homogènes. À petite échelle par contre on remarque qu'ils sont composés de particules arrangées de manière désordonnée (non cristalline), donc de configuration hétérogène à l'échelle des grains. De surcroît pour les milieux granulaires naturels, on a également des hétérogénéités car les grains sont généralement de différentes tailles, de différentes formes, de différentes compositions chimiques et de différentes densités. On peut citer quelques exemples de milieux granulaires : le sable, les silos de céréales, les poudres de cosmétique, et les sols.

Les milieux granulaires et les systèmes qui combinent granulaire et fluide font l'objet de nombreuses études. Citons par exemple les études où la taille réduite des particules augmente l'impact de la présence de l'air et où la combinaison de la mécanique des grains et de l'hydrodynamique de l'air peut provoquer des instabilités de Rayleigh-Taylor [1–3] par injection d'air dans des systèmes granulaires verticaux, de la fluidisation [4] avec un apport d'énergie extérieur, des sables mouvants et des giclées [5], ou encore de la fracturation [6, 7] par injection d'air. Vient ensuite les études des systèmes granulaire-fluide saturés ou partiellement saturés de fluide autre que l'air, où on observe notamment des instabilités de Rayleigh-Taylor [8, 9] par injection de fluides de viscosités et compressibilités différentes, des bulles prisonnières dans des milieux granulaires triphasiques [10, 11], des dynamiques de fracturation et fluidisation [12, 13] et des sables mouvants [14, 15].

On se concentrera ici sur l'étude des milieux granulaires qui forment les sols. Tels qu'on se les représente *a priori*, les plages de sable, les sols de remblaiement et les pentes de neige soutiennent les poids posés à leur surface. Ces poids sont portés par les grains qui forment des chaînes de force se propageant dans le sous-sol en redistribuant une partie de la charge aux grains alentours. Ce ne sont donc pas uniquement les grains, graviers ou particules situés sous les charges qui portent

ces dernières, comme c'est le cas dans des liquides newtoniens au repos, mais c'est bien une large partie de la structure du milieu granulaire qui est mise à contribution [16].

Dans cet état que nous venons de décrire, les sols granulaires ont un comportement solide. Les différents grains qui les constituent établissent des contacts durables entre eux. Par contact durable on entend que les grains gardent les mêmes voisins grains et ne glissent pas ou peu les uns contre les autres. Ces contacts entre grains peuvent néanmoins être fragilisés par la présence d'eau interstitielle, et par l'apport d'énergie extérieure, comme lors d'une sollicitation par des vibrations, et c'est alors toute la structure du milieu granulaire qui se trouve affaiblie. Lorsque le milieu granulaire se déforme, les contacts entre les grains cèdent et les chaînes de forces qui répartissent la charge posée à la surface du milieu se raccourcissent et se reconfigurent. On dit que la pression solide dans le milieu diminue, il y a moins de poids qui est porté par les grains, et plus de poids qui est porté par le fluide entre les grains, ou qui est converti en quantité de mouvement. C'est dans ces conditions qu'on observe des phénomènes tels que les avalanches [17–19], les glissements de terrain [19–21], les sables mouvants [5, 14, 15] et la liquéfaction des sols [22]. Dans tous ces cas, le milieu granulaire a perdu sa résistance aux contraintes cisailantes, il adopte un comportement proche de celui d'un liquide visqueux, il coule. On impose une contrainte cisailante à un milieu par exemple lorsqu'on incline le plan sur lequel il est posé. Un sol bien consolidé va accepter l'inclinaison sans se déformer. Un sol qui a perdu sa résistance aux contraintes cisailantes va couler, plus ou moins comme un liquide, et former une avalanche. Les objets denses à la surface des milieux granulaires ayant perdu la résistance au cisaillement s'enfoncent, c'est ainsi que les skieurs se retrouvent sous la couche de neige pendant une avalanche, que les aventuriers du Mont St Michel se retrouvent ensevelis (jusqu'aux cuisses seulement, sous l'effet combiné de la gravité et des forces d'Archimède!) dans les sables mouvants et que des voitures peuvent s'enfoncer dans les accotements des routes lors de séismes amenant de la liquéfaction de sols. C'est à cette dernière situation, relative aux séismes, que l'on consacre nos recherches.

Lorsque des séismes de forte magnitude ont lieu, on peut observer un phénomène appelé la liquéfaction du sol, principalement dans les zones où les sols sont saturés en eau [23–29]. Ce phénomène a notamment pour conséquences une remontée en surface de l'eau présente dans le sol ainsi que des structures peu dense enterrées comme les canalisations. On déplore également l'enfoncement des structures denses originellement à la surface des sols, comme les bâtiments, infrastructures routières ou industrielles et les voitures. Lorsque la liquéfaction a lieu en ville, les dégâts sur les bâtiments et les infrastructures peuvent être considérablement plus importants que ceux provoqués par les secousses du séisme. Le phénomène de liquéfaction a été observé récemment à Tokyo (au Japon) après le séisme de Tohoku en 2011 [29, 30] et à Christchurch (en Nouvelle Zélande) après le séisme de Canterbury en 2010 [31, 32]. Les exemples connus de liquéfaction des sols sont ceux ayant fait suite au séisme de Niigata (au Japon) [33, 34] en 1964 et au grand séisme d'Alaska en 1964 également [35] à partir desquels les géotechniciens commencèrent à étudier le phénomène. Un autre exemple connu est la destruction du port de Kobe en 1995 lors du séisme

de Hanshin (au Japon) [36]. La liquéfaction peut avoir lieu assez loin de l'épicentre du séisme. En 1964 lors du grand séisme d'Alaska on a observé un phénomène de liquéfaction à 400 km de l'épicentre. Les sols les plus vulnérables à la liquéfaction sont les sols mal consolidés, notamment les remblais artificiels. Les polders (zones de terre gagnées sur la mer) sont aussi très sujets à la liquéfaction. La liquéfaction se manifeste par la perte de la capacité portante du sol. Le sol se comporte comme un liquide, les objets lourds s'enfoncent (routes et bâtiments) tandis que les objets légers et enterrés remontent (canalisations). On peut observer des glissements de terrain le long de pentes qui sont considérées stables en temps normal. Les structures superficielles (trottoirs, murets) se fissurent suite à la liquéfaction et au déplacement latéral de la couche de sol. Enfin lorsqu'un sol se liquéfie, des volcans de boues peuvent se former à la surface et de l'eau chargée en sédiments se déverse à travers des fissures créées par le séisme, déposant les sédiments autour du point d'injection, et formant les cônes de taille typiquement décimétrique à décamétrique nommés volcans de boue. Une fois secs, ces volcans de boues deviennent de grandes étendues côniques de sédiments larges de plusieurs dizaines de mètres - dans les cas extrêmes, comme en Indonésie à Lusi de tels volcans de boue peuvent produire des sédiments recouvrant des régions de plusieurs kilomètres sur plusieurs mètres d'épaisseur [37].

Plusieurs phénomènes peuvent affaiblir les contacts entre les grains constituant les milieux granulaires et donc réduire la pression solide transmises entre ces grains. Lohse et al. [5] et Brizinski et al. [38] font passer un flux d'air montant à travers un milieu granulaire sec pendant quelques minutes. Ils observent alors que le milieu ainsi transformé supporte beaucoup moins bien le poids d'objets posés à sa surface, les objets s'enfoncent. Huerta et al. [4] étudient la liquéfaction d'un milieu granulaire lorsqu'il est animé par une oscillation horizontale. Les objets peu denses préalablement enfoncés dans le milieu se mettent alors à remonter à sa surface. Dans de nombreuses études comme [39, 40] les contacts grains-grains sont affaiblis par des secousses verticales et on observe alors un phénomène de ségrégation parmi les particules, les plus volumineuses montent tandis que les plus petites descendent. L'ajout d'eau dans le milieu a aussi des effets remarquables [41]. Geromichalos et al. dans [42] montrent que l'addition d'une infime quantité de liquide dans un milieu granulaire soumis à des secousses horizontales réduit tout d'abord le phénomène de ségrégation de ces particules. En effet la création de ponts capillaires entre les particules augmente la cohésion entre ces particules. Par contre l'effet de ségrégation augmente quand la quantité d'eau dépasse un certain seuil. L'eau en assez grande quantité va mouiller les particules, et comme les coefficients de friction des matériels sont en général plus petits lorsque le matériel est mouillé, les particules vont pouvoir glisser les unes contre les autres. L'eau a également un effet majeur pour diminuer les contraintes solides en augmentant la pression du fluide interstitiel, notamment sous l'effet de la gravité, et en exerçant des forces d'Archimède, comme sera discuté en détail dans cette thèse. Ainsi les contacts entre les grains sont affaiblis et les grosses particules vont monter en accord avec l'effet des noix du Brésil.

Parmi toutes ces manifestations de liquéfaction mettant en jeu des sols granulaires saturés en

eau et des séismes, nous avons choisi de nous concentrer sur celle qui étudie le comportement d'objets initialement posés à la surface du sol granulaire. On se propose ici d'étudier l'enfoncement d'un intrus dans un milieu granulaire liquéfié. L'intrus pouvant modéliser conceptuellement un bâtiment est initialement à l'équilibre mécanique avec le milieu. Lorsque le milieu est animé d'un mouvement sinusoïdal, on peut observer l'intrus s'enfoncer.

1.2 Un modèle conventionnel de liquéfaction

1.2.1 Présentation du modèle

Il existe un modèle commun de liquéfaction des sols qui est largement répandu dans la communauté scientifique. C'est sur ce modèle que sont basées les directives que produisent et suivent les ingénieurs et les géotechniciens pour empêcher la détérioration des infrastructures liée à la liquéfaction des sols. La liquéfaction peut avoir lieu dans tous les types de sols granulaires saturés, peu consolidés et non drainés [27, 43]. Elle est couramment expliquée par le transfert des contraintes depuis les contacts entre grains vers le fluide. Dans le cas de la liquéfaction déclenchée par un séisme, les secousses sismiques induisent une contrainte sur le milieu de manière cyclique. Le milieu granulaire ainsi vibré va se compacter [44]. Dans le cas d'un sol non ou mal drainé, le fluide contenu dans les pores ne peut pas s'échapper à mesure que le sol se compacte. La pression du fluide augmente donc rapidement. D'après la loi de Terzaghi [45] la contrainte effective supportée par la partie solide du milieu granulaire -les grains- est la différence entre la contrainte totale et la pression du fluide dans les pores. La contrainte effective diminue alors parallèlement à l'augmentation de la pression de pore. C'est ainsi que le poids à la surface du milieu granulaire est de plus en plus porté par l'eau au fur et à mesure que la pression dans les pores monte. Comme on le sait, l'eau ne résiste pas aux contraintes cisailantes, c'est donc le sol liquéfié lui-même qui perd sa résistance aux contraintes cisailantes. Le sol réagit comme un fluide tant que la pression dans ses pores ne s'est pas relâchée/dissipée. Cette pression se dissipe à la fin des secousses ou lorsque le fluide casse une barrière de perméabilité qui le retenait sous pression et s'échappe. C'est à ce moment qu'il y a création de volcans de boues dans les cas où le fluide s'échappe vers la surface.

1.2.2 Déclenchements de liquéfaction non expliqués par le modèle

Bien que le modèle conventionnel de liquéfaction ait fait ses preuves de nombreuses fois [46, 47] plusieurs situations restent cependant inexpliquées [25]. La première situation non expliquée par le modèle conventionnel est la liquéfaction dans des sols pré-consolidés. On peut citer comme exemple le séisme de Kobe de 1995 où des dommages considérables dus à la liquéfaction ont été rapportés dans le port de Kobe dont une partie était pourtant pré-consolidée [36]. Selon le modèle conventionnel, la liquéfaction a lieu dans les sols peu consolidés et elle provoque la compaction

de ces sols. Ainsi elle ne devrait pas avoir lieu dans les sols consolidés, ou précompactés, qui ne devraient pas subir de compaction importante, d'après les recommandations géotechniques classiques. Vient ensuite la liquéfaction récurrente [23, 29, 46, 48], lorsqu'un même sol se liquéfie à plusieurs reprises, comme par exemple le sol de Mexico City au Mexique [49]. Selon le même argument que précédemment, les sols ne devraient pas pouvoir se liquéfier plusieurs fois puisque la liquéfaction provoque la consolidation du sol par compaction. Une autre situation inexplicée est celle de la liquéfaction en champ lointain, déclenchée par une faible énergie [50, 51]. En effet, la liquéfaction des sols nécessitant l'apport d'une certaine énergie extérieure, elle a normalement lieu assez proche des épicentres des séismes. Pourtant on observe des événements de liquéfaction à des distances épacentrales particulièrement grandes. Enfin un dernier point inexplicé est la liquéfaction des sols drainés. En effet, comme le modèle conventionnel nécessite que la pression de pores augmente, le milieu granulaire ne doit pas être drainé. On observe pourtant des cas de liquéfaction dans des milieux drainés où l'eau peut s'écouler entre les pores [52–54].

1.3 Les besoins d'un nouveau modèle

Pour guider nos recherches, nous sommes partis de deux constats.

1.3.1 Liquéfaction en milieux drainés

Le premier constat est issu d'une expérience que l'on développe ci-dessous. On se munit d'un sable et d'un cylindre en granite pour réaliser un modèle de sol soutenant une structure. On commence avec du sable sec sur lequel on dépose le cylindre, figure 1.1a) à gauche. En secouant manuellement le milieu, on observe que le cylindre se déplace et s'enfonce presque de moitié, figure 1.1a) à droite. On réitère l'expérience en saturant au préalable le milieu avec de l'eau, figure 1.1b) à gauche. L'eau affleure en haut du sable. Cette fois en secouant le milieu on observe que le cylindre s'enfonce entièrement dans le milieu. Sur la figure 1.1b) à droite on voit qu'une toute petite partie du cylindre émerge. Enfin, on recommence l'expérience avec un sable initialement inondé. L'eau sature entièrement le sable, et est présente en excès, i.e. elle recouvre le sable et le cylindre sur une couche libre de grains de quelques centimètres de haut, figure 1.1c) à gauche. En secouant ce dernier milieu, on remarque que le cylindre ne coule quasiment pas, figure 1.1c) à droite. La thèse que l'on défend ici part donc du constat que la présence d'eau jusqu'à la surface du milieu suffit à déclencher de la liquéfaction lorsque le milieu est secoué. Par le terme "suffit" on sous-entend que l'on n'a pas eu recours aux méthodes de confinement couramment employées pour observer la liquéfaction en laboratoire. Le fait que le cylindre ne s'enfonce pas dans le cas initialement inondé (figure 1.1c)) nous laisse penser que c'est en grande partie la force d'Archimède qui contrôle la liquéfaction dans les expériences présentées. En s'appliquant sur les grains de sable et pas sur le cylindre dans le cas saturé, figure 1.1b), la force d'Archimède réduirait le poids effectif des grains

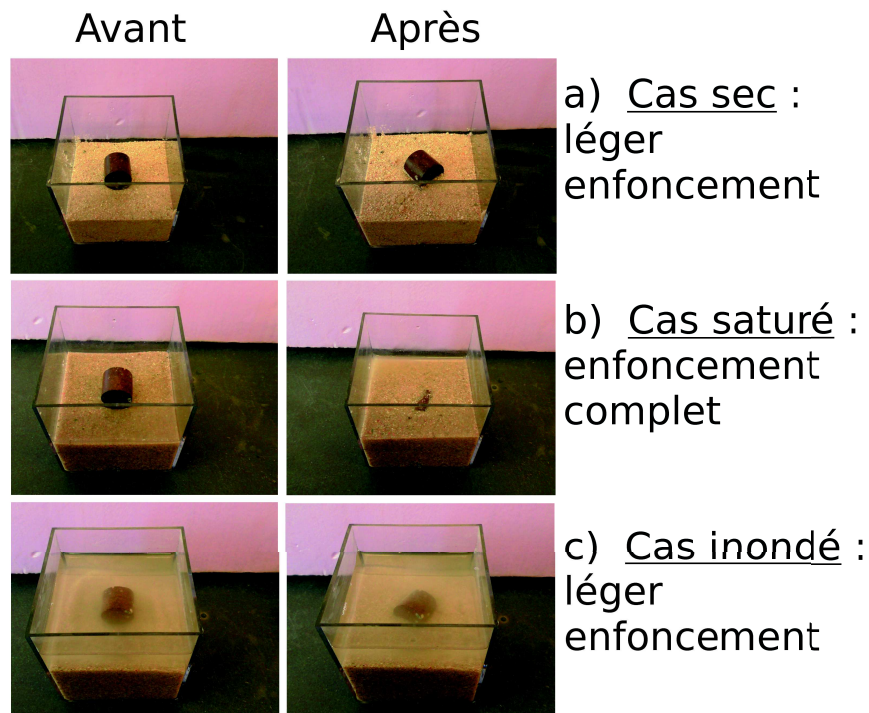


FIGURE 1.1 – Expériences illustrant le comportement d'un cylindre de pierre sur un sable : a) sec; b) saturé; c) inondé.

et leur permettrait de se déplacer tout en laissant le cylindre peser de tout son poids. Dans le cas sec au contraire, la force d'Archimède ne s'applique nulle part, les grains restent capables de résister au cisaillement. Enfin dans le cas inondé, la force d'Archimède s'applique partout, donc bien qu'elle réduise la pression solide transmise par les grains et leur permette de se glisser, elle réduit fortement la charge qui s'applique sur la surface du sable en portant partiellement le cylindre de pierre. Le cylindre appuie moins sur les grains qui sont encore capables de résister à un faible cisaillement.

1.3.2 Liquéfaction sous le seuil d'énergie minimum donné par le modèle conventionnel

Le deuxième constat sur lequel nous nous basons résulte d'un long travail de compilation de données publiées dans [28, 50]. Ces données répertorient des déclenchements de liquéfaction dans le monde suite à des événements sismiques, en fonction de la distance à l'épicentre et de la magnitude du séisme. Ces données permettent de constater que la liquéfaction des sols est déclenchée par une densité d'énergie aussi faible que 0.1 J m^{-3} . Parallèlement, les études géotechniques sur la résistance et la liquéfaction des sols montrent que la densité d'énergie minimale nécessaire à liquéfier des échantillons en laboratoire est de 30 J m^{-3} [50, 55]. Ainsi les cas de liquéfaction sur le terrain répertoriés pour des densités d'énergies allant de 0.1 à 30 J m^{-3} ne sont pas expliqués pour le moment. On travaille donc sur un nouveau modèle de liquéfaction qui viendrait compléter

le modèle actuel en justifiant ces cas de liquéfaction à basse énergie. D'autres références font aussi état de liquéfaction dite lointaine ou dans des zones à activité sismique modérée [25, 51].

1.3.3 Plan de la thèse

Nous débuterons cette thèse en introduisant un nouveau modèle analytique de liquéfaction de sol, qui repose sur les équations de la mécanique newtonienne. De ce modèle, on déduira les limites inférieures et supérieures d'accélération entre lesquelles a lieu la liquéfaction dans des milieux granulaires drainés. On étendra nos résultats à plusieurs conditions de saturation. On présentera ensuite les méthodes utilisées pour réaliser des expériences et des simulations numériques qui nous ont permis de valider notre modèle. Nous terminerons cette première partie avec un article en voie de soumission à *Physical Review E* qui traite de la pénétration d'un intrus dans un milieu granulaire saturé en eau et liquéfié par des oscillations.

Dans une seconde partie, on reprendra en détail tous les résultats de l'article précédent. Pour cela on commencera par introduire les variables normalisées qui nous permettront de quantifier la liquéfaction et de classer de manière systématique les résultats expérimentaux et numériques. On discutera ensuite de l'enfoncement d'un intrus jusqu'à sa position isostatique. S'ensuivra une partie sur le lien entre la vitesse d'enfoncement de l'intrus et le coefficient de viscosité effectif du milieu liquéfié. Enfin on adaptera nos résultats pour expliquer le constat détaillé plus haut de l'existence d'un seuil de densité d'énergie à partir duquel on observe de la liquéfaction sur le terrain. Pour ce faire on élaborera une équivalence entre la densité d'énergie sismique et l'accélération minimale imposée dans nos expériences et simulations. Un article synthétisant les résultats décrits jusqu'à présent, soumis à *Nature Geoscience*, terminera cette deuxième partie.

C'est dans une troisième partie que l'on présentera les résultats étendus à des niveaux d'eau variables dans nos expériences et simulations. On vérifiera alors que l'intrusion de la balle dans le milieu est bien maximale lorsque l'eau affleure à la surface du milieu. On décrira ensuite ce qu'il se passe plus en profondeur dans le milieu lorsque la nappe d'eau arrive sous la surface du milieu granulaire. Enfin, appuyé de deux articles, l'un publié à *Review of Scientific Instruments*, l'autre soumis à *Physical Review Applied*, on traitera le cas des milieux granulaires secs. On transformera alors notre intrus de départ en un intrus sensible muni d'un accéléromètre, ce qui nous permettra de suivre plus précisément son mouvement. C'est aussi dans un milieu sec que l'on testera deux formes d'intrus dont on tirera des résultats concernant les fondations des bâtiments.

Dans un dernier chapitre on présentera toutes les perspectives qu'offrent nos travaux avant de conclure.

Chapitre 2

L'art de la liquéfaction en milieux drainés et saturés

2.1 Un nouveau modèle de liquéfaction

Compte tenu des observations décrites dans l'introduction, nous avons décidé d'aller plus loin dans l'exploration de la liquéfaction des sols. Nous présentons dans cette partie un modèle analytique de liquéfaction d'un milieu granulaire par une accélération imposée de l'extérieure. Avec quelques hypothèses et des rudiments de mécaniques, nous sommes parvenus à trouver à quelle condition l'accélération extérieure provoque la liquéfaction de notre milieu granulaire théorique.

2.1.1 Mise en place du modèle analytique de milieu granulaire

Voici notre modèle : On considère un milieu granulaire fait de grains sphériques de différentes tailles et de densité ρ_s , voir la figure 2.1. Ce milieu a une porosité Φ et est saturé en eau, les pores sont donc entièrement remplis de fluide (partie bleue de la figure 2.1). On fait l'hypothèse que l'interface eau-air est un plan, on néglige la tension de surface dans ce modèle. On fait également l'hypothèse que les fluides restent en bloc, ce sont des espaces connexes. Il n'y a ni bulle d'air ni goutte d'eau dans notre modèle. Les grains qui composent le milieu sont dans un état d'équilibre mécanique, on suppose que les grains ont sédimenté dans le fluide. On pose à la surface de ce milieu une sphère de rayon r_B et de densité ρ_B - "B" pour "bâtiment" - de façon à ce qu'elle soit elle aussi à l'équilibre mécanique avec le milieu. Cette sphère peut par exemple modéliser un bâtiment construit sur un sol granulaire. Bien qu'il existe quelques bâtiments sphériques dans le monde et que les architectes n'aient pas fini de nous surprendre, il va de soit que la majorité des bâtiments sont des parallélépipèdes, notre choix repose sur la volonté de considérer des formes d'intrus les plus simples possibles pour éliminer les paramètres libres et adopter un point de vue

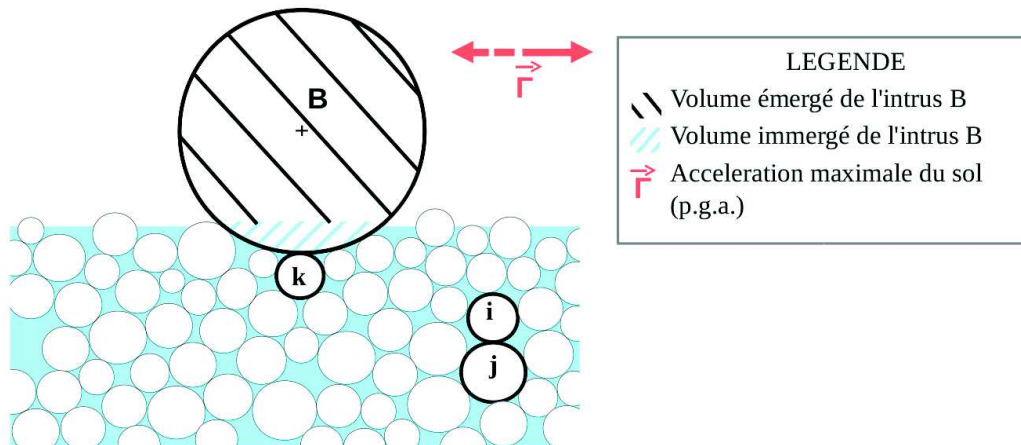


FIGURE 2.1 – Schématisation d'un milieu granulaire. Les grains du milieu, par exemple i et j , sont matérialisés par des sphères tandis que l'eau est représentée par le fond bleu. En haut du milieu la sphère B matérialise notre intrus. Elle est en équilibre mécanique avec le sol au repos. L'intrus est séparé en une partie immergée et une partie émergée. La secousse horizontale qui sera imposée à ce milieu est représentée par la double flèche rouge.

masse volumique des grains	ρ_s
masse volumique de l'eau	ρ_w
porosité du milieu	Φ
masse volumique effective du milieu	ρ_{eff}
volume de l'intrus	V_B
masse volumique de l'intrus	ρ_B
masse de l'intrus	$m_B = V_B \rho_B$
volume immergé de l'intrus	$V_{B.im}$
volume immergé isostatique de l'intrus	$V_{B.imISO}$
volume émergé de l'intrus	$V_{B.em}$
accélération normalisée des secousses	Γ

TABLE 2.1 – Paramètres définis pour le modèle granulaire analytique.

réductionniste, selon les bases de démarche de l'expérimentation physique. C'est pour cette raison principalement que tout au long de cette thèse, on va se focaliser sur des bâtiments sphériques que l'on appellera des intrus. On schématise cette situation dans la figure 2.1.

On peut désormais appliquer une oscillation horizontale de la forme $A \sin(\omega t)$ d'amplitude A et de pulsation ω . Cette oscillation est choisie pour la même raison que le bâtiment sphérique : seulement deux paramètres à contrôler. Elle est schématisée par la flèche rouge sur la figure 2.1. On définit alors une liste de paramètres qui seront utilisés dans tout le manuscrit, voir le tableau 2.1. Tout d'abord Γ qui représente l'accélération maximale du sol normalisée par l'accélération gravitationnelle g et qui s'exprime comme suit : $\Gamma = \frac{A\omega^2}{g}$, puis $V_{B.im}$ le volume immergé de l'intrus et $V_{B.em}$ son volume émergé, représentés respectivement en hachures denses en bleu et blanc et en hachures légères en noir et blanc sur la figure 2.1. On a donc le volume total de l'intrus

$V_B = V_{B.im} + V_{B.em}$. On définit ensuite m_B la masse de l'intrus, et $V_{B.imISO}$ le volume immergé de l'intrus lorsqu'il atteint sa position isostatique dans le milieu granulaire, c'est à dire lorsque la force d'Archimède et la force de gravité qui s'applique sur l'intrus s'annulent. Si le milieu a une densité effective ρ_{eff} qui s'expriment comme $\rho_{eff} = \rho_s(1 - \Phi) + \rho_w\Phi$, avec ρ_w la densité de l'eau et ρ_s la densité des grains, le volume immergé de l'intrus à l'équilibre isostatique est $V_{B.imISO} = V_B \frac{\rho_B}{\rho_{eff}}$. Si $V_{B.im} = V_{B.imISO}$ alors la somme des forces extérieures exercées sur l'intrus est nulle. Ce raisonnement ne s'applique que dans le cas où $\rho_B < \rho_{eff}$. Dans le cas opposé où $\rho_{eff} < \rho_B$, l'hypothèse d'équilibre isostatique se traduit par un enfoncement de l'intrus dans le milieu de densité ρ_{eff} jusqu'à ce qu'il rencontre un milieu de densité supérieure à sa densité ρ_B . On a donc $V_{B.imISO} = V_B$. Le tableau 2.1 récapitule tous ces paramètres.

2.1.2 Réaction du milieu modèle à une secousse sismique

On cherche à caractériser sous quelles conditions le milieu va être destabilisé et les particules remobilisées. On verra ci après que le critère déterminant est la valeur de *Gamma*. On s'intéresse aux particules quelconques du milieu (les particules i et j de la figure 2.2 par exemple) ainsi qu'au cas particulier des particules juste sous l'intrus, ici la particule k de la figure 2.2. On fait le bilan des forces sur la particule j et sur la particule k . La particule j porte le poids de la colonne au dessus d'elle. Comme le milieu est saturé en eau ce poids est composé uniquement de particule immergées. La particule k porte le poids de l'intrus qui n'est pas, ou peu, porté par l'eau. On détaille les calculs des forces dans les article [56, 57] aux sections 2.2.2, 4.2.2. Il en ressort que la force normale qui s'applique sur la particule j est égale à $\vec{F}_{ij}^n = M_{above} \left(1 - \frac{\rho_w}{\rho_s}\right) \vec{g}$ où M_{above} est la masse totale des grains de la colonne au dessus de j . Pour la particule k , la force normale vaut $\vec{F}_{kB}^n = (V_B \rho_B - V_{B.im}(0) \rho_w) \vec{g}$. Cette force est maximale si l'intrus est complètement émergé, dans ce cas $\vec{F}_{kB}^n = (V_B \rho_B) \vec{g}$. Si l'intrus est sous la surface de l'eau cette force est minimale, on a alors $V_{B.im}(0) = V_B$ d'où $\vec{F}_{kB}^n = (V_B \rho_B - V_B \rho_w) \vec{g} = m_B \left(1 - \frac{\rho_w}{\rho_B}\right) \vec{g}$. On va d'abord se cantonner au cas où l'intrus est entièrement émergé.

L'accélération Γ provoque une force d'entraînement horizontale \vec{F}^t d'amplitude $F_{ij}^t = A\omega^2 M_{above}$ et $F_{kB}^t = A\omega^2 m_B$ sur les particules j et k respectivement. On considère que c'est cette force qui, selon son amplitude, va destabiliser le milieu ou non. Le matériau constituant les particules a un certain coefficient de friction statique μ qui a un rôle déterminant ici. En effet, selon la loi de Coulomb, la particule i va glisser sur j si et seulement si

$$F_{ij}^t > \mu F_{ij}^n,$$

c'est à dire si

$$A\omega^2 M_{above} > \mu M_{above} \left(1 - \frac{\rho_w}{\rho_s}\right) g,$$

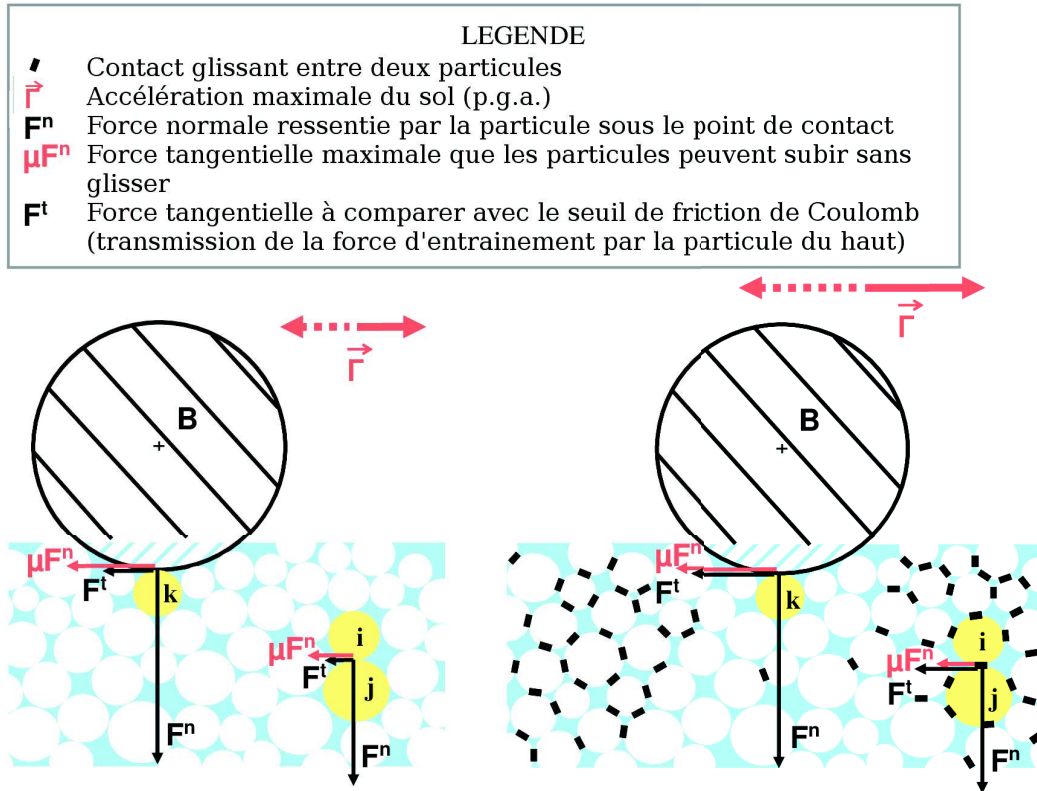


FIGURE 2.2 – Schématisation d'un milieu granulaire soumis à une excitation externe.

À gauche : le milieu est secoué par une faible secousse, il n'y a pas de glissement entre les particules du milieu. Par exemple les grains i et j , qui sont en contact initialement, conservent leur point de contact.

À droite : la secousse est plus importante et permet à certaines particules autour de l'intrus de glisser les unes contre les autres. Les contacts glissants sont indiqués par un rectangle noir. Les grains i et j par exemple glissent l'un sur l'autre, car $F_{ij}^t > \mu F_{ij}^n$. Par contre les contacts entre l'intrus et les particules du dessous sont conservés, car $F_{kB}^t < \mu F_{kB}^n$.

donc si

$$\frac{A\omega^2}{g} = \Gamma > \mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s}.$$

Sur la figure 2.2 de principe, on a représenté schématiquement en noir les contacts glissants entre les particules. Les contacts non glissants ne sont pas représentés. De même l'intrus va glisser sur la particule k si et seulement si

$$F_{kB}^t > \mu F_{kB}^n,$$

c'est à dire si

$$A\omega^2 m_B > \mu m_B g,$$

donc si

$$\frac{A\omega^2}{g} = \Gamma > \mu.$$

Sur la figure 2.2 le contact entre la particule k et l'intrus est un contact non glissant.

On découpe donc l'espace des possibles pour Γ en trois zones :

$$\Gamma < \mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s}$$

$$\mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s} < \Gamma < \mu$$

$$\mu < \Gamma$$

On peut prédire que notre modèle de milieu granulaire aura un comportement différent pour chacune de ces zones. Pour les plus petites accélérations, $\Gamma < \mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s}$, on prévoit qu'aucune des particules du milieu ne reçoit assez de force pour glisser sur les particules adjacentes. L'intrus non plus. C'est un cas où le milieu restera rigide, et c'est aussi le cas représenté sur la figure 2.2 à gauche. Pour des accélérations intermédiaires comprises entre $\mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s}$ et μ on prévoit que certaines particules du milieu peuvent glisser puisque $F_{ij}^t > \mu F_{ij}^n$, mais que l'intrus ne peut toujours pas glisser sur k car $F_{kB}^t < \mu F_{kB}^n$. Cette situation va permettre une réorganisation progressive du milieu, notamment l'enfoncement du bloc de l'intrus et de ses particules voisines sous qui la contrainte normale est plus élevée. On a représenté cette situation sur la figure 2.2 à droite. On s'attend à retrouver les effets de la liquéfaction du sol pour ce groupe d'accélérations. Enfin pour la dernière zone où $\mu < \Gamma$ on prévoit que toutes les particules vont être mobilisées, que l'intrus pourra également glisser sur les particules alentours, et que le milieu se comportera comme un fluide. C'est pour ce groupe d'accélération que l'on pense retrouver notamment l'effet des noix du Brésil.

On nomme les trois états décrits plus haut ainsi : pour des accélérations inférieures à $\Gamma_R = \mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s}$ le milieu granulaire est dit **rigide** ; à partir de Γ_R et jusqu'à $\Gamma_F = \mu$ le milieu est dit **de liquéfaction hétérogène** ; enfin à partir de Γ_F le milieu est dans un état nommé **de liquéfaction globalement excitée** . On peut détailler la situation particulière où l'intrus n'est pas complètement émergé. Cette situation n'implique pas de changement pour le glissement entre les particules à l'intérieur du milieu. En revanche il faut prendre en compte la force d'Archimède qui s'applique sur le volume immergé de l'intrus pour savoir à quelle condition il peut glisser sur la particule k . La loi de friction de Coulomb prévoit qu'il y aura du glissement entre l'intrus et la particule k si

$$F_{kB}^t > \mu F_{kB}^n,$$

c'est à dire si

$$A\omega^2 m_B > \mu (V_B \rho_B - V_{B.im}(0) \rho_w) g$$

donc si

$$\Gamma > \mu \left(1 - \frac{V_{B.im}(0) \rho_w}{V_B \rho_B} \right).$$

Si l'intrus a un volume initialement immergé, la liquéfaction du milieu aura lieu à partir du même moment que si il est complètement émergé, c'est à dire pour $\Gamma > \Gamma_R = \mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s}$. En revanche

l'état **de liquéfaction globalement excitée** commencera pour des accélérations plus faibles, à partir de $\Gamma_{F,2} = \mu \left(1 - \frac{V_{B,im}(0)\rho_w}{V_B\rho_B} \right) < \Gamma_F = \mu$. Plus $V_{B,im}(0)$ est faible et plus on se rapproche du cas où l'intrus est émergé, mais si $V_{B,im}(0)$ est grand alors $\Gamma_{F,2}$ diminue et la fenêtre des accélérations où la liquéfaction est possible se réduit. Dans le cas limite où $V_{B,im}(0) = V_B$ on a $\Gamma_{F,2} = \mu(1 - \frac{\rho_w}{\rho_B})$. Dans les conditions où l'intrus a une masse volumique égale à la masse volumique des grains, $\rho_B = \rho_s$, conditions dans lesquelles on se placera ultérieurement, cette relation implique que $\Gamma_{F,2} = \Gamma_R$. Cela signifie que le milieu passera de l'état **rigide** à l'état **de liquéfaction globalement excitée** sans passer par une phase où les particules du milieu peuvent bouger mais où l'intrus est attaché aux particules avoisinantes.

2.1.3 Perspectives liées au modèle analytique

Le modèle analytique que l'on vient de décrire modélise un milieu granulaire comme on en trouve parmi les sols sédimentaires. Il nous a permis de faire plusieurs prévisions quant au phénomène de liquéfaction des sols.

Il nous a mené à une première conclusion qualitative : un phénomène similaire à de la liquéfaction des sols peut avoir lieu avec notre modèle. On rappelle que les conditions du modèle sont un milieu granulaire saturé en eau surmonté d'un intrus émergé, ou au moins partiellement émergé, avec une surface libre entre l'eau et l'air. L'interface air/eau est un plan horizontal, ce qui nous permet d'éviter de considérer la présence de bulles d'air et de gouttes d'eau. En dehors des forces de frottement, on néglige la cohésion du matériel. Il est bon de remarquer dès maintenant qu'il n'y a pas d'élévation de pression due à la secousse dans notre modèle de liquéfaction, c.à.d. pas de forces visqueuses, contrairement aux modèles de Goren et al. utilisé pour le cisaillement de gouges dans des failles [53], ou aux modèles de Niebling et al. [8, 9, 58], Vinningland et al. [1–3], Johnsen et al. [6], pour la fracturation de granulaires sous l'effet de mouvements de fluides. On considère uniquement la pression hydrostatique, la composante hydrodynamique étant nulle. Ce modèle analytique nous a également permis de faire des conclusions quantitatives, on donne en effet Γ_R , l'accélération du sol à partir de laquelle on prévoit que l'accélération aura lieu, en fonction des paramètres du milieu. Dans la suite, nous présentons un article en préparation pour Physical Review E dans lequel on met au point des expériences et des simulations numériques pour explorer les prédictions faites avec notre modèle analytique.

2.2 Article : "The art of sinking during earthquake", en préparation pour *Physical Review E*

2.2.1 Résumé des résultats de l'article

Cet article a pour sujet d'étude la liquéfaction des sols saturés en eau sous l'effet des ondes sismiques. On commence par présenter une expérience montrant que l'on peut observer un comportement de liquéfaction dans un milieu granulaire saturé en eau, non confiné et soumis à une oscillation horizontale. Le comportement en question est l'enfoncement d'un intrus sphérique, presque isodense au milieu, à l'intérieur dudit milieu granulaire. Il est observé à partir d'une certaine accélération des secousses. On remarque ensuite que ce comportement de liquéfaction disparaît lorsqu'on retente l'expérience avec le même milieu sans eau. On peut alors formuler les problématiques qui nous ont guidés dans ce travail : Comment expliquer la liquéfaction sismique en milieu drainé, sans élévation de la pression de pore ? Et comment expliquer que la présence de l'eau est si primordial pour provoquer l'enfoncement de l'objet dans le sol ? Et enfin, comment interpréter l'accélération à partir de laquelle l'objet s'enfonce dans le milieu saturé en eau ? Dans la suite de l'article, on apportera des éléments de réponses à ces questions qui sont liées.

On enchaîne alors avec la description du modèle analytique qui montre, en se basant sur les équations de la physique newtonienne, que l'enfoncement d'une sphère dans un milieu granulaire saturé en eau est possible pour une accélération supérieure à un seuil qui dépend du coefficient de frottement du matériel et de la densité des grains et du fluide interstitiel. Ce modèle montre également qu'il existe un second seuil d'accélération du milieu à partir duquel le milieu granulaire se comporte comme un lit fluidisé, avec notamment l'apparition de cellules de convections. C'est le même modèle que celui que nous avons présenté en détails dans la section précédente.

S'ensuit une section méthode qui décrit comment nous avons mis au point des expériences et des simulations numériques pour explorer les potentialités de notre nouveau modèle de liquéfaction, et pour confirmer ou réfuter les conclusions auxquelles il nous a menés. Les expériences et simulations seront détaillées plus en profondeur dans le chapitre suivant.

Les résultats de cette étude sont nombreux.

On montre tout d'abord que les expériences et simulations permettent de retrouver la première observation qui est que dans des milieux granulaires secs, l'enfoncement d'intrus n'est pas possible dans nos conditions expérimentales, et ce quelque soit l'accélération imposée. En revanche, cet enfoncement a lieu dans les expériences saturées comme dans les simulations saturées, et ce pour les mêmes accélérations.

Suite à cela, on étudie la micromécanique entre les particules numériques lors des secousses pour des accélérations plus ou moins fortes du milieu. On conclut alors que le mécanisme de liquéfaction

décrit par notre modèle est le même que celui mis en oeuvre dans les simulations, à savoir qu'à partir d'une certaine accélération, ce sont de petits mouvements parmi les particules éloignées de l'intrus qui permettent au milieu de se réarranger et à l'intrus de s'enfoncer en emportant avec lui les particules voisines. Pour des accélérations plus grandes, on observe un changement de dynamique et c'est toutes les particules qui glissent les unes sur les autres, y compris l'intrus.

On présente ensuite des diagrammes de phases qui sont le résultat d'études systématiques où l'on a fait varier la fréquence et l'amplitude de l'oscillation. Ces diagrammes montrent que l'on a bien ciblé les différents comportements que l'on peut observer avec nos conditions de secousses et de matériel, puisque l'espace du diagramme est recouvert par les trois comportements que l'on a pu identifier, le comportement rigide, le comportement de liquéfaction hétérogène (à partir de la première accélération seuil) et le comportement de liquéfaction globalement excitée (à partir du second seuil). De plus, le passage entre chaque comportement ne semble dépendre que de l'accélération, au premier ordre, et que les accélérations seuils observées correspondent très bien aux accélérations prédites par le modèle.

Enfin on mène à bien un dernier volet qui est la compréhension de la vitesse avec laquelle l'intrus s'enfonce dans le milieu. Dans les simulations on montre que pour une excitation extérieure de la forme $A\sin(\omega t)$ cette vitesse ne dépend que du paramètre $A\omega$. On donne alors une explication analytique de ce phénomène et on relie la vitesse de pénétration de l'intrus aux paramètres de secousses de la boîte.

Dans cet article, ma contribution est principale. J'ai développé les expériences et les simulations numériques, et ai largement participé à l'écriture du papier.

2.2.2 "The art of sinking during earthquake"

The art of sinking during earthquakes

C. Clément¹, R. Toussaint¹, M. Stojanova², and E. Aharonov³

¹*Institut de physique du globe de Strasbourg,
Université de Strasbourg, France.*

²*Institut Lumière Matière, Université Lyon 1, France.*

³*Hebrew University of Jerusalem, Israel*

(Dated: October 15, 2016)

PACS numbers: 62.20.Mk, 46.50.+a, 81.40.Np, 68.35.Ct

Abstract

This article focuses on liquefaction of saturated soils triggered by earthquakes. We suggest a simple theoretical model of liquefied soil and show that buoyancy caused by the presence of water inside a granular medium has a dramatic influence on the stability of an intruder resting at the surface of the medium, and thus expanding the range of liquefaction conditions. We confirm this hypothesis by comparison with laboratory experiments and Discrete Elements numerical simulations. The external excitation representing the ground motion is simplified as a horizontal regular sinusoidal oscillation of controlled frequency and amplitude. In the experiments, we use particles only slightly denser than water, which as predicted theoretically, increases the effect of liquefaction and allows clear depth-of-sinking measurements. In the simulations, a micromechanical model follows every grain using molecular dynamics with friction between neighbors. The effect of the fluid is captured by taking into account buoyancy effects on the grains when they are immersed. We show that the motion of an intruder inside a granular medium is mainly dependent on the peak acceleration of the ground motion, and establish a phase diagram for the conditions under which liquefaction happens, depending on the soil bulk density, friction properties, presence of water, and on the peak acceleration of the imposed large scale soil vibrations. We establish that in liquefaction conditions, most cases relax towards an equilibrium position following an exponential in time. We also show that the equilibrium position itself, for most liquefaction regimes, corresponds to the isostatic equilibrium of the intruder inside a medium of effective density. The characteristic time to relaxation is shown to be essentially a function of the peak ground velocity.

Introduction

In usual conditions, natural and artificial soils (used as geotechnical foundations or construction materials) support the weights placed on their surface, and the stresses exerted on their surface are transmitted to the underlying grains along force chains [7]. However the contacts between grains can be weakened during shaking, and/or by addition of a liquid phase, which in general can exert an additional fluid pressure on the grains. When these

contacts slide or are broken, the system is not stable anymore, debris flows, avalanches, quicksands or liquefaction can occur, potentially leading to important damages. In these cases the granular medium loses its ability to support shear stress and flows as a liquid, which is referred to as liquefaction [46].

Liquefaction can be due to water seepage in soil driven by hydraulic gradient [6, 14, 38], tidal forces or earthquakes [22]. In this paper we focus on soil liquefaction associated with earthquakes [2, 19, 46]. Some areas are well known to be prone to soil liquefaction, like the New Madrid Seismic Zone in the central United States or Mexico city in Mexico [12, 46]. The last main earthquakes which have been followed by severe liquefaction effects - listed in [19] - are the 1964 Alaska Earthquake, magnitude Mw 9.2 [45], the 1964 Niigata Earthquake, magnitude Mw 7.5 [25, 40], Japan, and the 2011 Christchurch Earthquake, magnitude Mw 6.3 [10], New-Zealand.

Liquefaction was historically first explained by Terzaghi [44], relating liquefaction occurrence and effective stress in the material. Further geotechnical works [41, 48] improve the principle of Terzaghi in order to explain as many liquefaction cases as possible. The current understanding of liquefaction, which underlies the construction principles for foundations and roads, can be summed up as follows: During earthquakes, seismic waves disturb the grain-grain contacts, and some weight initially carried by the sediments are then shifted to the interstitial pore water [46]. The consolidation of the saturated sediment occurs in undrained conditions, and pore pressure builds up as the granular pack compacts. As a result, the effective stress carried by the sediments decreases. If the pore pressure rises more, the weights can be entirely borne by pore water and the sediments become fluid-like, i.e. they cannot sustain shear stress in a static configuration. In spite of all the recent research on liquefaction [37, 38, 41], there is no general framework for this phenomenon and measurements made in laboratories show that liquefaction appears after a threshold of seismic energy density [18].

To better understand the phenomenon of liquefaction, the rheology of dry and wet granular media has been the subject of attention by the physics community. Lohse et al. in [28] and Brizinski et al. in [5] studied the effect of an upward air injection through a dry granular medium. They found that after this injection, the medium can not carry the weight it was carrying before. Any ob-

jects placed on their surface sunk, the medium may be described as liquefied. In [20, 35] dry granular media are liquefied when they are moved by horizontal shaking. The authors of [20] observe that very light objects originally put on the bottom of the box containing the medium goes up through the particles, as if they were feeling the buoyancy force inside a liquid. The authors of [5] and [20] also perform dynamical studies, they characterize the velocity of the objects penetration. In many studies as [32, 42, 47] grains contacts are also weakened by vertical shaking, and one can observe grain segregation according to the size of the grains, which is the so-called Brazil nut effect [34].

Addition of water can also lead to a weakening of the grains contacts. Geromichalos et al in [15] show that the addition of water (more than 1% of the total volume) decreases the segregation effect inside granular media subjected to horizontal shaking, and attribute this to the fact that water makes the particles slide easier on each other.

In this paper we study the penetration of objects into liquefied saturated granular media. We are interested in the effect of water inside the medium and investigate it with experiments and numerical simulations. By shaking the granular medium to reproduce earthquakes we can observe that objects originally resting on the surface partly or entirely sink in this medium. The grain-grain contacts are disturbed by the shaking, which allows some grains to slide on each other. This effect is shown to be promoted by the presence of water.

Our aim is to first highlight how liquefaction in such drained conditions can be explained by friction and sliding inside the medium, and to characterize the liquefaction state according to the parameters of the shaking. The first section presents the research questions, the experimental material and a simple theoretical model for the phenomenon. Section II presents the methods for the experiments and simulations, and the detailed characterization of the liquefaction regimes. Section III presents the different results, about the classification of deformation regimes as function of the applied shaking, and about the characteristic sinking velocity and equilibrium depth. Discussion of results and their consequences is presented in section IV.

I. THE PHYSICS OF LIQUEFACTION

A. Description of the observed deformation regimes

We focus on buildings sinking into the soil when an earthquake occurs. In order to reproduce experimentally this phenomenon we built two setups which enable to shake a granular medium with imposed regular oscillations. We study two situations of water content, a dry granular medium and a fully saturated one up to the granular medium surface. The model grains are com-

posed of Dynoseeds beads, which are monodisperse (<1% polydispersity) nonexpanded polystyrene spheres of density 1050 kg m^{-3} [3]. They are slightly denser than water and during the preparation stage for saturated cases, when poured randomly into water, they sediment in the liquid in a few minutes. The test cell is a transparent PMMA box of dimensions $12.8\text{cm} \times 12.8\text{cm} \times 12.5\text{cm}$. On the top of each prepared medium we release a sphere from a low height (<1 cm) above the medium surface, which represents an analogue building built on the surface, as shown on Fig. 1. This hollow sphere of 40mm diameter, made of polymer (Acrylonitrile butadienestyrene, or ABS), has an effective density of $1035 \text{ kg m}^{-3} \pm 5$. We

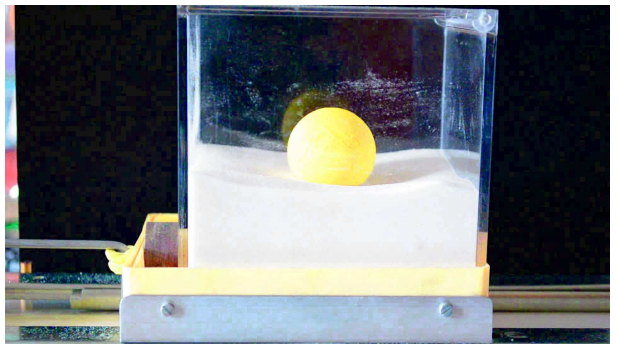


FIG. 1: Initial state at mechanical equilibrium. The intruder diameter is 40 millimeters, its density is $1035 \text{ kg m}^{-3}/pm5$, close to the grains composing the granular medium. The medium is either dry or fully saturated with water. This exemple shows a dry medium.

shake the different media horizontally with a controlled frequency and amplitude, to reproduce the effect of an earthquake. We test a large frequency range from 0.15 Hz to 50 Hz, with a peak ground acceleration (PGA) ranging from 10^{-2} ms^{-2} to 100 ms^{-2} , corresponding to conditions met during earthquakes with macroseismic intensity II to V-VI[43]. At small imposed accelerations the intruder and the particles stay almost immobile. For experiments with larger PGA in the dry case, convection cells appear inside the granular medium. We can observe that the particles on the top of the medium move toward the sides. The intruder stays at the surface, see Fig. 2, and rolls from side to side for even larger shaking accelerations.

With an initially saturated medium, no significant motion is observed either at low shaking accelerations. However when the acceleration is increased, the intruder sinks into the medium, until an equilibrium is reached and a rigid displacement following the imposed shaking is observed – as shown on Fig. 3. There is no rearrangement among the particles of the surface medium, but a subsidence of the intruder. For even larger imposed accelerations, a similar sinking of the intruder is observed, but accompanied motion of the surrounding grains. The motion of the intruder and medium never ceases totally during the imposed oscillations.

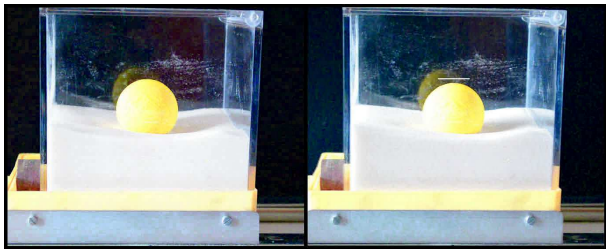


FIG. 2: Dry medium, initial state on the left and final state on the right. The intruder sinks of few percents of its diameter. The initial position is represented on the final picture by a white horizontal line. The bulk densities of the intruder and of the grains composing the medium are equal.

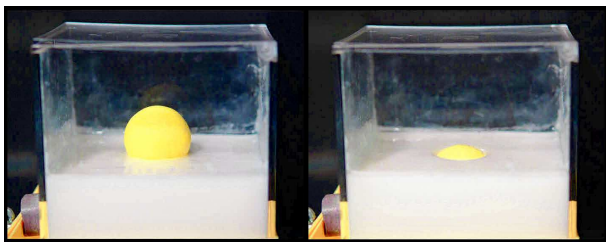


FIG. 3: Saturated medium, initial state on the left and final state on the right. The intruder is eventually almost entirely immersed. The bulk densities of the intruder and of the grains composing the medium are equal.

We can therefore describe three behaviors.

- The first behavior : rigid

If the acceleration of the medium is low, few hundredth of g , the gravitational acceleration on Earth, the intruder stays at the surface. Sometimes we observe a small descent of few millimeters.

- The second behavior : heterogeneous liquefaction (H.L.)

When acceleration is increased, the intruder sinks in the saturated medium, whereas the medium itself on the surface shows little rearrangements. In the dry cases the intruder stays at the surface.

- The third behavior : global excitation liquefaction (G.E.L.)

If the medium is shaken even faster, we can observe convection cells. The intruder stays at the surface of the medium for dry cases, or sinks in saturated conditions. The whole medium is rearranging, and deformation never stops.

In these experiments, the addition of water enables the medium to liquefy. When it is dry, the medium stays rigid until a certain acceleration where every particles starts to slide and to rearrange. The G.E.L. behavior is

not a phenomenon that is observed during earthquakes in Nature, because it requires a very high acceleration, but this can be reached during artificial excitation of granular material. The fact that the intruder stays at the surface of dry granular media is related to the Brazil nuts effect [9, 15, 29, 32, 42]. The shape of the intruder also affects this behavior in dry grains, since with similar densities, cylindrical objects can sink or tilt in granular media [36]. When the medium is saturated however, we observe a regime where an intruder can penetrate into it.

B. Problematics and simple model

The observations described above highlight so far unreported aspects of liquefaction. We explain the physics of the liquefaction appearing in these experiments as follows: consider a simple theoretical soil consisting of a (saturated or dry) grain pack, as in Fig. 4. This soil is

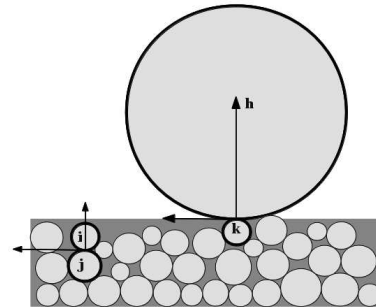


FIG. 4: Theoretical model of saturated soil with a spherical intruder on the top. The weight of particle i applied on particle j is reduced by the buoyancy whereas the weight of particle h (the intruder) is entirely given to the particle k .

composed of spherical particles and water fills the poral space between them. A large sphere on top of the granular soil represents a building built on it. We assume that the situation is initially at mechanical equilibrium. We will here determine under which conditions this equilibrium can be broken, and the large sphere could start to sink into the medium. We first focus on the saturated cases, as represented on 4.

1. With saturated medium

First consider two particles inside the saturated soil P_i and P_j placed on top of each other. The normal force at the contact ij acting on the lower sphere P_j is the weight of the column above it and the buoyancy

$$\mathbf{F}_n^{ij} = M_{above} \left(1 - \frac{\rho_w}{\rho_s}\right) \mathbf{g}, \quad (1)$$

where M_{above} is the mass of the grains inside the column above P_j , ρ_s the particle density, ρ_w the water density

and \mathbf{g} is the gravitational acceleration on Earth. Next, consider the intruder P_B - "B" for building- and the particle of the soil right below it P_k . The normal force that P_B applies on P_k is

$$\mathbf{F}_n^{Bk} = M_B \mathbf{g}, \quad (2)$$

with M_B the mass of P_B . There is no buoyancy term in this case, since the intruder is emerged out of water. We apply on this soil a horizontal oscillation with a lateral displacement of the form $A \sin(\omega t)$. The peak ground acceleration due to this movement is therefore $A\omega^2$. We consider that the medium and intruder follow the imposed external motion, check whether the contacts reach a sliding threshold, and use this as a sign of possible deformation. At small acceleration, the contact ij is rigid and experiences a tangential force of the form

$$\mathbf{F}_t^{ij} = M_{above} A \omega^2. \quad (3)$$

We assume that each contact follows a Coulomb friction law, where μ is the internal friction coefficient equal to the tangent of the repose angle of the considered granular material. Thus if the tangential force exceeds the criterium set by the Coulomb friction law, the contact ij slides and Eq. (3) becomes $\mathbf{F}_t^{ij} = \mu \mathbf{F}_n^{ij}$. Thus the medium remains rigid if

$$|M_{above} A \omega^2| < |\mu \mathbf{F}_n^{ij}|$$

i.e. while

$$M_{above} A \omega^2 < \mu M_{above} \left(1 - \frac{\rho_w}{\rho_s}\right) g$$

which corresponds to

$$\frac{A \omega^2}{g} < \mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s} \quad (4)$$

The variable introduced here is the dimensionless peak ground acceleration, normalized by the gravitational acceleration, $\Gamma = \frac{A \omega^2}{g}$. The sliding threshold can be reworded as follows: if $\Gamma < \mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s}$ the particles inside the saturated soil don't slide on each other, and the medium acts like a rigid body.

The condition for the contact between the intruder P_B and particle under it P_k is different: The horizontal oscillation induces a tangential force on P_B , which will slide on P_k if and only if

$$|M_B A \omega^2| > |\mu \mathbf{F}_n^{Bk}|.$$

In other words, the emerged particle P_B will stick on P_k while

$$\Gamma < \mu. \quad (5)$$

If $\Gamma > \mu$ the intruder can slide on the particle below it. We can see in Eq. (5) that a higher Γ is required

in order to enable the intruder to slide, higher than the one needed to make the immersed particles of the soil slide, Eq. (4). This is explained by the fact that the water carries a non negligible part of the particles weight through the buoyancy, so that the solid pressure between them is reduced and they can slide more easily. The emerged intruder is not partially carried by water and its contact on particle P_k is stronger. Depending on Γ and according to the previous results, the granular medium can be in the three following situations:

Rigid case:

$$\Gamma < \mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s} \quad (6)$$

Heterogeneous Liquefaction case (H.L.):

$$\mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s} < \Gamma < \mu \quad (7)$$

Global Excitation Liquefaction case (G.E.L.):

$$\mu < \Gamma \quad (8)$$

In the so-called Rigid case, no particles are able to slide on each other, the inertial forces induced by the shaking aren't large enough. On the contrary, many particle contacts are able to slide in the Heterogeneous Liquefaction case (H.L.). If Γ is even larger than 1, the medium is decompacted and following shocks, the particles can start to experience short jumps (short ballistic trajectories above the connected medium). This case is interpreted as Global Excitation Liquefaction case (G.E.L.). The case we are mostly interested in for its representativity of natural liquefaction during earthquakes is the Intermediate case, where the submerged small particles can slide, but the emerged intruder can not slide on the surrounding particles. In that case we predict that the intruder will sink downwards because the medium is rearranging around it. We perform our simulations and experiments to check whether these three behaviors can be observed, which as will be shown next, turns out to be the case. We systematically vary Γ in order to explore the three zones defined by this model. In the following we will refer to the theoretical boundary between the three regimes by

$$\Gamma_{H.L.} = \mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s} \text{ and } \Gamma_{G.E.L.} = \mu. \quad (9)$$

2. *With dry medium*

Inside dry granular media, the buoyancy forces disappear. Eq. (4), which gives the acceleration at which two particles of the soil can slide on each other, becomes

$$\frac{A \omega^2}{g} < \mu \frac{\rho_s - 0}{\rho_s} = \mu. \quad (10)$$

Since we initially consider an intruder emerged above the saturated granular medium, Eq. (5) is still correct for dry media. Hence the sliding conditions are the same for the particles of the medium and for the intruder, provided that the friction coefficient μ is the same for grain-grain contacts and for intruder-grain contacts. The so-called Intermediate case given by Eq. (7) disappears for dry media. With an increase of Γ , this theory predicts that dry media will change their behaviors from the so-called Rigid case to the so-called Sliding case around

$$\Gamma_{\text{H.L.}} = \Gamma_{\text{G.E.L.}} = \mu. \quad (11)$$

3. Intruder final position for saturated medium

Consider next the final equilibrium state reached by the intruder in the saturated medium during liquefaction regimes, either H.L. or G.E.L. regimes. We observe two alternatives: in some cases, during prolonged shaking, the intruder keeps moving in different directions with respect to the surrounding medium, and no final equilibrium position seems to exist, but rather equilibrium cycles. In other cases, the intruder follows a global direction, and converges towards a final position in the medium.

This final position is predicted to be the isostatic depth of the intruder inside a fluid of effective density ρ_{eff} , taking into account the particle density, the fluid density and the porosity Φ . This would be the final equilibrium depth, if vertical friction forces average to zero, and only buoyancy forces and gravity dictates the final depth. We define the effective medium density ρ_{eff} as $\rho_{\text{eff}} = \Phi\rho_w + (1 - \Phi)\rho_s$. We measure Φ in our experiments to be between 0.345 and 0.365, which is close to a close random pack density [39], so that $\rho_{\text{eff}} = 1031.5 \text{ kg m}^{-3} \pm 0.5 \text{ kg m}^{-3}$. If the final pressure profile in the granular medium is identical to a simple hydrostatic fluid situation, and if the medium acts as an effective viscous fluid, the motion of the intruder is ruled by the following equation:

$$V_B \rho_B g e_z - V_{\text{B.im}}(z) \rho_{\text{eff}} g e_z - \alpha \dot{z} = V_B \rho_B g \ddot{z}, \quad (12)$$

where e_z is the downwards pointing unit vertical vector, $V_{\text{B.im}}(z)$ is the immersed volume of the intruder (depending on its elevation), ρ_B is the intruder density and V_B its total volume. The first term of Eq. (12) refers to the weight of the intruder, and the second term refers to the buoyancy force. Eventually $\alpha \dot{z}$ is a dissipative term. In the case of an effective medium of density $\rho_{\text{eff}} < \rho_B$ the intruder is supposed to sink continuously because it is denser than the effective medium. Since the intruder density is chosen as 1035 kg m^{-3} in experiments, a macroscale equilibrium state exists with these simple assumptions, and the intruder is expected to sink until it is nearly entirely immersed. If this state is reached, we name $V_{\text{B.im}}^{\text{equilibrium}}$ the immersed volume of the intruder under isotatic equilibrium, corresponding to:

$$V_B \rho_B g - V_{\text{B.im}}^{\text{equilibrium}} \rho_{\text{eff}} g = 0,$$

giving

$$V_{\text{B.im}}^{\text{equilibrium}} = V_B \frac{\rho_B}{\rho_{\text{eff}}}. \quad (13)$$

This value will be used as a theoretical reference and compared to the final immersed volume observed in our experiments and simulations.

II. EXPERIMENTAL AND SIMULATION METHODS FOR TRACKING LIQUEFACTION

A. Presentation of experiments

Our experiments consist of following the movement of an intruder as it sinks into a liquefied granular medium. The intruder is a spherical ball of 4 cm of diameter. We used the 123D[®] Design software in order to design the ball and printed it with a MakerBot[®] Replicator2X 3D printer. The sphere is produced from heated polymeric material: an Acrylonitrile butadienestyrene (ABS) filament (type "color true yellow"). Designing our own balls, we are able to control their density by adjusting a shell layer, leaving a concentric empty sphere in the centre, to reach the desired effective density – without adding any extra weight in the spherical shell, which allows to keep the spherical symmetry of the intruder density. The granular medium is made of water and monodisperse spherical polystyrene beads, with a diameter of $140 \mu\text{m}$ (DYNOSEEDS[®] TS [3]) and density of 1050 kg m^{-3} . The friction coefficient of this material μ_{exp} is estimated as $\mu_{\text{exp}} = 0.48$ by measuring the angle at which a thick homogeneous layer of the material starts to slide.

The experiments shown in this paper used an intruder of density $1035 \text{ kg m}^{-3} \pm 5$. The experimental protocol is as follows: first we introduce water in a transparent PMMA cubical box of dimensions $12.8\text{cm} \times 12.8\text{cm} \times 12.5\text{cm}$. We roughly fill the box up to a third of the desired final height. We next let the polystyrene beads rain from random positions into the water, using a sieve, until the top of the beads piling up at the bottom of the container reaches the surface of the water. Two versions of the setup are shown in figure 5, using two different vibrators reaching different powers and frequency ranges: A: a home made vibrator, using a Phidget[®] 1063 PhidgetStepper Bipolar 1 and Matlab[®] controls, and a TIRA[®] TV51120 shaker, type S51120, for higher frequencies and larger power. After 3 minutes of relaxation time, sufficient for the granular matter to settle in the wet medium, we gently depose the intruder on the surface of the medium. After another minute of relaxation, the box is horizontally shaken with a sinusoidal movement of controlled amplitude and frequency. A camera records the experiments. In setup A of figure 5 we use a Nikon[®] Digital Camera D5100 with a 80 mm objective recording at 25 frames per second. In setup B we use a fast camera Photron[®] SA5 with a similar objective at 20000 frames per second. The setup is illuminated by a

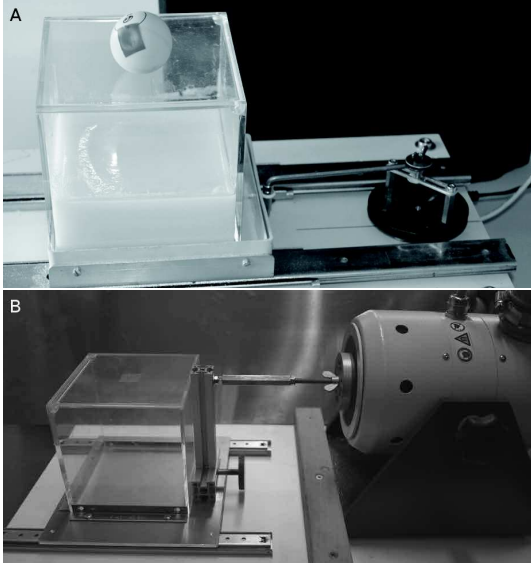


FIG. 5: Experimental setups. The mechanical part on the right imposes to the box an horizontal movement guided by the rails. A: Home developed vibrator, using a Phidget® 1063 PhidgetStepper Bipolar 1 and Matlab® controls. This stepmotor provides an oscillation with an amplitude range (mm) [5; 30] and a frequency range (Hz) [0.15; 2.8]. B: TIRA® TV51120 shaker, that we used with an amplitude range (mm) [0.2; 1.5] and frequency range (Hz) [4; 100].

flickerfree HMI 400 W Dedolight® spotlight in front of the experimental cell, next to the camera. The videos are cut into series of snapshots using the free software FFmpeg®. Figure 6 presents six snapshots, corresponding to the different positions of the intruder from the beginning to the end of the shaking. We can follow the

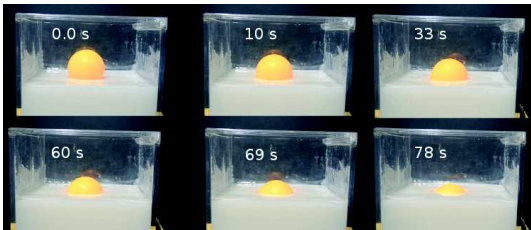


FIG. 6: Series of snapshots of an experiment. Read from the left to the right and from the top to the bottom.

position of the intruder inside the medium through imaging analysis. We use Matlab® algorithms and based on the color of each pixel of each picture, we access the position of the pixel of the highest point of the ball. Using these data and geometrical considerations to correct for perspective effects, we obtain the height of the ball above the granular medium surface.

B. Presentation of the simulations

1. Modelling principles

Our simulations are two dimensional (2D) representations of the experimental setup, based on discrete element method (DEM) of molecular dynamics [1]. We use soft-particles approach originally developed by Cundall and Strack [11] where we add a buoyancy force [31]. The simulations give access to the trajectory and transients forces acting on individual cylindrical particles immersed in a fluid inside a finite space. In order to model 2D space of size comparable to the experimental ones, we need to use grains of effective size larger than the experimental ones. Indeed, the experiments performed include roughly 10^8 particles, which is far beyond numerical capacities for the model described here. The behavior of each particle of mass m and inertial momentum I is governed by the second law of Newton and the momentum theorem:

$$\begin{aligned} \sum \mathbf{F}_{\text{ext}} &= m\ddot{\mathbf{z}}(t) \\ \sum \mathcal{M}(\mathbf{F}_{\text{ext}}) &= I\frac{d\dot{\theta}}{dt}(t), \end{aligned} \quad (14)$$

where $\sum \mathbf{F}_{\text{ext}}$ is the sum of external forces acting on the particle, $\ddot{\mathbf{z}}(t)$ is the particle acceleration and $\dot{\theta}(t)$ is its angular velocity. Our particles are cylinders because we are in 2D, thus for a particle of radius r the inertial momentum is equal to $\frac{mr^2}{2}$, and the mass m is equal to $\rho_s \pi r^2 e$ where e is the size of the medium in the third direction. As for the experiments, the numerical media are enclosed between walls, two horizontal ones on each side and one on the bottom.

We compute the forces in the galilean laboratory reference frame. The forces implemented on each particle are the gravity, the buoyancy force coming from the presence of liquid in the zones where the liquid is present, and the contact forces. For a particle of density ρ_s , volume V and immersed volume V_{im} , the gravity and buoyancy forces are given respectively by $\mathbf{F}_{\text{gravity}} = V\rho_s g \mathbf{e}_z$ and $\mathbf{F}_{\text{buoyancy}} = -V_{\text{im}}\rho_w g \mathbf{e}_z$ where $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ and \mathbf{e}_z is the downwards vertical unit vertical. We model the contacts between two particles with a so-called linear spring-dashpot model [11]. For each contact we take into account a visco-elastic reaction with two springs-dashpots, one in the normal direction and one in the tangential direction in the local frame of the contact. The springs exert a linear elastic repulsion, with k the elastic constant, while the dashpot models exert a dissipative force during contact as a solid viscosity, i.e. viscous damping during the shocks, with ν the viscosity. The particles have a rotation induced by the friction during contacts. We implement a Coulomb friction law for each contact. If the tangential force exceeds the Coulomb criterion, we let the particle contact slide and set the tangential force equal to the normal force times the friction coefficient. We assume the movement of the fluid with respect to the grains to be slow enough to neglect the viscosity of the

fluid. Thus, the fluid only intervenes in this model via buoyancy forces. The last force is the one between particles and walls if they are in contact. The interactions between particle the three walls are the same as between two particles, meaning that the walls have similar mechanical and contact properties as the particles. Once we have computed the sum of external forces for each particle, we deduce their acceleration and use a leap-frog form of the Verlet algorithm [1] to get the velocity and position for the next timestep. The particles positions and velocity are updated and we compute the new forces.

The timestep and elasticity parameter have to be chosen carefully in this type of simulations. The timestep is chosen to be small enough with respect to all the other characteristic time, i.e. essentially the duration of the impact between two beads. The elasticity parameter k has to be large enough to avoid large deformations of the particles themselves - we require that these stay under 1%. In our media the solid stress applied on each bead is composed of a static stress and a dynamic stress. The last one appears during impact. The static stress evolves in the medium as $\rho_{\text{eff}}gz$ with z the particle depth, and the dynamic one evolves like $\rho_s v^2$ with v the velocity of the particles. Because we use linear elasticity and slight deformation we want to prevent particles overlap to exceed 1% of their radius. We choose k to respect $\rho_{\text{eff}}gz + \rho_s v^2 < k 0.01 r_{\text{mean}}$ with r_{mean} the mean radius of the set of particles. While preparing the initial state the particles are dropped from 10 cm height, their velocity can reach the order of 1 m/s, thus the largest term in the last equation comes from the dynamic stress which lead us to have $k > 5000 \text{ kg s}^{-2}$. According to the differential equations governing the system, the duration of a contact is approximately given by $\sqrt{\frac{m}{k}}$. We need a timestep at least 10 times smaller than this impact duration, and we are interested to have the largest time step possible to reduce computational time, which means the smallest k . Eventually we select an elasticity coefficient of 20000 kg s^{-2} and a timestep of 1.10^{-6} s , which suits for all our simulations. We checked that the elasticity constant k does not affect the behavior of the media by doubling and quadrupling its value.

2. Our numerical granular media

The first step is the creation of initial configurations. We define N_{MAX} the maximal number of particles of radius r_{mean} which can fit in the width of the box w_{BOX} :

$$N_{MAX} = \frac{w_{BOX}}{2r_{\text{mean}}} \quad (15)$$

We create $100N_{MAX}$ particles with random horizontal position included between 0 and w_{BOX} , and we create $100N_{MAX}$ random radii following a normal law centered around r_{mean} with a standart deviation of 8% of r_{mean} . We loop on the $100N_{MAX}$ particles and try to to place them on the vertical line, at exactly $2r_{\text{mean}}$ above the

Radius of particles	$r_{\text{mean}} \pm 8\%$	$2 \pm 0.16 \text{ mm}$
Density of particles	ρ_s	1.05 g L^{-1}
Elastic constant (during shocks)	k	20000 kg s^{-2}
Viscosity constant (during shocks)	ν	0.3 N s m^{-1}
Friction coefficient	μ	0.6
Cohesion	c	0.0
Number of particles	N	2000
Time step	dt	10^{-6} s
Box size	$w_{BOX} \times L$	$30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$
Radius of the intruder	r_B	12 mm
Density of the intruder	ρ_B	1.0 g L^{-1}

TABLE I: Parameters used for the simulations.

lowest altitude free of particles. If the current particle intersects one particle already in place, we remove it. Then we drop the particles and let them reach an mechanical equilibrium. When all the particles velocity are below a certain threshold corresponding to equilibrium, we create an other set of $100N_{MAX}$ particles on the new vertical line, $2r_{\text{mean}}$ above the lowest altitude free of particles. This procedure goes on until the right number of particles is reached. The final porosity is between 0.196 and 0.199 which is a porosity of a loose pack granular medium [13]. Once this initial soil skeleton is in place, we measure the final height of the granular medium by computing the mean of the vertical position of the last layer of beads. We fix the water level at that height in order to have a saturated medium. This configuration of granular media is representative of a soil saturated with water which is the typical soil where liquefaction and quicksands occur [2, 21, 46]. We fix the height of an intruder at the surface of this new saturated medium, and release it. The size of the intruder is chosen as 6 times the linear size of the small particles, so that it is significantly larger than them, and remains small enough compared to the size of the box, to avoid finite size effects. The parameters used for the simulations presented in this paper are summerized on Table I. A representation of the different steps to create the final medium is given in Fig. 7, where $r_{\text{mean}} = 2 \text{ mm}$ and $w_{BOX} = 30 \text{ cm}$.

The next stage is the main part of the simulations. Here we impose a horizontal movement on the two lateral walls of the box. Both sides move synchronously, following a sinusoid. We record the positions and the velocities of all particles every hundred timesteps.

C. Thresholds delimiting flow types

1. Variables which quantify the intruder movement

In both the computer simulations and experiments, we record the temporal evolution of the height of the intruder. From this height and the height of the granular medium we compute the immersed depth of the intruder $h(t)$ as the distance between the surface of the medium

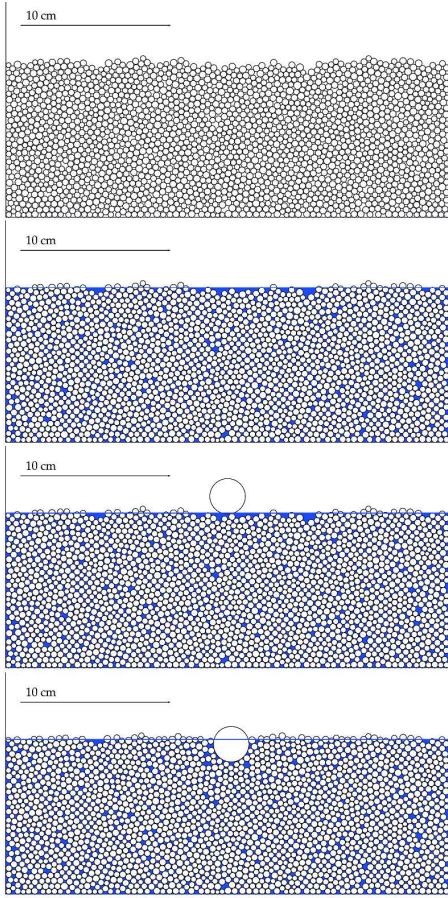


FIG. 7: The different steps to create the initial state: First a granular medium of 2000 particles is created. Next, water is added in the porous volume (blue part). Further, an intruder (of radius 12 mm here) is hung on the top of the medium and released. Eventually the intruder reaxes to a mechanical equilibrium above the medium.

and the bottom of the intruder. The immersed volume of the intruder $V_{B.im}$ is related to $h(t)$ by the following relation:

$$V_{B.im}(t) = \frac{\pi}{3}(3rh^2(t) - h^3(t)) \quad (16)$$

To compare our results with other sizes or shapes of intruder, we will express our computation in term of $\mathcal{X}_{in}(t)$, the intruder volume normalized by its initial emerged volume $V_{B.em}(0)$ and its final emerged volume $V_{B.em}(\infty)$. $\mathcal{X}_{in}(t)$ is defined as follow:

$$\mathcal{X}_{in}(t) = \frac{V_{B.em}(t) - V_{B.em}(\infty)}{V_{B.em}(0) - V_{B.em}(\infty)}$$

$$\mathcal{X}_{in}(t) = \frac{V_B - V_{B.im}(t) - V_B + V_{B.im}(\infty)}{V_B - V_{B.im}(0) - V_B + V_{B.im}(\infty)}$$

$$\mathcal{X}_{in}(t) = \frac{V_{B.im}(\infty) - 3rh^2(t) + h^3(t)}{V_{B.im}(\infty) - V_{B.im}(0)} \quad (17)$$

The term $V_{B.im}(0)$ is the immersed volume of the intruder during the initial state, when it is at rest on the medium. Here we assume $V_{B.im}(\infty)$ to be the theoretical isostatic immersed volume of the intruder $V_{B.im}^{equilibrium}$, computed for an immersion in a fluid of density ρ_{eff} , according to Eq. (13). For all simulations and experiments $\mathcal{X}_{in}(t)$ starts at 1 and decreases as the intruder sinks. If the intruder reaches the isostatic equilibrium given in Eq. (13), then $\mathcal{X}_{in}(t)$ reaches 0.

We show on Fig. 8 three simulations and three experiments showing the typical behaviors of the three deformation regimes, rigid, (H.L.) and (G.E.L.). The results are plotted as function of \mathcal{X}_{in} . In the rigid cases

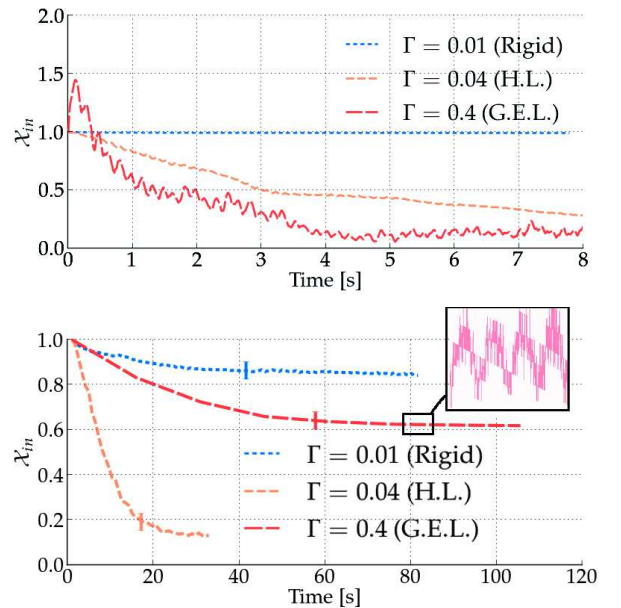


FIG. 8: The three behaviors of the shaken saturated granular medium. Top: Simulations. Bottom: Experiments. The three behaviors correspond to the three cases described in the first section. The position of the intruder is represented by its normalized emerged volume \mathcal{X}_{in} .

(blue curves), \mathcal{X}_{in} stays close to 1. A small descent exists anyway that we can attribute to the compaction of the medium. In H.L. cases (orange curves), \mathcal{X}_{in} is slowly going from 1 to a final value between 0.2 and 0. Eventually the G.E.L. behavior is characterized by an intruder having an irregular descent, with relatively high variations around the main trend of the curve. In these cases the intruder doesn't find an equilibrium within the media. During experiments, the use of the fast camera is required to see that the intruder is continuously oscillating with high frequencies during G.E.L. states. Even without the fast camera, one can observe with the naked eye that G.E.L. states exhibit convection cells characterized by particles at the surface going from the middle of the box toward its sides. Sometimes the behavior of the intruder is not obvious, we need precise criteria to automatically differentiate the three regimes among all the

experiments and simulations. In the following paragraph we precise these exact criteria and thresholds that we use in practice.

2. Thresholds between rigid and heterogeneous liquefaction (H.L.) states

The medium is categorized to be in the rigid state when the intruder is not moving significantly downwards. As a matter of fact, the intruder nonetheless usually sinks slightly because the medium compacts during shaking. For simulations, the medium compacts less the movement takes place in 2D, and there are less degrees of freedom for rearrangements in 2D than in three dimensions (3D). According to the observations we categorize as rigid the experiments where \mathcal{X}_{in} decreases in total less than 10% of its size, and the simulations where it decreases less than 5% of its size. The exact choice of these threshold values does not affect significantly the phase diagram we will obtain.

3. Thresholds between heterogeneous liquefaction (H.L.) and global excitation liquefaction (G.E.L.) states

When \mathcal{X}_{in} decreases by more than 10% during experiments, or more than 5% during simulations, we categorize the medium state either as the heterogeneous liquefaction (H.L.) case, or as the global excitation liquefaction (G.E.L.) case. The distinction between these two cases is done as follows: From a macromechanical point of view, the G.E.L. state starts when the intruder keeps oscillating around a final position without reaching a final equilibrium. Depending on the frequency these oscillations can be small and fast or large and slow. A good criterium to determine the category is to base the distinction on the measure of the acceleration of these oscillations. This method allows to catch the G.E.L. cases at both small and high frequencies. When the standard deviation of the acceleration of the intruder is greater than 0.6 ms^{-2} , the simulations and experiments are classified as G.E.L. cases.

III. RESULTS

A. Water influence on soil liquefaction

The first interesting result is the strong effect of the presence of water on the behavior displayed by the medium. To highlight the role of water in soil liquefaction, we perform experiments and simulations under saturated with dry conditions. We first focus on laboratory experiments. We compare \mathcal{X}_{in} for experimental media fully saturated to the top of the grains, (Fig. 9 B), and dry experimental media (Fig. 9 A), shaken by the same force. In the dry case, the intruder does not sink for any

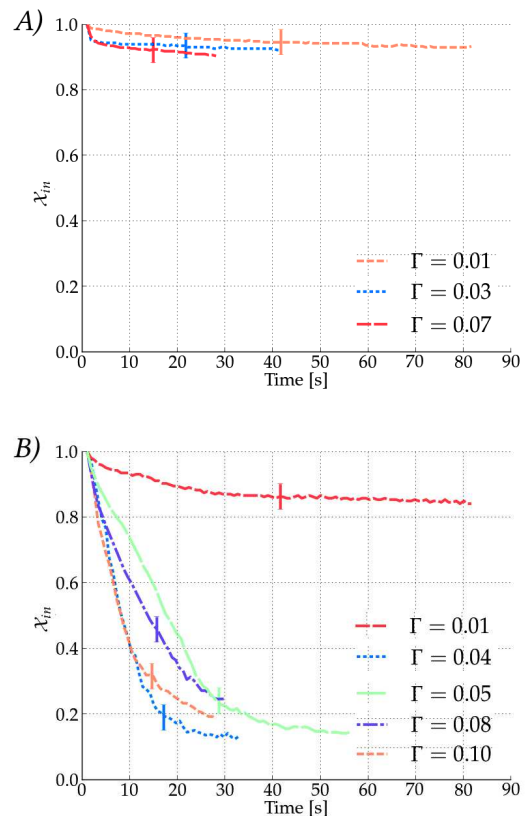


FIG. 9: Several experiments A) in a *dry* medium and B) in a *saturated* medium. For the dry cases the horizontal shaking has an amplitude of 7 mm and its frequency varies from 1.5 to 3.5 Hz. For the saturated the shaking has an amplitude of 3.5 mm and its frequency varies from 0.8 to 2.5 Hz.

acceleration between $\Gamma = 0.01$ to $\Gamma = 0.07$. In contrast, in the saturated medium, the intruder remains on the surface for the lowest acceleration ($\Gamma = 0.01$, rigid case), but for accelerations larger than $\Gamma \geq 0.04$, the intruder sinks quickly into the medium (liquefaction cases). This set of experiments shows that for $\Gamma \geq 0.04$, the presence of water is required to produce liquefaction [8].

The same feature is observed in simulations, as shown in Fig. 10. In Fig. 10 A the medium is dry, its behavior is rigid for $\Gamma \in [0.01; 0.1]$ and is G.E.L. for $\Gamma \geq 0.3$. There is no acceleration where the intruder descends further beyond 10%. In contrast Fig. 10 B shows saturated medium. Here the medium remains rigid for $\Gamma = 0.01$ but it liquefies for $\Gamma \in [0.05; 0.3]$. Eventually for $\Gamma = 1$ and higher, the medium is in G.E.L. state as in the dry cases and the intruder displays a large permanent movement, following the waves observed at the surface of the saturated medium, in response to the shaking of the box.

These results are consistent with the predictions of the simple model summed up in Eqs. (6, 7) and (8) for saturated cases and in Eq. (11) for dry cases. Both in the experiments and in the simulations, the shaken granular medium liquefies easily when water is added up to

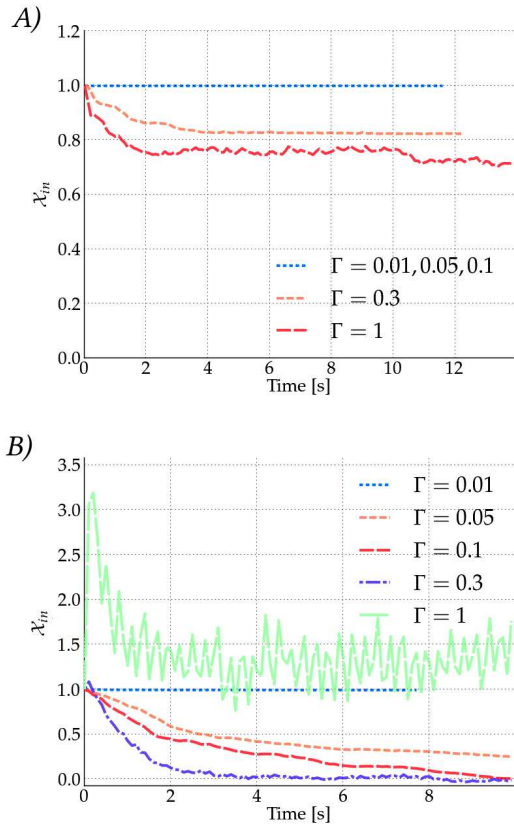


FIG. 10: Several simulation ran in A) a *dry* medium, B) a *saturated* medium. The horizontal shaking has a frequency of 12 Hz for the four first curves, its amplitude varies from 0.02 mm to 0.5 mm. For the curve $\Gamma = 1$ we used a frequency of 7Hz and an amplitude of 5mm.

the granular medium surface. Since water is simply represented by localized buoyancy in the zones where it is present in these simulations, without any compressibility or viscosity effects, this shows that the liquefaction observed in this system is not driven by the rising of pore pressure – the pore pressure always stays hydrostatic in these simulations. Here another physical property other than pore pressure rise is responsible for the rheology change of granular media. Liquefaction is triggered in our experiments and simulations by external shaking, with a top drained boundary condition where the water is not confined – i.e. where water can flow in and out of the surface. Inside the granular system the water acts solely through a buoyancy force and reduces the effective weight of the particles. The effective stress is reduced and consequently, grains can slide more easily on each other in presence of these buoyancy forces. The importance of buoyancy is in enlarging the range for this sliding onset, allowing it to occur under rather low accelerations.

B. Micromechanical point of view

To better understand what governs the sinking of the object during our experiments and simulations, we focus on the deformations inside the granular medium and will here adopt a micromechanical point of view. The simulations allow us to follow every particles inside the medium in details, and to investigate the physics of liquefaction. After the extraction of the particle velocity vector field in the laboratory reference frame, we consider another reference frame attached to the intruder, and obtain a so called "deviation velocity" by subtracting the velocity of the intruder from the velocity of every particle. This new field allows to check the validity of the explanation of liquefaction proposed in subsection IB. According to this explanation, we expect that for H.L. liquefaction situation, during the sinking of object into liquefied soil, the object is not directly sliding on the surrounding particles, but rather stays fixed to them (without sliding motion), while the whole granular medium, far from the intruder, is able to undergo sliding and to deform easily - leading to the subsidence of the intruder and of the granular medium under it. The observation of Figure 11 confirms this theory. This figure is composed of two snapshots taken from two different simulations: the top figure is from a simulation carried out at $\Gamma = 0.7$, where the medium is in G.E.L. state, whereas the figure on the bottom is a snapshot from a simulation carried out at $\Gamma = 0.28$, where the medium is in the H.L. case. The arrows pointing from the center of each particles represents the deviation velocity, and the color of the particles matches with the deviation velocity norm. These two snapshots are representative of what happens during the whole simulation.

Because of the sidewalls, the particles on the sides are moving with high amplitude which is not due to liquefaction but a consequence of the shocks against the walls. For a better readability of the pictures, we zoom on the middle of the system and skip the part where the particles are feeling the walls effect. The micromechanics, and in particular the study of the velocity deviation, allow to better qualify the different behaviors. The G.E.L. case (Fig. 11 on top) can be characterized by the sliding of the intruder on the surrounding particles. Indeed Fig. 11 on top shows that the velocity deviation of the particles under the intruder lies between 2.5 mm s^{-1} and 10 mm s^{-1} , therefore there is non-zero relative velocity between the intruder and the particles in contact with it (see the bottom right corner on the figure). The intruder behaves like any other particle of the medium. This behavior is also characterized by convection cells which drag the particles along cycles between the bottom and the top of the medium. The H.L. case (Fig. 11 on the bottom) can be characterized by a weak deviation velocity field around the intruder. The particles surrounding the intruder move with the intruder, their deviation velocity lie under 2.5 mm s^{-1} . There is almost no sliding between these particles and the intruder. The particles further

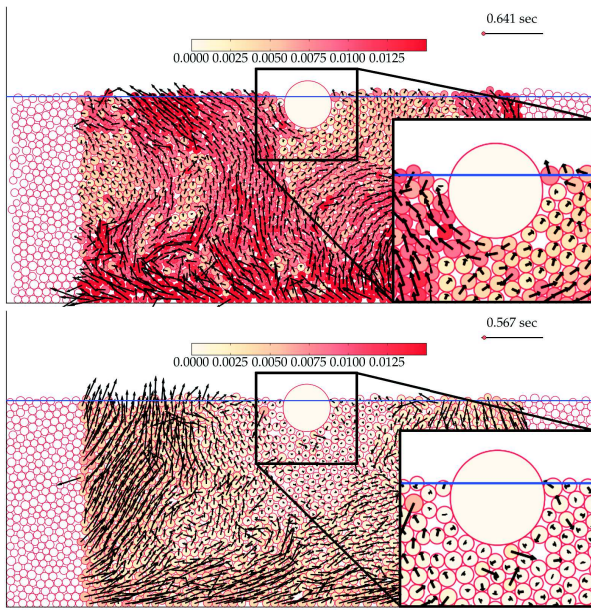


FIG. 11: Micromechanics of the G.E.L. case (above) and the liquefied case (below). The arrows represent the deviation velocity field and the color of the particles match with its norm in m s^{-1} . The blue line is the water level.

away (a few intruder diameter) from the intruder however are in motion with respect to the intruder. This shows that the medium is rearranging, and as a result, the intruder and its surrounding particles sink as a whole with respect to this farfield. The deviation velocity field can be described like a current made by the particles surrounding the intruder into the whole medium, while the particles further away experience a reduced solid normal stress and sliding, which allows the intruder to subside, i.e. to sink slowly. It is also important to notice that the velocity deviation inside the G.E.L. media is roughly 10 times larger than in the liquefaction cases. Eventually Figs. 11 can be compared to figure 12 which shows one snapshot taken during a simulation with a rigid behavior. In this case the deviation velocity is almost zero in the whole medium, and the intruder follows the movement of the surrounding particles. Every particles follows the imposed movement of the box, and the medium does not deform. Only few particles move or roll because of local compaction, or because they are free at the surface of the medium.

C. Phase diagram controlling liquefaction occurrence and type

Three general types of behavior have been proposed from both a macromechanical and a micromechanical point of view. We will now examine under which conditions these different behaviors occur, derive a phase diagram as function of the control parameters, and check

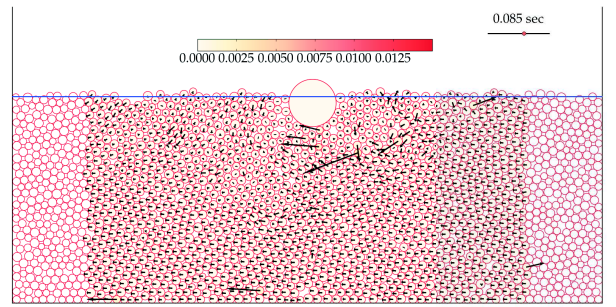


FIG. 12: Micromechanics of the rigid case. The arrows represent the deviation velocity field and the color of the particles match with its norm in m s^{-1} . The blue line is the water level.

using experiments and simulations the theory derived in subsection IB for the transition between these three behaviors. For this purpose, we make a systematic series of experiments and simulations at various frequencies and amplitudes. The frequencies range from 7 Hz to 24 Hz for simulations and from 0.15 Hz to 50 Hz for experiments and the acceleration range from 0.01 m s^{-2} to 1 m s^{-2} for simulations and from 0.001 m s^{-2} to 4 m s^{-2} for experiments. We link each experimental and simulation run to one of the three behaviors, rigid, H.L. or G.E.L., according to the categorization criteria explained in subsections IIC2 and IIC3. On the phase diagram, Fig. 13, we show the results of this systematic study. The upper part displays the diagram for the numerical simulations, and the lower part displays the one for experiments. Γ is represented on the horizontal axis and the frequency of shaking is on the vertical axis. Each simulation and experiment is plotted with a particular symbol representing the associated behavior: blue squares for rigid states, orange discs for H.L. states and red triangles pointing down for G.E.L. states, according to the thresholds defined in section IIC. A particular liquefaction behavior, represented by purple triangles pointing up and called slow liquefaction, will be further discussed in the next section. It is related to a few experiments and simulations which don't follow the same master curve as all other experiments and simulations. As predicted by the theory and confirmed by figure 13 both for simulations and experiments, the main control parameter determining whether liquefaction happens, and what type of liquefaction, is the value of the normalized peak ground acceleration Γ . The vertical lines show the position of the theoretical boundaries $\Gamma_{\text{H.L.}}$ and $\Gamma_{\text{G.E.L.}}$. On this figure we computed two possibilities for the sliding theoretical boundary: $\Gamma_{\text{G.E.L.},1} = \Gamma_{\text{G.E.L.}}$ is the one described and computed on section IB, Eq. (9). For this theoretical boundary, based on the acceleration at which the intruder starts to slide on the particles under it, we assumed the intruder to be initially entirely above the medium. However our simulations start with an intruder half immersed in the medium as initial state, which comes from mechanical

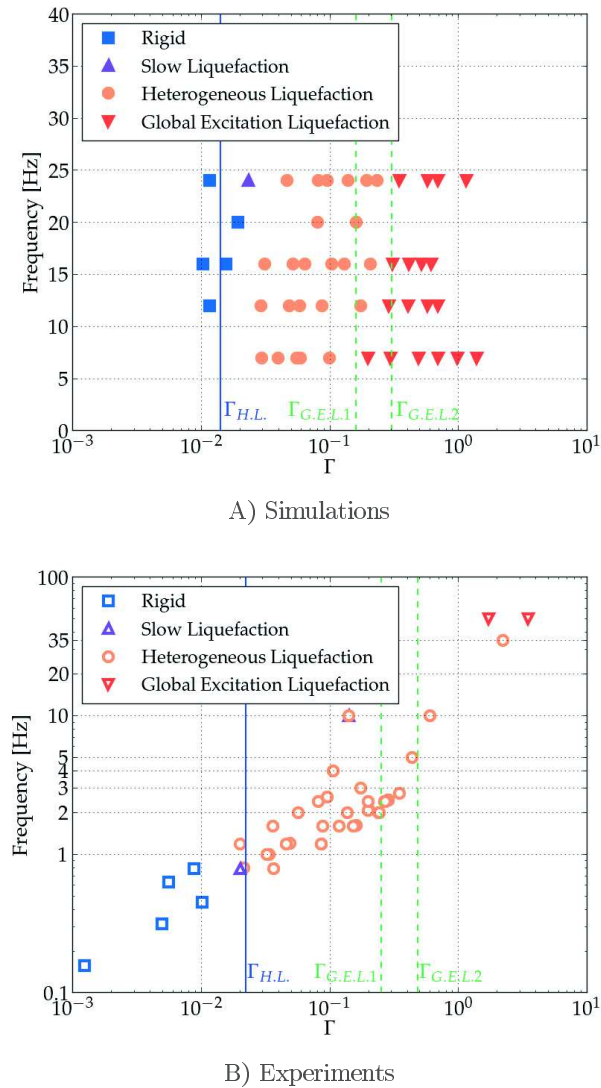


FIG. 13: Phase diagram of the numerical simulations on figure A) and of the experiments in figure B). Each simulation or experiment is plotted according to its reduced acceleration Γ and its frequency. The behaviors are determined following the thresholds defined in subsections II C 2 and II C 3. Squares correspond to an observed rigid behavior, circles and triangles pointing up to H.L. behavior, and triangles pointing down to G.E.L. behavior. The boundaries theoretically derived in section IB between these three regimes are the vertical lines: $\Gamma = \Gamma_{H.L.}$ for the rigid/H.L. boundary, and $\Gamma = \Gamma_{G.E.L.1}$ or $\Gamma = \Gamma_{G.E.L.2}$ are two possibilities for the H.L./G.E.L. boundary. These boundaries match well with the observed symbol changes, both in experiments and in simulations.

equilibrium without shaking. As for the experiments, between 5% and 20% of the volume of the intruder is initially immersed before shaking. Thus $\Gamma_{G.E.L.2}$ is the theoretical boundary with this corrected initial intruder position, $\Gamma_{G.E.L.2} = \mu(1 - \frac{V_{B,im}(0)\rho_w}{V_B\rho_B})$. $\Gamma_{G.E.L.2}$ is smaller than $\Gamma_{G.E.L.1}$ because the buoyancy applied

on the intruder immersed volume reduces the acceleration needed to make it slide on the particles underneath.

Let us examine, from Fig. 13, the deviation between the phase boundaries derived experimentally or numerically, and those obtained with the simple analytical model. The boundary between rigid and H.L. state is very well represented by both the simulations and the experiments. Concerning the boundary between H.L. and G.E.L. the phases diagram of the simulations shows again a very good fit between theory and experiments if we consider $\Gamma_{G.E.L.2}$ corrected from the initial immersed volume of the intruder. For the experiments, the setup limitations do not allow too many experiments at very large accelerations. A dispersion of the behavior results is observed, with a gradual transition from H.L. to G.E.L.. The transition nonetheless happens at a central value around the one predicted by theory. At first order, the two theoretical boundaries $\Gamma_{H.L.}$ and $\Gamma_{G.E.L.}$ capture very well the location of the different behaviors observed with numerical simulations and experiments. The similarity found in the results between simulations, experiments and theory are thus satisfactory, and validate the explanation proposed for the physics of liquefaction.

D. Penetration dynamics in liquefied cases

1. Data collapse and master curve

To understand further the phenomenon of sinking of an object inside a liquefied granular medium, we investigate the dynamics of the intruder, and how it penetrates towards its equilibrium position in the liquefactions cases. We make two interesting observations: We first notice that for simulations ran with the same amplitude, the dynamics of sinking depends only on the number of cycles. Indeed, when plotting \mathcal{X}_{in} for simulations and multiplying the time on x-axis by the frequency of shaking, Fig. 14, the three curves align together. The second observation comes from the comparison of \mathcal{X}_{in} for simulations made at different amplitudes and frequencies but at the same peak ground velocity (P.G.V.). For these simulations, one can observe that all the curves align together, see Fig. 15. These two observations guide us to collapse the time-depth curves, and establish a master curve followed by all the simulations. Taking simulations made with any amplitude and frequency, see Fig. 16 on top, we are able to collapse all curves of evolution of the variable \mathcal{X}_{in} , see Fig. 16 on bottom, by multiplying the time on x-axis by the P.G.V.. This shows that the speed of penetration of the intruder mainly depends on the peak velocity of the shaking.

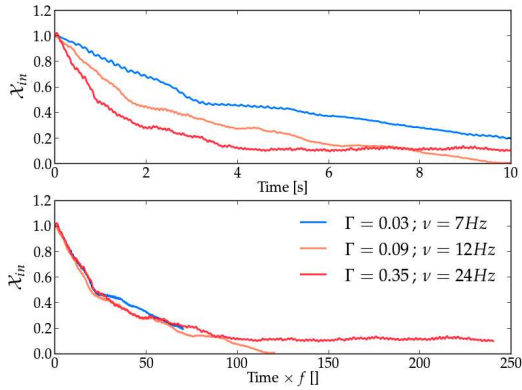


FIG. 14: Using the same amplitude of shaking, we observe a lining up of the curves when the time is normalized by the period of shaking. On the top is the temporal decreasing of several simulations run with an amplitude of 1.5 mm and frequencies of 7 Hz, 12 Hz and 24 Hz. On the bottom is the decreasing according to the number of cycles of shaking, the curves line up together.

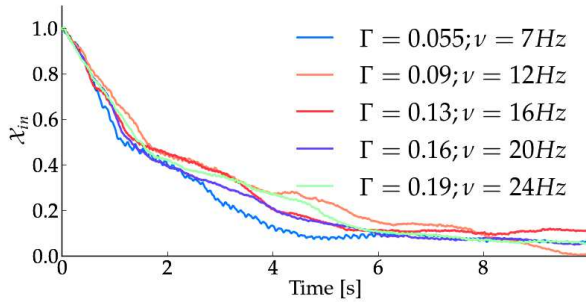


FIG. 15: Simulations at different amplitude and frequency with a constant P.G.V. of 0.002 m/s. They follow the same master curve.

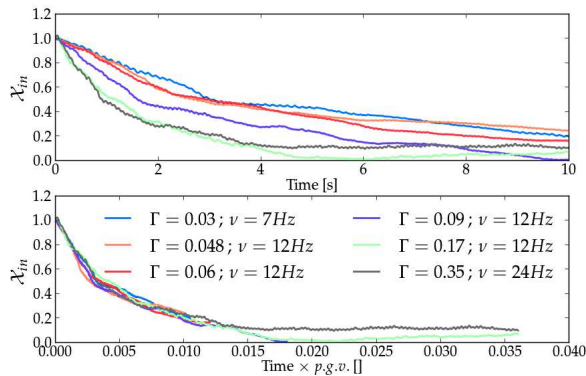


FIG. 16: Top: Set of simulations displaying the normalized emerged volume of the intruder according to the time; Bottom: the same simulations with the time normalized by the PGV of the respective run. The curves show a reasonable collapse towards a master curve.

2. Exponential relaxation and characteristic time

Concerning the shape of the sinking curves, a naturally expected shape is an exponentially or a logarithmic decreasing function. Indeed, on one hand linear systems relax towards equilibrium following an exponential evolution. On the other hand, in non linear systems close to jamming or pinning, slow relaxation or creep dynamics often lead during long time to a deformation logarithmic in time. This is for example the case in dry grains packing compacting under vibrations, [23, 33], in creep in fracture propagation [27] or in deforming rocks [4]. Assuming that the dynamics of our systems follows one of these two, we will adopt a representation to display how close the sinking results are to this behavior. Fig. 17 dis-

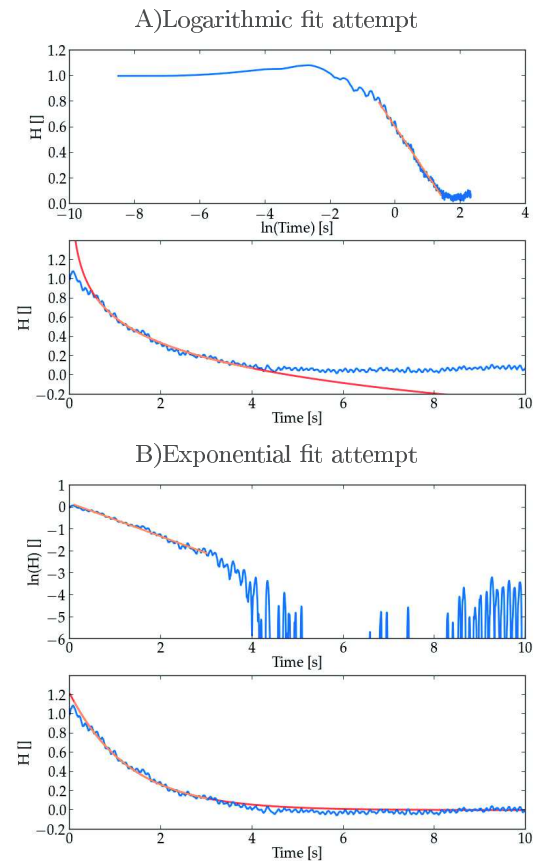


FIG. 17: Decreasing laws of the emerged height of the intruder. We apply a logarithmic fit of the simulations data in figures A) and an exponential fit in figures B). We observe that the emerged height is well modeled by the exponential decreasing.

plays the sinking of our intruder during one simulation – characteristic of the majority of the simulation cases. Fig. 17 A) shows an attempt to a logarithm fit to the sinking of the intruder, and Fig. 17 B) shows an exponential decreasing fit attempt to the same data. For both cases we presented the result first with a semilogarithmic scale first, where a logarithmic behavior would correspond to

a straight line, and then with a linear scale. The exponential decreasing function fits to the wide majority of the liquefied simulations whereas the logarithm decreasing fits only to few simulations whom the behavior was hard to distinguish between rigid and liquefied. When the granular medium is well liquefied we can then assume that the intruder follows an exponential sinking toward its equilibrium position. This will be confirmed by physical explanation later on. We apply the exponential fit to every simulation categorized as liquefied and systematically compute the half-life times. The procedure is semi-automatic. We compute the intruder normalized emerged height H defined as follows: $H(t) = \frac{h(\infty) - h(t)}{h(\infty) - h(0)}$ with $h(t)$ the immersed height previously introduced and $h(\infty)$ the immersed height at isostatic position. H is defined on the same principle than \mathcal{X}_{in} , see equation 17, as a normalized height which starts at 1 for every case and goes to 0 if the final immersed height of the intruder reaches $h(\infty)$ being the isostatic position. We plot H with a logarithmic y-axis, as on Fig. 17B) on top, and we pick manually the duration corresponding to a straight-line (orange line on the plot). This duration should not be smaller than 3 seconds. We then apply a linear regression on the intruder normalized emerged height H , using the selected duration and a logarithmic y-axis, for different values of $h(\infty)$: the linear regression is applied for 15 values of $h(\infty)$ equally organized between the isostatic position minus 15% to the isostatic position plus 15%. We keep the result which gives the largest correlation coefficient. Eventually, from the slope of the linear regression λ , we obtain the half life time as $t_{1/2} = \ln(2)/\lambda$.

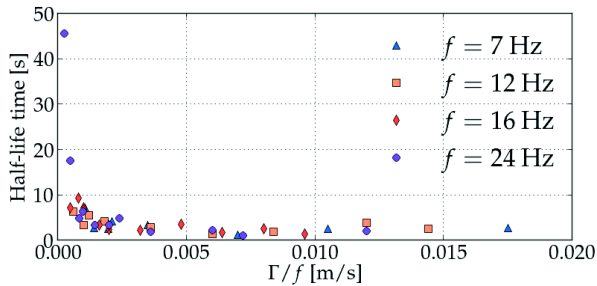


FIG. 18: Half-life time as a function of the peak ground velocity. The results come from simulations. The shapes of the markers match with the frequency of the shaking.

We are now able to plot the half-life time of the simulations according to the P.G.V. of the imposed shaking, see Fig. 18. Different markers are used for different frequencies. It is clear from the collapse of Fig. 16 and from the half-life time dependency of Fig. 18 that the half-life time is proportional to the inverse of the P.G.V. as all the points follow the same master curve regardless of the frequency. At the first order the master curve is the inverse function. We can now present a physical explanation for the exponential sinking and for the half-life times depending on the PGV.

E. Theoretical point of view

The exponential decreasing behavior has already been reported in a related study by [38]. They used a real sand and a steel cylinder as intruder. To understand the origin of this exponential behavior, we will make an approximate mechanical analysis of the granular medium rheology. There are mainly two forces acting on the intruder, apart from its weight: A buoyancy force coming from the fluid and a frictional force exerted by the solid contacts with the granular medium. A recent study [5] shows that in dry granular media shaken horizontally, the frictional force preventing an intruder to sink acts locally normal to the intruder surface. Following the authors of this study, we assume that this stays valid in the saturated case, and since the penetration speed is low, we assume that the frictional force is proportional to the speed of the intruder in the medium. Newton's second law applied on the intruder and projected on the vertical axis can be phrased as:

$$\rho_B V \frac{d^2 u}{dt^2} = -\rho_B V g + \rho_{\text{eff}} V_{\text{im}}(u) g - \alpha \frac{du}{dt}, \quad (18)$$

where u is the vertical displacement of the intruder, ρ_B its density V its volume, and ρ_{eff} the effective density of the saturated granular medium. We checked that $\frac{d^2 u}{dt^2}$ is very small relative to the other forces. In this case, the equation of motion can be simplified as:

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{\alpha} (-\rho_B V g + \rho_{\text{eff}} V_{\text{im}}(u) g)$$

One solution of equilibrium exists when $\rho_B < \rho_{\text{eff}}$. When this solution called u_{eq} is reached, the term $\frac{du}{dt}$ is equal to 0. Thus

$$-\rho_B V g + \rho_{\text{eff}} V_{\text{im}}(u_{\text{eq}}) g = 0; \quad \rho_{\text{eff}} V_{\text{im}}(u_{\text{eq}}) g = \rho_B V g$$

We focus on the dynamics near to the equilibrium state, in which case:

$$V_{\text{im}}(u) = V_{\text{im}}(u_{\text{eq}}) + \frac{dV_{\text{im}}}{du} \Big|_{u_{\text{eq}}} (u - u_{\text{eq}})$$

The term $\frac{dV_{\text{im}}}{du} u_{\text{eq}}$ is linked to a characteristic volume of the intruder. It represents the cylinder of infinitesimal height du , in the intruder around the surface of the medium. Its basis is the disc of intersection between the intruder at equilibrium position and the effective fluid surface. As the equilibrium position is close to the total immersion, the intersection between the intruder and the effective fluid surface is decreasing when the intruder is close to its equilibrium, and so $\frac{dV_{\text{im}}}{du} u_{\text{eq}}$ is a negative term. Thus we will write $\beta = -\frac{dV_{\text{im}}}{du} u_{\text{eq}}$, where β is positive. Eq. (18) becomes:

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{\alpha} (-\rho_B V g + \rho_{\text{eff}} (V_{\text{im}}(u_{\text{eq}}) - \beta(u - u_{\text{eq}})) g).$$

Thanks to the expression of the equilibrium solution u_{eq} , this becomes:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\beta g \rho_{\text{eff}}}{\alpha} (u_{\text{eq}} - u)$$

We finally reach a linear differential equation. Using $u_0 = u(t = 0)$, the initial position, we obtain the following solution for u :

$$u(t) = (u_0 - u_{\text{eq}})e^{-\frac{\beta g \rho_{\text{eff}}}{\alpha} t} + u_{\text{eq}} \quad (19)$$

At this step, assuming a negligible acceleration for the intruder and a frictional force proportional to the velocity of the intruder, we find that the movement of the intruder around its equilibrium position follows an exponential decreasing law.

Concerning the half-life time of penetration, our results allow to provide an expression for α . In Eq. (19), we have an expression for the half-life time $T_{\frac{1}{2}}$:

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln(2)\alpha}{\beta g \rho_{\text{eff}}}. \quad (20)$$

We can measure two particular half-life times with our figures: in figure 14 bottom, the half-life time is equal to 20 seconds and the sinking is shown as a function of $t \times f$ with an amplitude of shaking A_0 equal to 1.5 mm. We can then assume that

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{20}{f} g_1(A)$$

where g_1 is a function of the amplitude A with $g_1(A_0) = 1$. In figure 15 bottom, the half-life time is equal to 1.75 seconds and the sinking is shown as a function of t in the case of a constant PGV. We can then set that

$$T_{\frac{1}{2}} = 1.75 g_2(Af)$$

where (Af) is the PGV of the experiments and g_2 a function of the PGV. We can equalized these two expressions:

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{20}{f} \frac{A_0}{A} = 1.75 g_2(Af)$$

giving

$$g_2(Af) = \frac{11}{f} g_1(A).$$

Thus the function g_1 is of the form $\frac{c}{A}$ with c a constant. Knowing that $g_1(A_0) = 1$ we conclude $g_1(A) = \frac{A_0}{A}$. Then we got

$$g_2(Af) = \frac{11A_0}{Af}.$$

This gives us the following expression for $T_{\frac{1}{2}}$:

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{20A_0}{Af} \quad (21)$$

Combining expressions 20 and 21 we get the following expression for α :

$$\alpha = \frac{\beta g \rho_{\text{eff}}}{\ln(2)} \frac{20A_0}{Af}$$

F. Particular case of slow liquefaction following logarithm penetration

The dynamics of the intruder described above behavior of some simulations and experiments. Indeed among the simulations classified as liquefaction state, there are some cases at acceleration close to $\Gamma_{\text{H.L.}}$ where the sinking of the intruder does not follow the same trend described above. When the intruder movement is compared to other simulations ran at the same PGV, the curve does not align with the other ones although they all have a liquefaction behavior, see Fig.19. We call these particular

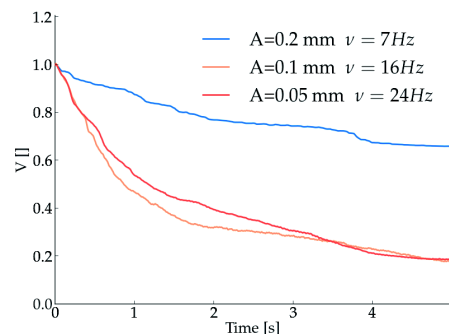


FIG. 19: Simulations with same peak ground velocity. The simulation made at the frequency 7Hz does not align with the two other. It is a case of slow liquefaction.

cases slow liquefaction. Observing the dynamics of penetration of the intruders in these slow liquefaction cases, we find that a logarithm law fits better than the exponential one, as shown on Fig.20. This is in contrast with most cases of liquefaction where the exponential decreasing fits better. With the numerical simulations we found out that when the size of the numerical box is increased, these cases get less frequent. With 2000 particles, the area in the phase diagram where slow liquefaction appears is very narrow. This behavior is coherent with recent researches on granular compaction [33], where under small excitation, granular systems get "jammed" and "aging" phenomena are observed. The stationarity of these systems is typically not reached and logarithmic relaxation is found. Our explanation for this logarithmic dynamic is that the system needs to explore rearrangement of larger and larger amount of particles. This can be compared to the glassy dynamic behavior and the parking lot model [24].

IV. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

Using a model of granular soil and a sphere representing a structure built on the top of this soil, we are able to reproduce soil liquefaction by shaking the medium. Indeed, with sufficiently strong shaking, the sphere, originally positioned on top of the medium, sinks quickly

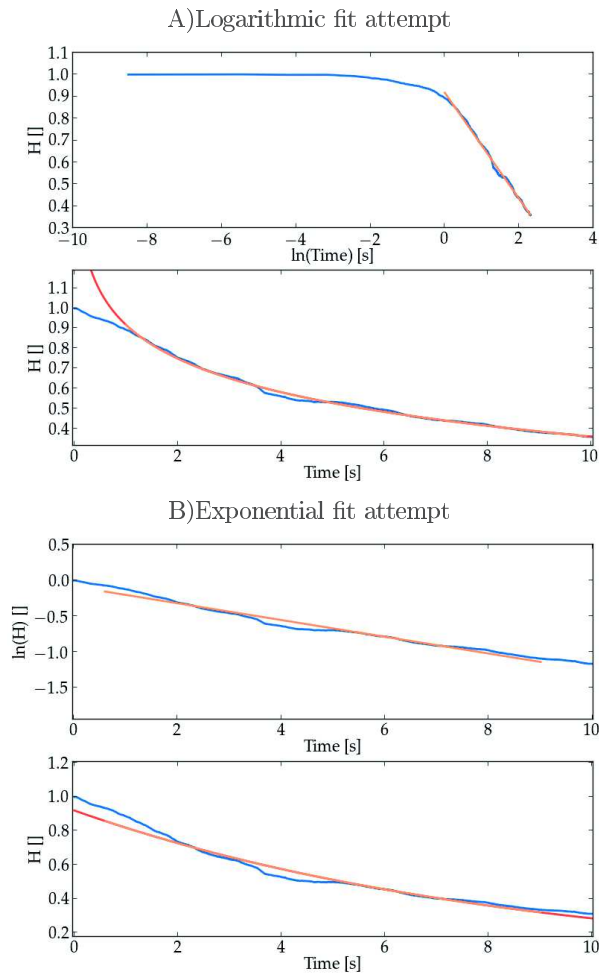


FIG. 20: Decreasing laws of the emerged height of the intruder. We apply a logarithmic fit of the data in figures A) and an exponential fit in figures B). We observe that in this case the emerged height follows a logarithmic decreasing.

into it. Using basic physics equations taking into account buoyancy and friction between the grains, we build a theoretical model which predicts under which imposed shaking accelerations the sphere will sink and what will be its final position. This theoretical model predicts three different regimes for the shaken medium, depending on the friction coefficient of the material, the presence of water and the density of the grains. With the rising of the imposed acceleration, we expect subsequently, a rigid regime, a heterogeneous liquefaction regime allowing the sphere to sink (representative of the conditions during seismic triggered liquefaction in nature), and a global excitation liquefaction regime where the whole medium is strongly deforming. Our theoretical model for explaining liquefaction has been validated by the use of numerical simulations and experiments. Our experiments are based on 3D granular media, composed of light monodisperse

beads, horizontally shaken by regular oscillations. Our simulations implement a molecular dynamics code in 2D with gravity, buoyancy and contact forces. In our systems, liquefaction is controlled by the competition between the buoyancy and the gravitational forces. Because the buoyancy isn't applied everywhere but only on the immersed grains, it ables the grains to slide meanwhile the intruder doesn't slide. We explored a broad range of accelerations and frequencies. The main conclusion is that only the peak ground acceleration of the shaking and material parameters (friction, density, saturation) determines the behavior of the saturated granular medium. Next, we show that in the case of heterogeneous liquefaction, a spherical intruder lying on the top of a granular medium sinks down to a position corresponding to isotasy in this medium. Another conclusion relates to the dynamics of the intruder penetration. We first show a clear data collapse in time among the sinking of the sphere with simulations, using a normalization by the inverse of the peak ground velocity. We then show that the intruder displays usually an exponential relaxation towards equilibrium. We give a theoretical interpretation of this relaxation, and find a relationship between the effective viscosity of the fluidized medium and the shape of the immersed volume of the intruder near to its isostatic position.

In a more general way, the experiments we performed show that liquefaction is possible in drained condition. This is coherent with recent study [16, 17, 26].

Our model is valid in the case of small compaction and permeable media. Indeed for large system low compacted and with a high permeability as clay, the dynamic pressure in pores will not be negligible any more and viscous forces need to be added in our model as [31] and [30].

As a perspective, we suggest to study the impact on the intruders penetration of the presence of a second intruder nearby. Indeed during some liquefaction events, one can notice that a building can sink or tilt while the neighboring buildings remain stable. An assumption is that the weight of one building may stabilize the surrounding soil. Another interesting line of work would be to confront or model to a broad range of grain densities, and density for grains to systematically vary the level of fluid in the medium, to check the fluid level impact on liquefaction. Eventually, it would be interesting to use a finite time of shaking which corresponds to the typical time of an earthquake.

Acknowledgments

We appreciate helpful discussions with K. J. Måløy, E. Altshuler, A. J. Batista-Leyva, G. Sánchez-Colina. We also thanks Alain Steyer for outstanding support in building the setup.

-
- [1] Mike P Allen and Dominic J Tildesley. *Computer simulation of liquids*. Oxford university press, 1989.
- [2] N Ambraseys and S Sarma. Liquefaction of soils induced by earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 59(2):651–664, 1969.
- [3] Microbeads AS. P. o. box 265,n-2021 skedsmokorset, norway, tel: +47 64 83 53 00, fax: +47 64 83 53 01, email: support@micro-beads.com.
- [4] Nicolas Brantut, MJ Heap, PG Meredith, and Patrick Baud. Time-dependent cracking and brittle creep in crustal rocks: A review. *Journal of Structural Geology*, 52:17–43, 2013.
- [5] TA Brzinski III, P Mayor, and DJ Durian. Depth-dependent resistance of granular media to vertical penetration. *Physical review letters*, 111(16):168002, 2013.
- [6] C Cassar, M Nicolas, and O Pouliquen. Submarine granular flows down inclined planes. *Physics of Fluids (1994-present)*, 17(10):103301, 2005.
- [7] ME Cates, JP Wittmer, J-P Bouchaud, and Ph Claudin. Jamming, force chains, and fragile matter. *Physical review letters*, 81(9):1841, 1998.
- [8] Cecile Clement, Einat Aharanov, and Renaud Toussaint. Shake and sink: liquefaction without pressurization. *Physical Review E*, 2016.
- [9] CP Clement, HA Pacheco-Martinez, MR Swift, and PJ King. The water-enhanced brazil nut effect. *EPL (Europhysics Letters)*, 91(5):54001, 2010.
- [10] Misko Cubrinovski, Jonathan D Bray, Merrick Taylor, Simona Giorgini, Brendon Bradley, Liam Wotherspoon, and Joshua Zupan. Soil liquefaction effects in the central business district during the february 2011 christchurch earthquake. *Seismological Research Letters*, 82(6):893–904, 2011.
- [11] Peter A Cundall and Otto DL Strack. A discrete numerical model for granular assemblies. *Geotechnique*, 29(1):47–65, 1979.
- [12] JA Diaz-Rodriguez, S Leroueil, and JD Aleman. Yielding of mexico city clay and other natural clays. *Journal of geotechnical engineering*, 118(7):981–995, 1992.
- [13] Aleksandar Donev, Salvatore Torquato, Frank H Stillinger, and Robert Connelly. Jamming in hard sphere and disk packings. *Journal of applied physics*, 95(3):989–999, 2004.
- [14] U El Shamy and M Zeghal. A micro-mechanical investigation of the dynamic response and liquefaction of saturated granular soils. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 27(8):712–729, 2007.
- [15] Dimitrios Geromichalos, Mika M Kohonen, Frieder Mugele, and Stephan Herminghaus. Mixing and condensation in a wet granular medium. *Physical review letters*, 90(16):168702, 2003.
- [16] L. Goren, E. Aharonov, D. Sparks, and R. Toussaint. Pore pressure evolution in deforming granular material: A general formulation and the infinitely stiff approximation. *Journal of Geophysical Research*, 115(B9), Sep 2010.
- [17] Liran Goren, Einat Aharonov, David Sparks, and Renaud Toussaint. The mechanical coupling of fluid-filled granular material under shear. *Pure and Applied Geophysics*, 168(12):2289–2323, 2011.
- [18] Russell A Green. Energy-based evaluation and remediation of liquefiable soils. 2001.
- [19] Yu Huang and Miao Yu. Review of soil liquefaction characteristics during major earthquakes of the twenty-first century. *Natural hazards*, 65(3):2375–2384, 2013.
- [20] DA Huerta, Victor Sosa, MC Vargas, and JC Ruiz-Suárez. Archimedes' principle in fluidized granular systems. *Physical Review E*, 72(3):031307, 2005.
- [21] A Khaldoun, E Eiser, GH Wegdam, and Daniel Bonn. Rheology: Liquefaction of quicksand under stress. *Nature*, 437(7059):635–635, 2005.
- [22] J.A. Knapptee and R.F. Craig. *craig's soil mechanics*. Spon Press, 2012.
- [23] James B Knight, Christopher G Fandrich, Chun Ning Lau, Heinrich M Jaeger, and Sidney R Nagel. Density relaxation in a vibrated granular material. *Physical review E*, 51(5):3957, 1995.
- [24] Amy J Kolan, Edmund R Nowak, and Alexei V Tkachenko. Glassy behavior of the parking lot model. *Physical Review E*, 59(3):3094, 1999.
- [25] Eiichi Kuribayashi and Fumio Tatsuoka. Brief review of liquefaction during earthquakes in japan. 1975.
- [26] Daniel L Lakeland, Amy Rechenmacher, and Roger Ghanem. Towards a complete model of soil liquefaction: the importance of fluid flow and grain motion. In *Proc. R. Soc. A*, volume 470, page 20130453. The Royal Society, 2014.
- [27] Olivier Lengliné, Renaud Toussaint, Jean Schmittbuhl, Jean E Elkhoury, JP Ampuero, Ken Tore Tallakstad, Stéphane Santucci, and Knut Jørgen Måløy. Average crack-front velocity during subcritical fracture propagation in a heterogeneous medium. *Physical Review E*, 84(3):036104, 2011.
- [28] Detlef Lohse, Remco Rauhé, Raymond Bergmann, and Devaraj Van Der Meer. Granular physics: creating a dry variety of quicksand. *Nature*, 432(7018):689–690, 2004.
- [29] S Luding, J Duran, E Clément, and J Rajchenbach. Segregation of particulate solids: Segregation via convection. *Pharm. Technol.*, 20(8):42–44, 1996.
- [30] Michael J Niebling, Eirik G Flekkøy, Knut Jørgen Måløy, and Renaud Toussaint. Mixing of a granular layer falling through a fluid. *Physical Review E*, 82(1):011301, 2010.
- [31] Michael J Niebling, Eirik G Flekkøy, Knut Jørgen Måløy, and Renaud Toussaint. Sedimentation instabilities: impact of the fluid compressibility and viscosity. *Physical Review E*, 82(5):051302, 2010.
- [32] Thorsten Pöschel and Hans J Herrmann. Size segregation and convection. *EPL (Europhysics Letters)*, 29(2):123, 1995.
- [33] Patrick Richard, Mario Nicodemi, Renaud Delannay, Philippe Ribiere, and Daniel Bideau. Slow relaxation and compaction of granular systems. *Nature materials*, 4(2):121–128, 2005.
- [34] Anthony Rosato, Katherine J Strandburg, Friedrich Prinz, and Robert H Swendsen. Why the brazil nuts are on top: Size segregation of particulate matter by shaking. *Physical Review Letters*, 58(10):1038, 1987.
- [35] G Sánchez-Colina, L Alonso-Llanes, E Martínez, AJ Batista-Leyva, C Clement, C Fliedner, R Toussaint, and E Altshuler. Note:“lock-in accelerometry” to follow sink dynamics in shaken granular matter. *Review of scientific instruments*, 85(12):126101, 2014.

- [36] G Sanchez-Colina, AJ Batista-Leyva, C Clement, E Alshuler, and R Toussaint. Sink vs. tilt penetration into shaken dry granular matter: the role of foundation. *arXiv preprint arXiv:1605.08024*, 2016.
- [37] Andrzej Sawicki, Jacek Mierczyński, et al. Developments in modeling liquefaction of granular soils, caused by cyclic loads. *Applied Mechanics Reviews*, 59(2):91–106, 2006.
- [38] Andrzej Sawicki and Jacek Mierczyński. On the behaviour of liquefied soil. *Computers and Geotechnics*, 36(4):531–536, 2009.
- [39] GD Scott and DM Kilgour. The density of random close packing of spheres. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2(6):863, 1969.
- [40] H Bolton Seed and Izzat M Idriss. Analysis of soil liquefaction: Niigata earthquake. *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, 93(3):83–108, 1967.
- [41] Raymond B Seed, K Onder Cetin, Robb ES Moss, Annie M Kammerer, Jiaer Wu, Juan M Pestana, Michael F Riemer, Rodolfo B Sancio, Jonathan D Bray, Robert E Kayen, et al. Recent advances in soil liquefaction engineering: a unified and consistent framework. In *Proceedings of the 26th Annual ASCE Los Angeles Geotechnical Spring Seminar: Long Beach, CA*, 2003.
- [42] Troy Shinbrot and Fernando J Muzzio. Reverse buoyancy in shaken granular beds. *Physical Review Letters*, 81(20):4365, 1998.
- [43] Annie Souriau. Quantifying felt events: A joint analysis of intensities, accelerations and dominant frequencies. *Journal of Seismology*, 10(1):23–38, 2006.
- [44] K Terzaghi. Theoretical soil mechanics. *John Wiley & Sons, New York*, 1943.
- [45] Roger M Waller. *Effects of the March 1964 Alaska earthquake on the hydrology of south-central Alaska*. US Government Printing Office, 1966.
- [46] Chi-Yuen Wang and Michael Manga. *Earthquakes and Water*, volume 114. Springer Verlag, 2010.
- [47] Geert H Wortel, Joshua A Dijksman, and Martin van Hecke. Rheology of weakly vibrated granular media. *Physical Review E*, 89(1):012202, 2014.
- [48] TL Youd, IM Idriss, Ronald D Andrus, Ignacio Arango, Gonzalo Castro, John T Christian, Richardo Dobry, WD Liam Finn, Leslie F Harder Jr, Mary Ellen Hynes, et al. Liquefaction resistance of soils: summary report from the 1996 nceer and 1998 nceer/nsf workshops on evaluation of liquefaction resistance of soils. *Journal of geotechnical and geoenvironmental engineering*, 2001.

2.3 Revue des résultats de l'article et résultats supplémentaires

Dans cette seconde partie du chapitre, nous faisons une revue des résultats présentés dans l'article précédent et ajoutons quelques résultats supplémentaires, notamment une section sur l'application de nos recherches à la compréhension des observations de liquéfaction dans la nature.

2.3.1 Liquéfaction jusqu'à l'isostasie

Le premier résultat que l'on reprend ici est la comparaison de l'enfoncement final des intrus dans nos milieux liquéfiés, expérimentaux et numériques, avec leur équilibre isostatique dans ces mêmes milieux. On commence par définir précisément la position isostatique des intrus, puis on évaluera la position finale réelle de ces mêmes intrus.

2.3.1.1 Equilibre dicté par notre modèle

D'après le modèle analytique de liquéfaction, la position finale des intrus est la position d'équilibre isostatique, pour peu que les secousses durent assez longtemps. La notion d'équilibre isostatique à l'intérieur d'un milieu granulaire a déjà été utilisée dans [4, 59]. La position d'équilibre isostatique correspond à l'équilibre entre la force d'Archimède et la force de gravité. On a $V_{B.imISO} = \frac{\rho_B}{\rho_{eff}} V_B$ le volume immergé isostatique de l'intrus, où on rappelle que ρ_B est la densité de l'intrus et ρ_{eff} la densité effective du milieu compte tenu de sa porosité et de la densité des grains. On peut vérifier si les intrus des expériences et des simulations coulent jusqu'à leur position isostatique en étudiant l'évolution de la variable \mathcal{X}_{in} définie par :

$$\mathcal{X}_{in}(t) = \frac{V_{B.imISO} - V_{B.im}(t)}{V_{B.imISO} - V_{B.im}(0)}$$

Cette variable commence à 1 pour toutes les configurations, ce qui a l'avantage de permettre facilement la comparaison entre plusieurs expériences et-ou simulations quand l'intrus n'a pas toujours le même volume initialement immergé. Si l'intrus atteint sa position isostatique alors $\mathcal{X}_{in} = 0$.

2.3.1.2 Quelques exemples

Observons tout d'abord des exemples issus de simulations et d'expériences où l'intrus s'enfonce dans le milieu jusqu'à sa position isostatique. On commence avec trois simulations, visible sur la figure 2.3. Ces simulations sont réalisées avec le même état initial, avec une oscillation de 7 Hz et trois accélérations différentes, $\Gamma = 0.03$, $\Gamma = 0.06$ et $\Gamma = 0.1$. Sur le graphique de gauche on représente \mathcal{X}_{in} en fonction du temps. On voit que les trois courbes convergent vers 0. L'intrus atteint donc sa position isostatique et semble y finir sa course.

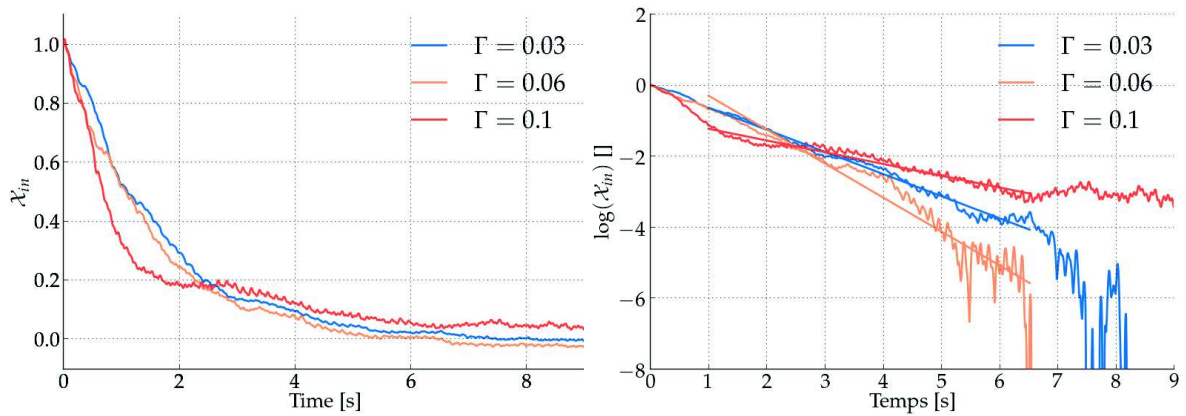


FIGURE 2.3 – Simulations : enfoncement des intrus jusqu'à l'isostasie. Résultat de simulations dans l'état de **liquéfaction hétérogène** représenté sous deux formes différentes. Volume émergé normalisé \mathcal{X}_{in} en fonction du temps. À gauche : représentation avec un axe des ordonnées linéaire. Les courbes tendent vers 0, la position isostatique. À droite : représentation avec un axe des ordonnées logarithmique. Sur la figure de droite on a également représenté les droites calculées avec une régression linéaire pour chacun des trois cas.

On remarque que l'allure des courbes est une fonction exponentielle décroissante. Pour confirmer cette hypothèse nous avons tracé \mathcal{X}_{in} avec une échelle logarithmique sur l'axe des ordonnées, voir le graphique de droite. Avec ce changement d'échelle, les courbes exponentielles décroissantes qui tendent vers 0 sont des droites. C'est un moyen sûr de vérifier que \mathcal{X}_{in} converge vers 0 pour les trois simulations. Sur ce graphique, on montre aussi les droites calculées avec une regression linéaire. Après la première seconde d'oscillation, nos courbes suivent globalement bien la tendance linéaire. La courbe rouge correspondant à $\Gamma = 0.1$ stoppe sa descente à partir de 6.5 secondes d'oscillations. Le milieu a peut être atteint une configuration où les grains sont coincés et il est probable que l'intrus aurait continué sa course après quelques secondes. La pente des droites varie selon les cas ce qui nous indique que \mathcal{X}_{in} converge vers 0 à différentes vitesses, On peut aussi observer cette convergence sur les cas de liquéfaction issus des expériences. Sur la figure 2.4 on représente l'évolution de la variable \mathcal{X}_{in} pour quatre expériences dont les paramètres de secousse sont les suivants : une amplitude de 3.5 mm et des fréquences de 1.6 Hz, 2.0 Hz et 2.6 Hz, ce qui correspond à des accélérations de $\Gamma = 0.035$, $\Gamma = 0.056$ et $\Gamma = 0.095$. La quatrième expériences présentée est réalisée avec une amplitude 15 mm et une fréquence de 1.2 Hz, ce qui correspond à $\Gamma = 0.086$. Sur le graphique de gauche de la figure 2.4 on utilise des échelles linéaires. Les courbes sont lissées avec une fenêtre glissante large de 0.4 seconde. On remarque que comme pour les simulations, ces courbes convergent vers 0. Ainsi l'intrus s'enfonce jusqu'à sa position isostatique. Sur le graphique de droite de la figure 2.4 on utilise un axe des ordonnées logarithmique. Dans cette représentation, la variable \mathcal{X}_{in} peut être approchée par une droite pour chaque expérience, après les premières secondes de secousse. On trace ces droites calculées avec une regression linéaire sur le graphique. Maintenant qu'on a présenté quelques exemples où le volume immergé de l'intrus est bien représenté par une courbe qui converge vers le volume isostatique, on va procéder à une étude statistique pour calculer quelle position finale permet le mieux d'expliquer les données.

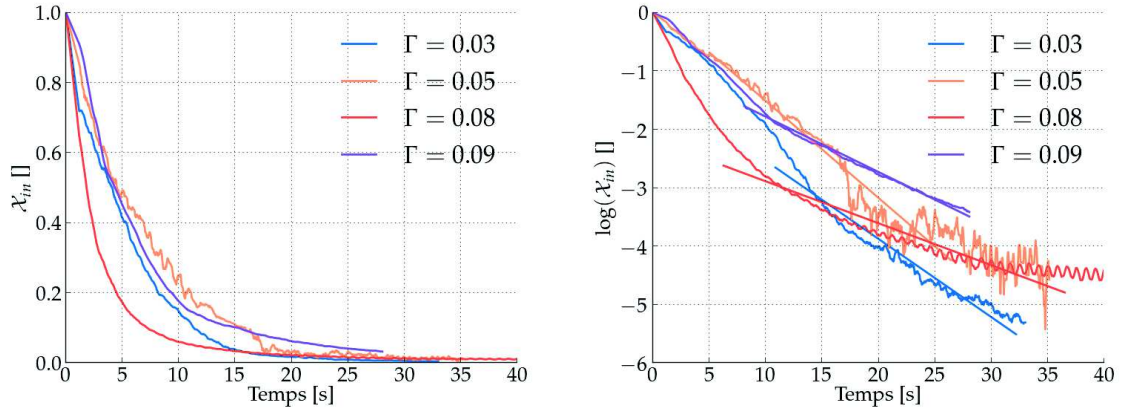


FIGURE 2.4 – Expériences : enfoncement des intrus jusqu'à l'isostasie. On représente le volume émergé normalisé \mathcal{X}_{im} en fonction du temps pour quatre expériences montrant un comportement de **de liquéfaction hétérogène**, avec deux échelles différentes. À gauche : représentation avec un axe des ordonnées linéaire. Les courbes tendent vers 0, la position isostatique. À droite : représentation avec un axe des ordonnées logarithmique. Après les premières secondes de secousses, les courbes peuvent être approchées par des droites de différentes pentes.

2.3.1.3 Étude statistique

On fait une recherche de la meilleure position finale sur 53 simulations. On part de l'hypothèse qu'après les trois premiers cycles de secousses, la hauteur de l'intrus $u(t)$ en fonction du temps suit une décroissance exponentielle vers la position finale $u_{t=\infty}$. Si $u_{t=\infty}$ correspond à la position isostatique u_{ISO} alors le volume immergée de l'intrus \mathcal{V}_{im} est égale à $\mathcal{V}_{imISO} = \pi r_B^2 \frac{\rho_B}{\rho_{eff}} E$, avec E la largeur de notre milieu granulaire numérique dans la troisième dimension. On peut aussi exprimer le volume immergée de l'intrus en fonction de la hauteur d'immersion de l'intrus h_{em} ainsi : $\mathcal{V}_{im} = r_B^2 (\alpha - \sin(\alpha)) E$ avec $\alpha = 2 \arccos(1 - \frac{h_{em}}{r_B})$. On commence par mesurer la porosité de nos milieux granulaires numériques $\Phi = 0.197$, ce qui nous donne $\rho_{eff} = 1040.15$. On calcule ensuite la position verticale de l'intrus u_{LIM} qui nous donne une surface d'immersion égale à $\mathcal{V}_{im} = 90\% \mathcal{V}_{imISO}$. On trouve $u_{ISO} - u_{LIM} = 2.6$ mm ce qui correspond environ à un dixième du diamètre de l'intrus et à un rayon de particule.

Pour chaque simulation, on se propose donc de tester l'approximation exponentielle sur les courbes $\frac{u_{t=\infty} - u(t)}{u_{t=\infty} - u(0)}$ pour 50 valeurs de $u_{t=\infty}$ variant entre $u_{ISO} + 2.6$ mm et $u_{ISO} - 2.6$ mm.

On selectionne alors la position $u_{t=\infty}$ qui donne le meilleur coefficient de corrélation, c'est à dire le plus proche de 1. Enfin on fait une moyenne des $u_{t=\infty}$ sur toutes les simulations où le programme à trouver une position finale qui donne un coefficient de corrélation supérieur à 0.9. Sur 53 simulations avec un intrus de masse volumique $\rho_B = 1.$, des secousses allant de $\Gamma = 0.01$ à $\Gamma = 1$ et deux milieux à 2000 particules, 39 simulations ont un coefficient de corrélation supérieur à 0.9 et la hauteur finale moyenne mesurée est éloignée de seulement 3% de u_{ISO} . Après vérification, on remarque que les 14 simulations exclues de la moyenne sont soit des simulations correspondant

à des faibles secousses, typiquement des valeurs de Γ inférieures à 0.03, soit des simulations avec de fortes secousses, avec des Γ typiquement supérieures à 0.5. La position finale de l'intrus est donc bien la position isostatique qui équilibre la force d'Archimède et la force de gravité.

2.3.2 Diagramme de phases

On passe maintenant aux détails nécessaires à la réalisation des diagrammes de phases de l'article précédent. Le comportement des milieux granulaires, expérimentaux et numériques, peut être classifié systématiquement entre les trois états **rigide**, **de liquéfaction hétérogène** et **de liquéfaction globalement excitée**, grâce à l'étude de la variable \mathcal{X}_{in} . Les seuils utilisés pour cette classification sont donnés dans l'article [57], et réexpliqués dans le chapitre 3 suivant intitulé "Méthodes, description des expériences et des simulations".

Une fois que les expériences et simulations sont classifiées, on représente les résultats dans un diagramme de phases en fonction de l'accélération Γ des secousses et de la fréquence des secousses. Le diagramme de phase des expériences est présenté sur la figure 2.5 à gauche tandis que celui des simulations est présenté sur la figure 2.5 à droite. On a représenté sur les images de la figure

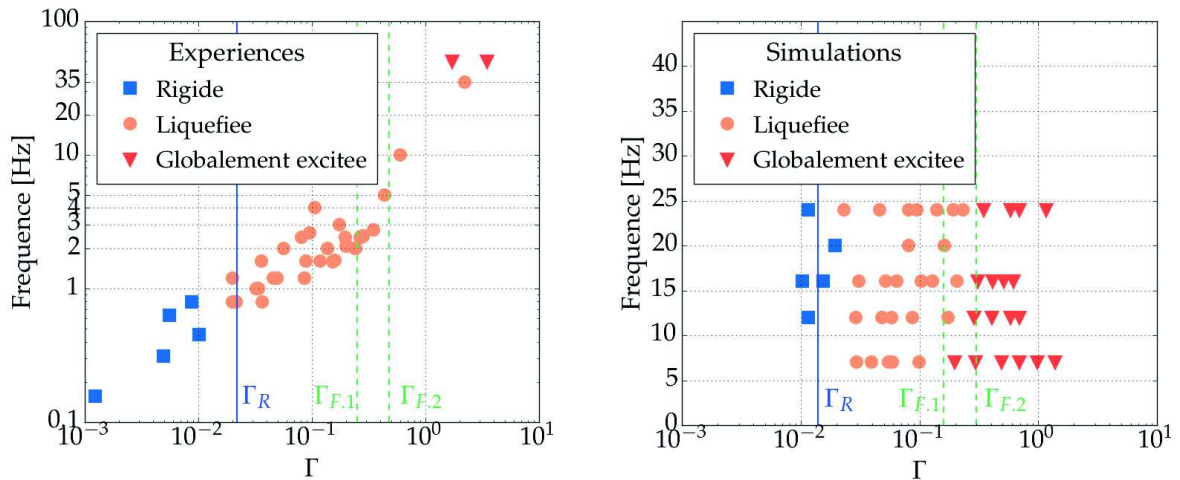


FIGURE 2.5 – Diagrammes de phases des expériences, à gauche, et des simulations, à droite, en fonction de la fréquence et de l'accélération des secousses. Chaque comportement est représenté par un symbole et une couleur. Les comportements **rigide** sont représentés par les carrés bleus, les comportements **de liquéfaction hétérogène** par des disques oranges et les comportements **de liquéfaction globalement excitée** par des triangles rouges. Les lignes verticales représentent les valeurs théoriques de changement de comportement. Γ_R est en bleu et Γ_F en vert. On propose deux valeurs pour Γ_F , $\Gamma_{F,1}$ calculé pour un intrus initialement semi immergé et $\Gamma_{F,2}$ calculé pour un intrus initialement émergé.

2.5 les accélérations théoriques qui délimitent les trois états. On les rappelle ici :

- $\Gamma_R = \mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s}$ est le seuil à partir duquel on attend de la liquéfaction.
- $\Gamma_F = \mu$ est le seuil à partir duquel on attend le régime **de liquéfaction globalement excitée** si l'intrus est entièrement émergé lors de l'état initial, dans les conditions $\rho_B = \rho_s$.

- et enfin $\Gamma_F^* = \mu \left(1 - \frac{V_{B.im}(0)\rho_w}{V_B\rho_B} \right)$ qui donne une valeur plus précise de Γ_F si l'intrus a un volume initialement immergé de $V_{B.im}(0)$.

Sur les diagrammes de phases, la droite bleue représente Γ_R le seuil pour la liquéfaction et les deux droites verticales vertes représentent deux choix pour le seuil du régime **de liquéfaction globalement excitée**. Le seuil du régime **de liquéfaction globalement excitée** maximal correspond à Γ_F et seuil inférieur à Γ_F^* . Les expériences et simulations qui sont dans un état **de liquéfaction hétérogène** selon nos critères définis dans la partie 3.1.4.2 sont représentés par les symboles ronds et jaunes. On voit que ces symboles sont compris entre les valeurs limites Γ_R et Γ_F . Alors qu'ils sont obtenus de manière totalement indépendante, les expériences, les simulations et prévisions analytiques donnent les même résultats. Les trois régimes sont observés dans les simulations et dans les expériences, et au premier ordre ils ont lieu aux accélérations prédites par le modèle analytique.

On note tout de même une divergence de second ordre. Dans les expériences, l'état **de liquéfaction globalement excitée** est atteint à des accélérations plus grande que prévu, on a en effet des symboles **de liquéfaction hétérogène** relativement au delà du seuil Γ_F . Cette observation est peut être due au fait que l'état **de liquéfaction globalement excitée** est difficile à observer dans les expériences. Pour repérer plus facilement cet état du milieu, il serait très intéressant de mettre un accéléromètre embarqué dans l'intrus et de suivre plus précisément les variations de son accélération. Cette idée a été mise au point dans l'article [60] qui est présent dans cette thèse à la page 117.

2.3.3 Dynamique de la pénétration de l'intrus

Dans l'article précédent, nous avons étudié la dynamique avec laquelle l'intrus se rapproche de sa position finale lorsqu'il est posé sur un milieu liquéfié. Dans ce qui suit nous allons faire le point sur ces résultats. La première partie montre que l'évolution de l'intrus dans le milieu suit une loi exponentielle décroissante. Dans la seconde partie on se penche sur le temps de demie-vie de cette décroissante exponentielle et on montre qu'il dépend de la vitesse pic des oscillations (P.G.V.).

2.3.3.1 Evolution exponentielle

Lorsque les milieux granulaires sont liquéfiés, que ce soit avec les expériences ou avec les simulations, nous avons remarqué que les courbes \mathcal{X}_{in} tendent vers une limite selon une décroissance exponentielle. Cette observation, qui a été faite pour la première fois dans la sous-section 2.3.1.1, est prouvée analytiquement dans la section III.E) de l'article précédent. Le lecteur peut s'y référer pour avoir les détails du calcul, on rappelle ici les grandes étapes uniquement. On part d'une équation différentielle 2.1 qui régit le mouvement de l'intrus de densité ρ_B dans un milieu

de densité effective ρ_{eff} .

$$\rho_B V \frac{d^2 u}{dt^2} = -\rho_B V g + \rho_{\text{eff}} V_{\text{im}}(u) g - \alpha \frac{du}{dt} \quad (2.1)$$

Dans cette equation u est la hauteur de l'intrus au dessus de l'eau. On fait l'hypothèse que la résultante verticale des forces de frottement qui s'appliquent sur l'intrus est proportionnelle à la vitesse verticale de l'intrus. Pour résoudre cette équation différentielle, on vérifie déjà que le terme $\frac{d^2 u}{dt^2}$ est petit devant les autres termes afin de pouvoir le négliger. On introduit ensuite une solution particulière de l'équation, nommée u_{eq} , qui correspond au cas où l'intrus est à sa position d'équilibre avec une vitesse nulle. Cette solution nous donne la relation suivante : $\rho_{\text{eff}} V_{\text{im}}(u_{\text{eq}}) g = -\rho_B V g$. On se place ensuite à des hauteurs u proche de la solution particulière u_{eq} pour linéariser l'équation différentielle. l'équation 2.1 devient :

$$\frac{du}{dt} = \frac{-\beta g \rho_{\text{eff}}}{\alpha} (u - u_{\text{eq}})$$

dont la solution est la fonction :

$$u(t) = (u_0 - u_{\text{eq}}) e^{\frac{-\beta g \rho_{\text{eff}}}{\alpha} t} + u_{\text{eq}} \quad (2.2)$$

avec $u_0 = u(t = 0)$ la position initiale de l'intrus et $\beta = -\frac{dV_{\text{im}}}{du}(u_{\text{eq}})$ qui est un terme positif qui représente un cylindre de hauteur infinitésimale du et de base le disque qui correspond à l'intersection entre la surface du milieu l'intrus lorsqu'il est à sa position d'équilibre $u = u_{\text{eq}}$.

La hauteur u ainsi exprimée est bien une loi exponentielle. Le volume immergé de l'intrus $V_{\text{B.im}}$ suit aussi une loi exponentielle car il est relié à u par la relation $V_{\text{B.im}}(t) = 3ru^2(t) - u^3(t)$. Comme on travaille avec des intrus qui ont une densité quasiment égale à la densité effective du milieu, alors u est très petit lorsque l'intrus se rapproche de sa position d'équilibre. Dans la relation précédente on peut donc négliger $u^3(t)$ devant $3ru^2(t)$. Ainsi le volume immergé s'écrit

$$\mathcal{X}_{\text{in}} = 3r \left((u_0 - u_{\text{eq}}) e^{\frac{-\beta g \rho_{\text{eff}}}{\alpha} t} \right)^2 + 6r (u_0 - u_{\text{eq}}) e^{\frac{-\beta g \rho_{\text{eff}}}{\alpha} t} u_{\text{eq}} + 3ru_{\text{eq}}^2$$

Encore une fois, comme on étudie cette fonction aux alentours de 0, on peut négliger le terme $\left(e^{\frac{-\beta g \rho_{\text{eff}}}{\alpha} t} \right)^2$ devant le terme $e^{\frac{-\beta g \rho_{\text{eff}}}{\alpha} t}$. Donc

$$\mathcal{X}_{\text{in}} = 6r (u_0 - u_{\text{eq}}) e^{\frac{-\beta g \rho_{\text{eff}}}{\alpha} t} u_{\text{eq}} + 3ru_{\text{eq}}^2 \quad (2.3)$$

2.3.3.2 Expression du temps de demie-vie selon nos paramètres

L'équation 2.3 nous donne une expression pour le temps de demie-vie en fonction de paramètres connus, de α et de β :

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln(2)\alpha}{\beta g \rho_{\text{eff}}}. \quad (2.4)$$

Ce qui nous intéresse maintenant est d'exprimer α en fonction de paramètres connus. Grâce aux temps de demie-vie que l'on peut extraire de nos données en faisant correspondre une fonction exponentielle à chaque courbes représentatives de \mathcal{X}_{in} , on s'aperçoit que le temps de demie-vie ne dépend que du P.G.V.. La figure 2.6 représente le temps de demie-vie en fonction du P.G.V. pour des simulations réalisées avec différentes amplitudes fréquences et accélérations. Cette figure montre que non seulement le temps de demie-vie ne dépend que du P.G.V. mais qu'il

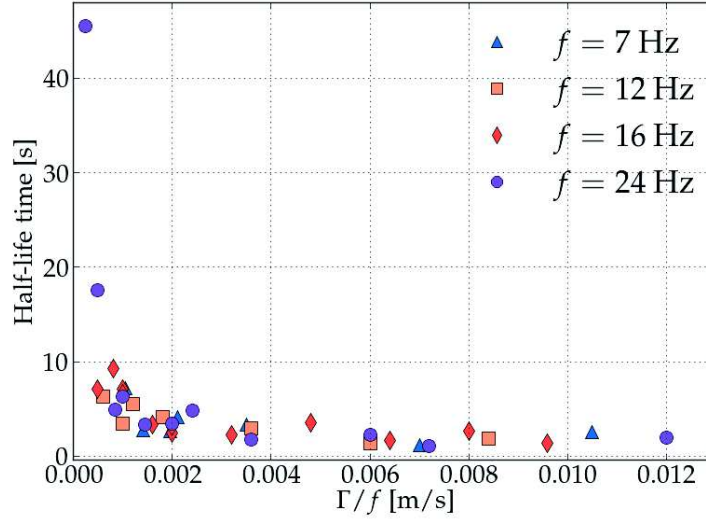


FIGURE 2.6 – Vitesse de pénétration de l'intrus dans un milieu liquéfié en fonction de $\frac{P.G.V.}{g}$, avec $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$, pour des simulations numériques réalisées à accélérations, amplitudes et fréquences différentes. Les symboles représentent les différentes fréquences de secousses utilisées. En abscisse, on représente les valeurs de $\frac{\Gamma}{f}$, ce qui correspond à $\frac{P.G.V.}{g}$.

est inversement proportionnel à cette vitesse. Grâce à cette relation et à des solutions particulières de 2.4, on obtient le résultat suivant :

$$\alpha = \frac{\beta g \rho_{\text{eff}} 20 A_0}{\ln(2) A f}$$

Avec A l'amplitude des secousses, A_0 qui vaut 1.5 mm ici et f la fréquence des secousses. Notons encore une fois que les étapes sont détaillées dans l'article "The art of sinking during earthquake". Sur la figure 2.7 on montre le volume émergé normalisé \mathcal{X}_{in} de l'intrus lors de plusieurs simulations réalisées à des vitesses, des accélérations et des fréquences différentes. Les courbes ne se superposent pas dans le graphique du haut. En revanche lorsque l'on multiplie l'axe des temps par le P.G.V., les courbes \mathcal{X}_{in} se superposent toute sauf une. C'est une illustration du fait que la descente de l'intrus ne dépend que du P.G.V.. Une seule courbe ne suit pas la tendance principale, c'est celle correspondant à une secousse de 0.2 mm et 7 Hz, soit une accélération de $\Gamma = 0.04$. Cette accélération est proche du seuil de liquéfaction qui vaut $\Gamma_R = 0.028$ avec $\mu = 0.6$ et $\rho_s = 1050.0$ et correspond au phénomène de liquéfaction lente. La courbe correspondant à $\Gamma = 0.04$ a été obtenu avec une simulation mettant en oeuvre 1000 particules. Pour un milieu contenant 2000 particules,

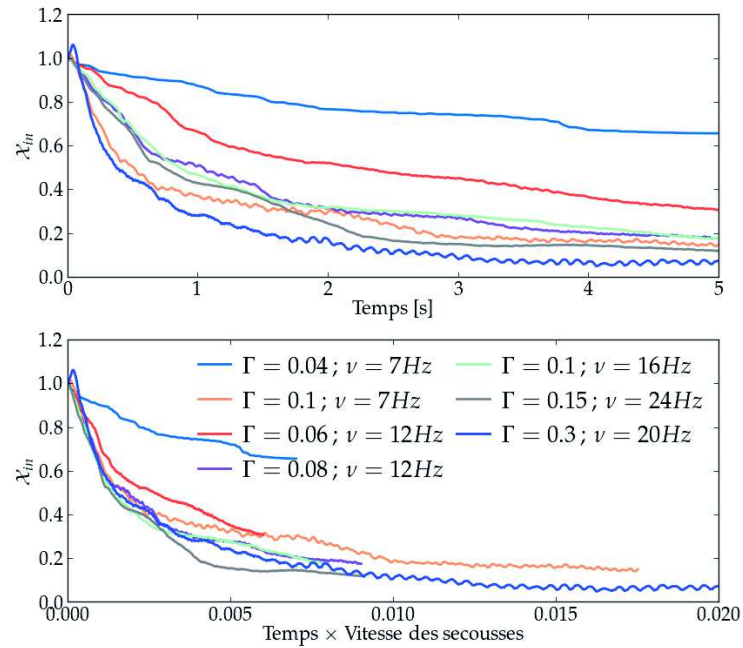


FIGURE 2.7 – Obtention d’une normalisation qui réunit les courbes représentatives de \mathcal{X}_{in} . Sur la figure du haut on représente la variable \mathcal{X}_{in} par rapport au temps pour plusieurs simulations. Sur la figure du bas on représente la variable $\mathcal{X}_{in} \times \frac{\Gamma}{f}$. Dans cette représentation les courbes se rejoignent et suivent une courbe tendance. La courbe de la simulation réalisée à $\Gamma = 0.04$ ne suit pas cette tendance, c’est un cas particulier de liquéfaction lente.

les simulations réalisées avec les mêmes paramètres d’oscillations montrent un comportement de liquéfaction normale.

On ne montrera pas ici de cas de liquéfactions issus des expériences qui illustre la dépendance du temps de demie-vie avec le P.G.V. car les résultats sont très hasardeux. La difficultés de reproduire à l’identique des milieux saturés de compaction constante en est sans doute la principale cause.

2.3.3.3 Cas particulier de liquéfaction : liquéfaction lente

Pour des accélérations proches du seuil de liquéfaction Γ_R , on a été témoin de situations où l’intrus s’enfonce plus lentement que la normale, sans forcément tendre vers l’état isostatique et sans adopter de descente en forme de décroissance exponentielle. C’est notamment le cas de la courbe correspondant à $\Gamma = 0.04$ sur la figure précédente 2.7. On présente trois exemples issus des simulations sur la figure 2.8. Nous avons tracé les courbes représentatives de \mathcal{X}_{in} avec plusieurs échelles. Tout d’abord on observe \mathcal{X}_{in} en fonction du temps dans un repère linéaire (figure du haut). On représente ensuite $\log(\mathcal{X}_{in})$ en fonction du temps (figure du milieu) qui est une transformation qui rend des droites si \mathcal{X}_{in} est une décroissance exponentielle. Dans les exemples présentés ici les courbes ne sont pas des droites, on conclut donc que la descente de l’intrus ne suit pas une décroissance exponentielle. Enfin on représente \mathcal{X}_{in} en fonction du temps sur un axe des abscisses

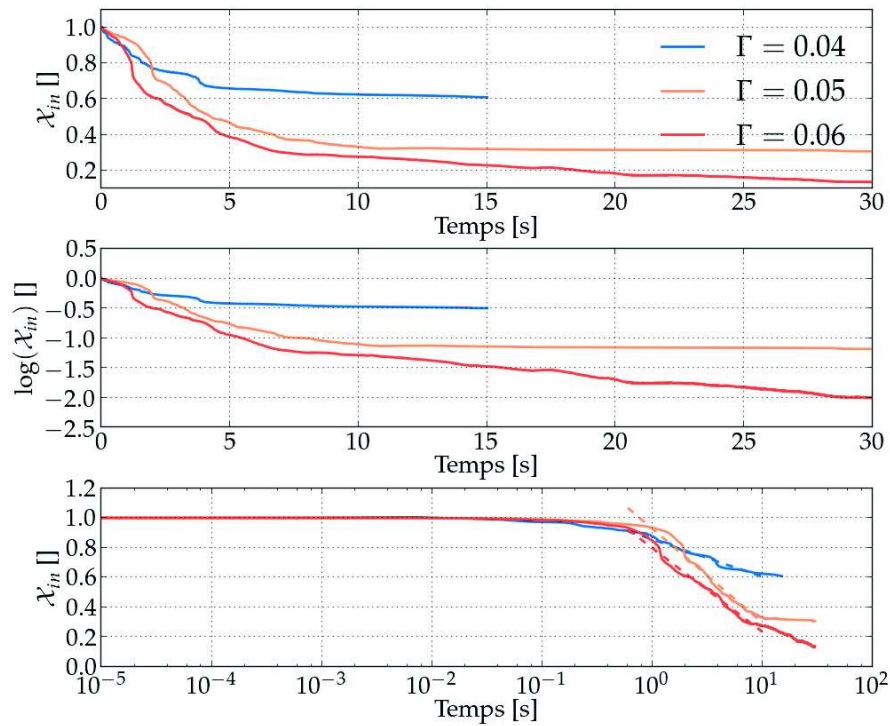


FIGURE 2.8 – Simulations présentant un comportement de liquéfaction lente. En haut : \mathcal{X}_{in} en fonction du temps. Au milieu : $\log(\mathcal{X}_{in})$ en fonction du temps. Les courbes ne sont pas des droites dans ce graphique. En bas : \mathcal{X}_{in} en fonction du temps avec un axe des abscisses logarithmique. Les courbes peuvent être approchées par des droites sur ce dernier graphique. Ce sont des cas de liquéfaction lente. Pour information, on a tracé les droites issues des regressions linéaires.

logarithmique (figure du bas). Dans cette dernière représentation on voit que les courbes sont approximées par des droites à partir de 0.5 s de secousses. Pour information, on a tracé sur ce graphique les droites issues des regressions linéaires pour chacun des trois exemples. Ces trois cas de liquéfaction correspondent à un intrus qui s'enfonce dans le milieu avec une dynamique particulière que l'on qualifie de dynamique lente.

Ce phénomène est aussi visible dans les expériences. Sur la figure 2.9 on a tracé \mathcal{X}_{in} en fonction du temps avec des axes linéaires sur le graphique du haut, et avec un axe logarithmique pour le temps sur la figure du bas. On voit que la courbe rouge correspondant à $\Gamma = 0.02$ n'a pas la même allure que les autres. Ce n'est pas un cas rigide puisque l'intrus s'enfonce, \mathcal{X}_{in} a atteint 0.82 au bout de 80 s et continue à descendre. C'est donc un cas de liquéfaction, mais on voit sur le graphique du bas de la figure 2.9 que sa courbe représentative est une droite dans le diagramme $(\log(t), \mathcal{X}_{in})$, contrairement aux autres cas.

Dans ces cas de liquéfaction lente, expérimentaux comme numériques, l'intrus s'enfonce dans le milieu en suivant une loi logarithmique. Ce résultat est cohérent avec les recherches sur la compaction des milieux granulaires et sur la dynamique des verres [61–63] où des systèmes granulaires soumis à de faibles excitations passent dans une phase où ils ont un comportement bloqués, coincés, qui

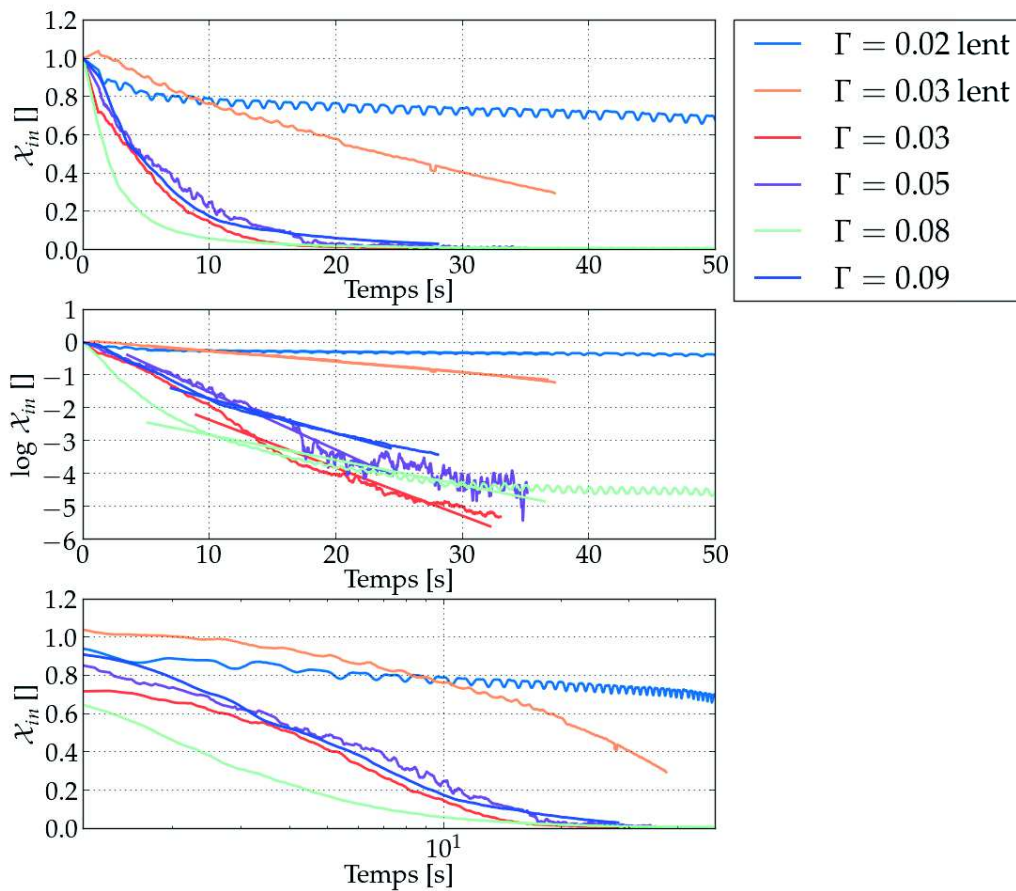


FIGURE 2.9 – Image du haut : \mathcal{X}_{in} en fonction du temps avec des axes linéaires. Quatre des courbes tendent rapidement vers 0, elles passent sous 0.1 à partir de 20 secondes. Les deux autres courbes sont encore au dessus de 0.2 après 40 secondes. Image du milieu : \mathcal{X}_{in} en fonction du temps avec un axe des ordonnées logarithmiques. Image du bas : \mathcal{X}_{in} en fonction du temps avec un axe des abscisses logarithmiques. À partir de 1 seconde environ, les courbes intitulées $\Gamma = 0.02$ lent et $\Gamma = 0.03$ lent peuvent être approchées par des droites, ce sont des cas spéciaux de liquéfaction que l'on nomme liquéfaction lente. Les autres courbes par contre ne sont pas des droites dans cette représentation, ce sont des cas de liquéfaction hétérogène.

correspond à une transition de jamming. On pense que nos cas de liquéfaction lente sont soumis à une excitation qui les amène au niveau de cette transition. Ils sont sans cesse en train de passer d'un côté de l'autre de cette transition, soit ils sont liquéfiés, ils coulent et permettent à l'intrus de se rapprocher de son état d'équilibre, soit ils sont bloqués et empêchent l'écoulement. C'est donc une relaxation lente et logarithmique à laquelle nous avons affaire. Le système doit explorer des arrangements de grains mettant en jeu de plus en plus de particules pour se déformer. Avec les simulations numériques on peut observer que ces cas de liquéfaction lente sont plus fréquents lorsqu'on diminue la taille du milieu granulaire. Les simulations présentées dans la figure 2.8 proviennent exceptionnellement d'un milieu à 1000 particules pour lequel on observe de la liquéfaction lente pour Γ allant de 0.035 à 0.07. Pour un milieu à 2000 particules on a observé de la liquéfaction lente pour Γ allant de 0.02 à 0.025. Encore une fois cette observation est cohérente avec ce que la communauté des scientifiques a mis en lumière sur les milieux granulaires [64, 65]. Les milieux

granulaires à faible nombre de particules ressentent fortement la proximité des parois et donc l'effet Janssen. C'est dans ces cas que l'on est le plus à même de voir de la relaxation lente comme l'a montré pour la première fois la célèbre expérience menée par le groupe du James Frank Institute de Chicago en 1994. Le groupe avait pour objet d'étude la compaction de billes dans un tube de grand rapport $\frac{\text{hauteur}}{\text{largeur}}$ sous l'effet de tapes. Ils témoignent du fait que leurs milieux continuaient à se compacter après un grand nombre de tapes et que la compaction suivait une allure lente qui ne correspondait pas à une courbe exponentielle.

2.3.4 Etude microscopique des milieux granulaires lors des différents régimes

Grâce aux simulations numériques, on peut connaître précisément la vitesse de chaque particule dans le milieu. On peut donc mener une étude microscopique pour observer la liquéfaction. C'est aussi l'occasion de confirmer notre modèle théorique qui stipule que la liquéfaction a lieu dès que les particules du milieu sont capables de glisser les unes sur les autres, sans nécessairement que l'intrus glisse sur les particules alentours. On voit sur la figure 2.10 un milieu granulaire issu d'une simulation dans un cas de liquéfaction, les paramètres de secousse sont une amplitude de 0.08 mm et une fréquence de 12 Hz correspondant à $\Gamma = 0.05$. Dans cette représentation on a choisi d'assigner à chaque particule une surface proportionnelle à sa vitesse par rapport à l'intrus. Les particules avec une petite surface ont un vecteur vitesse proche de celui de l'intrus, donc ne bougent pas par rapport à lui. Les particules avec une grosse surface en revanche ont un vecteur vitesse éloigné de celui de l'intrus, elles sont donc en mouvement par rapport à lui. Cette visualisation permet de voir immédiatement si l'intrus est bloqué contre les particules alentours où si il se déplace par rapport à elles. La figure 2.10 montre l'état du milieu à trois instants différents dans un même cycle de secousse. On voit que les particules directement sous l'intrus ont une vitesse de déplacement par rapport à l'intrus inférieure à $10^{-5}m/s$, elles sont représentées par une surface très petite. C'est tout le bloc intrus+particules alentours qui s'enfonce par rapport au reste du milieu. Le milieu se réorganise plus loin au niveau des agrégats de particules représentées par une grande surface. On a aussi calculé une moyenne de la vitesse des particules par rapport à l'intrus sur un cycle complet d'oscillations. On identifie le régime **rigide** où les particules ont une vitesse inférieure à 10^{-6} m s^{-1} par rapport à l'intrus, voir image du haut de la figure 2.11. On identifie également le comportement **de liquéfaction hétérogène** où toutes les particules ont une vitesse moyenne sur un cycle comprise entre 10^{-5} m s^{-1} et $3.10^{-5} \text{ m s}^{-1}$, hormis pour les quelques particules qui sont collées à l'intrus et qui ont une vitesse par rapport à lui inférieure à 10^{-5} m s^{-1} . Pour ce régime, on voit que le milieu se réarrange à quelques endroits précis à la fois, voir figure 2.10, mais que ces endroits évoluent au fil du temps. Au bout d'une secousse, c'est tout le milieu qui s'est réarrangé et qui a bougé autour de l'intrus comme le montre la répartition homogène des vitesses moyennes de l'image du haut de la figure 2.11. Enfin on identifie le régime **de liquéfaction globalement excitée** où la répartition spatiale des vitesses des particules par rapport à l'intrus fait penser au mouvement d'une grande vague. Toutes les particules ont en

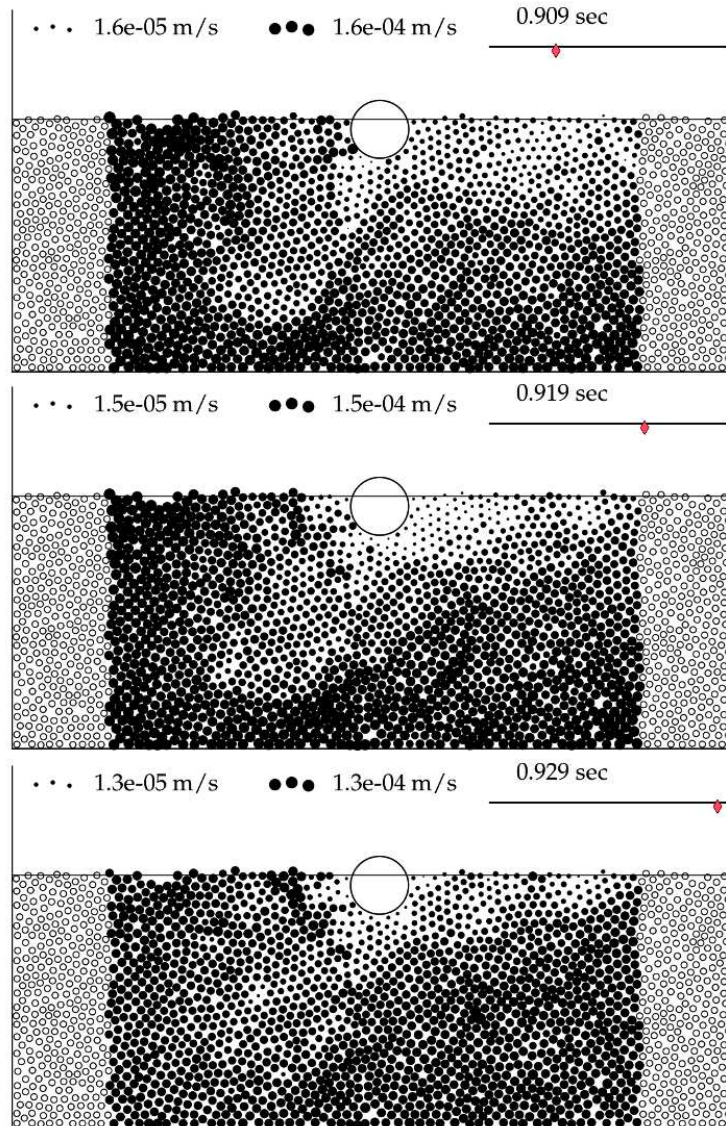


FIGURE 2.10 – Trois images d’une simulations montrant la micromécanique du régime de liquéfaction hétérogène. La surface des particules est proportionnelle à leurs vitesses par rapport à l’intrus. La vitesse des particules qui ressentent la proximité des murs de la boîte n’est pas représentée. Ces particules sont symbolisées par un cercle noir sans couleur à l’intérieur.

moyenne une vitesse par à l’intrus supérieure à 10^{-4} m s^{-1} , et plus les particules sont éloignées plus elles ont une grande vitesse par rapport à l’intrus. Cette répartition correspond à un mouvement de vagues où l’intrus suivrait le même mouvement que les particules alentours mais aurait un mouvement différent des particules plus éloignées entraînée par une autre vague.

2.3.5 Application aux données de terrains

Notre modèle analytique a été validé par des simulations numériques et des expériences qui montrent que la liquéfaction des sols, permettant l’enfoncement d’objets, a lieu à partir d’une

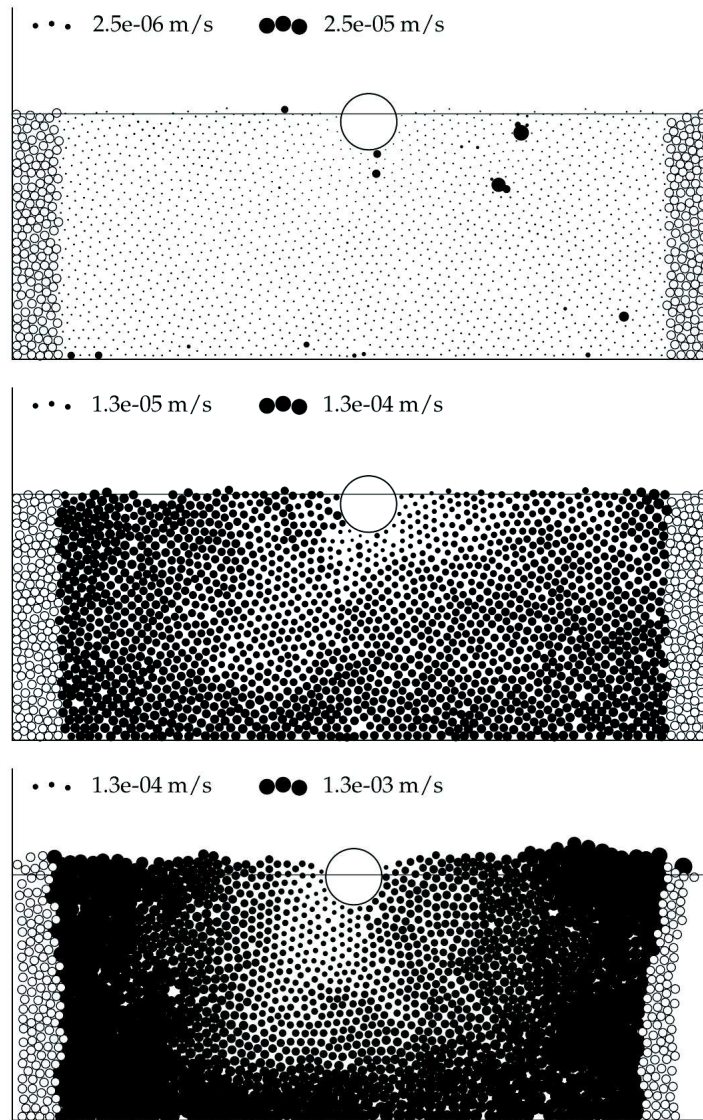


FIGURE 2.11 – Simulations montrant la micromécanique des régimes rigide (en haut), liquéfaction hétérogène (au milieu) et liquéfaction globalement excitée (en bas). La surface des particules est proportionnelle à leurs vitesses par rapport à l'intrus. La vitesse des particules qui ressentent la proximité des murs de la boîte n'est pas représentée. Ces particules sont symbolisées par un cercle noir sans couleur à l'intérieur.

accélération que l'on est capable de calculer. Cette validation est effectuée dans le cadre de milieux granulaires constitués de grains sphériques, monodisperses et de densité 1.05 kg dm^{-3} . Pour élargir l'application de notre modèle à des cas plus généraux, nous avons cherché à placer le seuil d'accélération Γ_R - déclencheur de liquéfaction - par rapport à des cas de liquéfaction observés dans la nature. Cette étape est riche d'applications pratiques potentielles en ingénierie sismique. On utilise pour ce faire un catalogue d'événements sismiques ayant provoqués de la liquéfaction dans des zones répertoriées selon leur distance épacentrale [28, 50].

Notre travail consiste alors à exprimer notre seuil d'accélération Γ_R en une distance épacentrale maximale à laquelle la liquéfaction peut avoir lieu en fonction de la magnitude du séisme. Ce

calcul est détaillé dans un second article [56], soumis dans le journal Nature, et présenté à la section 4.2.2. On a besoin d'une relation qui relie la fréquence dominante maximale d'un signal sismique enregistré à la distance épacentrale. Comme on l'explique dans la partie méthode de [56] disponible à la section 4.2.2, la référence [66] nous permet d'obtenir une telle relation.

Voici comment nous avons procédé : nous avons tout d'abord concaténé les 5 graphiques de la figure 8 de la référence [66], ce qui nous donne le résultat présenté sur la figure 2.12. Ce graphique

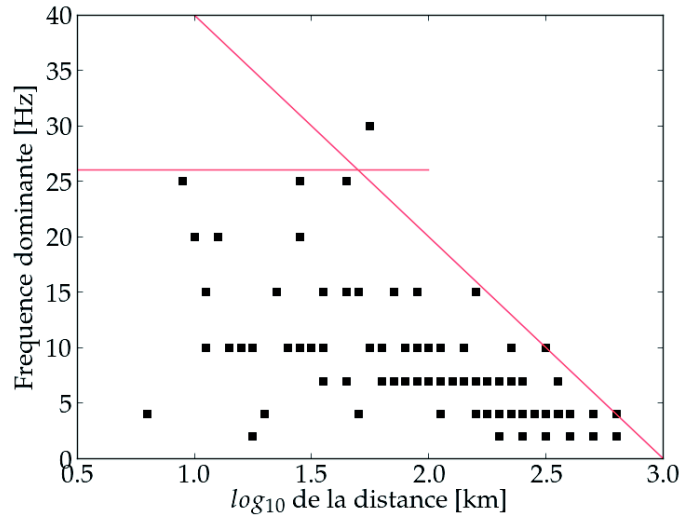


FIGURE 2.12 – Fréquence dominante du mouvement du sol lors d'un séisme, en fonction de la distance à l'épicentre, d'après [66]. Les droites rouges sont l'enveloppe des données.

représente la fréquence dominante dans l'accélération du sol en fonction de la distance du séisme, pour des séismes de magnitude allant de 4 à 5.5. On extrapole deux droites sur ce graphique pour majorer les données. Par lecture graphique, on obtient donc la fréquence maximale de l'accélération du sol $\frac{\omega_{max}}{2\pi}$ en fonction de la distance r du séisme :

$$\begin{cases} \frac{\omega_{max}}{2\pi} = 26 \text{ Hz} & \text{pour des distances } r \text{ respectant } \log(r) < 1.5 \text{ km} \\ \frac{\omega_{max}}{2\pi} = -20 \log(r) + 60 \text{ Hz} & \text{pour des distances } r \text{ respectant } \log(r) > 1.5 \text{ km} \end{cases}$$

Ce sont les deux droites rouges sur la figure 2.12. Ensuite on converti notre seuil Γ_R en densité d'énergie nécessaire à la liquéfaction e_L selon l'équivalence $e_L = \rho_s v^2$ où v^2 représente la vitesse pic du sol. Cette équivalence nous donne $e_L = \rho_s \left(\frac{g \Gamma_R}{\omega} \right)^2$ dans laquelle intervient le seuil Γ_R .

Enfin on utilise la relation empirique entre la magnitude du séisme, la densité d'énergie et la distance du séisme [50] :

$$M_w = 2.7 + 0.7 \log_{10}(e_L) + 2.1 \log_{10}(r)$$

Avec toutes ces relations on obtient finalement la magnitude minimale nécessaire pour liquéfier un sol à la distance r du séisme, selon nos paramètres :

$$\left\{ \begin{array}{l} M_w = 2.7 + 0.7 \log_{10}(\rho_s (\frac{g\mu}{2\pi})^2) + 1.4 \log_{10}(\frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s}) - 1.4 \log_{10}(26) + 2.1 \log_{10}(r) \\ \text{pour des distances } r \text{ respectant } \log(r) < 1.5 \\ M_w = 2.7 + 0.7 \log_{10}(\rho_s (\frac{g\mu}{2\pi})^2) + 1.4 \log_{10}(\frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s}) - 1.4 \log_{10}(60 - 20 \log_{10}(r)) + 2.1 \log_{10}(r) \\ \text{pour des distances } r \text{ respectant } \log(r) > 1.5 \end{array} \right. \quad (2.5)$$

que l'on peut tracer dans le diagramme (M_w, r) figure 2.13. Plusieurs valeurs de g et μ ont été choisies pour représenter l'équation 2.5 sur cette figure. On prend tout d'abord $g\mu = 2.0 \text{ m s}^{-2}$, tracé en rouge sur la figure, qui correspond soit à un sol de coefficient de frottement particulièrement faible, de l'ordre de 0.2 comme les argiles particuliers montmorillonite et illite [67], soit à un sol soumis à un flux non nul vertical vers le haut qui joue contre la gravité et réduit donc la valeur effective de g . Cette faible valeur de $g\mu$ diminue la densité d'énergie minimale requise pour liquéfier un sol. La courbe numéro 1 ne prend pas en compte la profondeur du séisme, c'est bien la distance

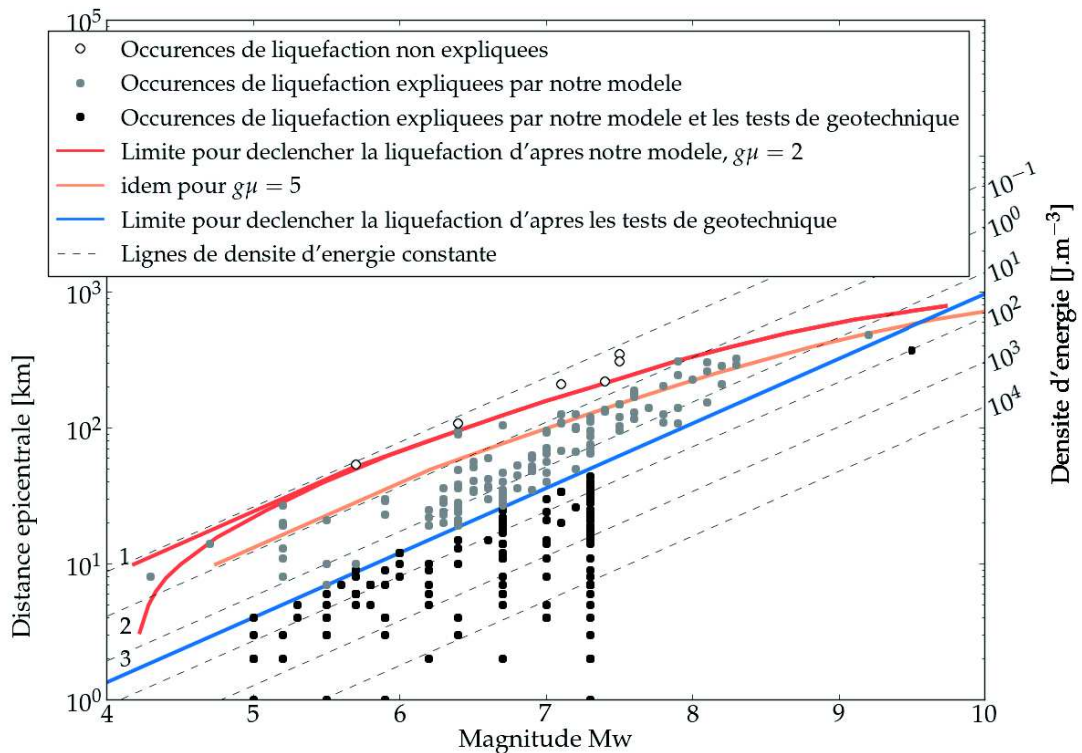


FIGURE 2.13 – Application de notre modèle aux données de terrain. Les événements de liquéfaction sont représentés selon la magnitude du séisme déclencheur et la distance épiscopentrale. Les lignes de densité d'énergie constante sont représentées en pointillés. Les courbes de couleur représentent plusieurs modèles de liquéfaction.

épiscopentral qui est utilisée, alors que la courbe numéro 2 prend en compte une profondeur de 15 km

dans le calcul de r . Il y a peu de différences entre les deux courbes. On trace ensuite l'équation 2.5 pour des valeurs plus classiques du coefficient de frottement et de l'accélération de gravité, comme $\mu = 0.5$ et $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$, ce qui donne $g\mu = 5.0$. L'équation est tracée en jaune sur la figure 2.13. Enfin on affiche le seuil minimal de densité d'énergie sismique nécessaire à la liquéfaction selon le modèle conventionnel, en bleu. Ce seuil est dicté par les résultats de tests de mécanique des sols réalisés en laboratoire [55]. Sur cette figure on peut voir que la moitié des occurrences de liquéfaction seulement sont expliqués par des tests de mécanique des sols réalisés en laboratoire. En effet ces tests [55] concluent que la densité d'énergie minimale requise pour liquéfier un sol est de 30 J dm^{-3} . Tous les points situés sous la droite qui correspond à 30 J dm^{-3} sont donc expliqués par le modèle conventionnel basé sur des tests de mécanique des sols. En revanche notre modèle explique la quasi totalité des cas de liquéfaction

Chapitre 3

Méthodes, description des expériences et des simulations

3.1 Expériences : détails et méthodes

Dans cette partie nous allons décrire les expériences réalisées pendant la thèse et fournir les détails nécessaires à leur reproduction.

3.1.1 Matériel utilisé

3.1.1.1 Description du setup expérimental

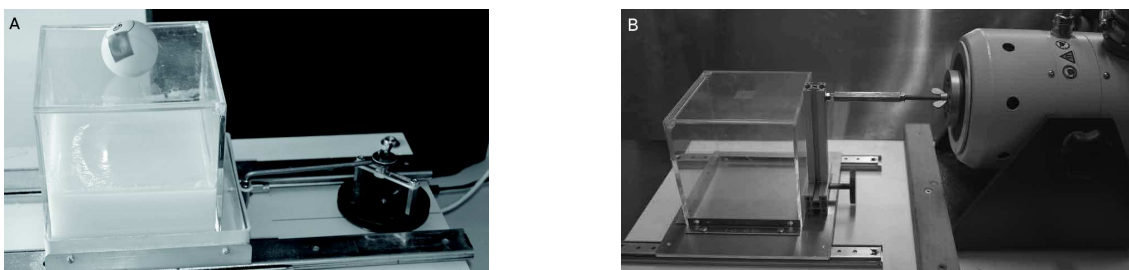


FIGURE 3.1 – Photographies des dispositifs expérimentaux utilisés dans cette thèse.
À gauche : dispositif basse fréquence.
À droite : dispositif haute fréquence.

Nos expériences consistent à appliquer une secousse contrôlée à un milieu granulaire sur lequel on a posé un objet au préalable. On veut suivre l'évolution de la position de cet objet dans le milieu. Nous avons utilisé deux setups différents afin de pouvoir recouvrir une plus large bande de fréquences quant à la secousse appliquée. Le setup basse fréquence, présenté sur l'image 3.1 à gauche, est composé d'une part du moteur pas à pas 1063-PhidgetStepper Bipolar 1-Motor qui

fait tourner horizontalement une roue de 75 mm de diamètre autour de son axe. Nous avons fixé un axe métallique le long d'un diamètre de cette roue. Ensuite on attache l'extrémité d'une tige sur une position fixe le long de cet axe métallique tout en laissant libre la rotation de la tige dans le plan horizontal. On contrôle la distance entre le point d'attache de la tige et le centre de la roue. Ceci nous permet d'imposer un mouvement de translation quasi sinusoidal, à l'aide de cette bielle. De l'autre côté on dispose d'une boîte en Plexiglas de dimension 12 cm × 12 cm × 12 cm, qui repose sur deux rails parallèles. On fixe l'extrémité libre de la tige sur un côté de cette boîte. Lorsque le moteur est en marche la boîte est contrainte dans un mouvement sinusoïdale. L'amplitude du mouvement de la boîte est donnée par la position de la première extrémité de la tige sur l'axe métallique de la roue, et sa période de rotation correspond à celle de la roue qui est contrôlée par une interface matlab. On utilise des périodes allant de 0.35 secondes à 1.2 secondes, correspondant à des fréquences comprises entre 0.82 Hz et 2.82 Hz.

Le dispositif haute fréquence, présenté sur l'image 3.1 à droite, comporte un vibreur produit par Tira, le modèle S 51120 fourni avec un amplificateur BAA500. Ce vibreur nous permet d'utiliser des fréquences allant de 4 à 100 Hz à des amplitudes effectives allant de 0.02 cm pour les plus hautes fréquences à 0.15 cm pour les basses fréquences. On utilise la même boîte en Plexiglas qui est posée sur deux rails parallèles et reliée au vibreur par une liaison rigide.

Pour l'enregistrement des expériences, deux choix s'offrent à nous selon ce qu'on cherche à observer. Pour enregistrer une expérience complète, on utilise le mode caméra de l'appareil photo Nikon 5200 avec 25 images par seconde. Le matériel suivant est nécessaire pour avoir un bon enregistrement : une feuille noire à placer derrière le setup qui sert d'arrière plan, un projecteur placé en face de la boîte en Plexiglas qui assure un éclairage blanc homogène et enfin un pied pour l'appareil photo. Pour enregistrer les variations d'accélération de l'objet pendant une période de secousse, nous avons besoin de beaucoup plus d'image par seconde. On utilise alors la caméra rapide Photron®SA5. On enregistre pendant 1 seconde à 500 fps.

Enfin c'est dans la boîte en Plexiglas que se porte notre attention. Le milieu granulaire contenu dans la boîte est composé de billes de Ugelstad de 140 μ m de diamètre (Dynoseeds TS 140-51) et d'eau. Ces billes ont la particularité d'être très rondes et monodisperses de par leur technique de fabrication. Elles ont une densité de 1.05 kg dm⁻³ et sont monodisperses avec 1% de dispersion. Pour faire notre milieu, on commence par verser dans la boîte la quantité d'eau voulue. Ensuite on fait tomber les billes de Ugelstad sèches en fine pluie jusqu'à ce qu'elles atteignent le haut de l'eau. Cette méthode permet d'éviter d'introduire des bulles d'air dans le milieu dont la présence modifierait complètement le comportement du milieu granulaire [8]. Quand les particules ont sédimenté, quelques minutes après leur dépôt dans l'eau, on secoue la boîte avec le premier setup à 1.6Hz pendant 1 minute. Ceci permet de compacter le milieu et de mieux contrôler l'état initial. On estime par pesage et mesure de volume la porosité finale du milieu à 0.37 ± 0.015 , ce qui est proche de la porosité mesurée dans les empilements denses [68, 69].

3.1.1.2 Mesure du coefficient de friction statique dans les expériences

Nous avons mesuré le coefficient de friction statique des sphères de Ugelstad en faisant glisser une couche de ce matériel sur un plan incliné. Le plan incliné est une plaque de carton recouverte de bande adhésive double face. La face visible de la bande adhésive est saupoudrée de sphères de Ugelstad, ainsi on est sûr d'observer un glissement entre particules et non un glissement particule-carton. On recouvre la plaque de carton de plusieurs couches de particules. On place ensuite une caméra à la même hauteur que la plaque en carton. Il est nécessaire d'orienter la caméra avec un niveau pour respecter l'horizontalité de l'image. Il ne reste plus qu'à incliner progressivement le carton jusqu'à observer un détachement de particules. En regardant le film image par image, on peut cibler précisément le premier moment où des particules glissent. Une rapide mesure d'angle sur l'image qui correspond au premier glissement nous donne une valeur du coefficient de friction de 0.48 ± 0.02 .

3.1.2 Analyse des données

3.1.2.1 Traitement des images

Une fois qu'on a enregistré les expériences au format vidéo MOV, on utilise le logiciel FFmpeg® pour en extraire des images. Dans chaque image on mesure la hauteur de l'intrus. La figure 3.2 montre

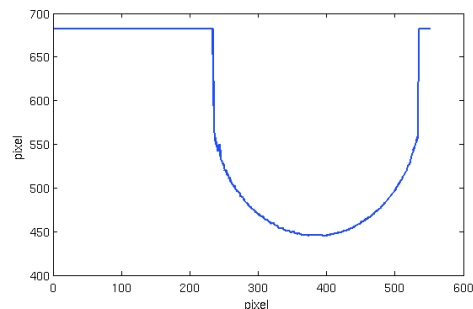
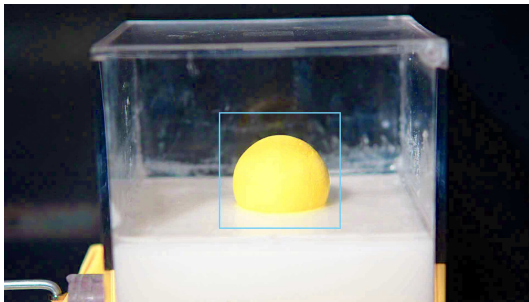


FIGURE 3.2 – Recherche de l'intrus dans les images de la caméra.

À gauche : image typique à traiter. On effectue la recherche du point culminant de la balle dans la zone délimitée par le contour bleu.

À droite : résultat de la recherche dans l'image de gauche. On parcourt chaque colonne de pixels du contour bleu, en partant du haut, et on cherche le premier pixel ayant une valeur supérieure au seuil $RGB[intrus]$. Le numéro du pixel est reporté dans le graphique. La courbe obtenue correspond donc au contour supérieur de la balle. Elle est renversée car la recherche commence au bord supérieur du contour bleu. Le minimum de la courbe nous donne la hauteur de l'intrus dans l'image.

un exemple typique d'une image à traiter à gauche. La première étape est de chercher le pixel le plus haut dans l'image qui correspond à l'intrus. On commence par se limiter à une zone dans laquelle la balle va évoluer au cours du temps. Par soucis de clarté nous avons dessiné cette zone sur la figure 3.2 à gauche avec un carré bleu. La caméra n'étant pas toujours exactement à la

même place lors des différents sets d'expériences, la position du contour bleu est réajustée si nécessaire. Ensuite on définit un seuil de valeurs RGB discriminant l'intrus du reste de l'image. Ce seuil que l'on appellera ici $\mathbf{RGB}[intrus]$ est fixé en analysant l'image suivant les trois filtres rouge, vert et bleu. L'intérieur du contour est constitué de trois groupes de pixels : les pixels de l'arrière plan qui sont peu lumineux, les pixels du milieu granulaire qui sont d'un gris clair très lumineux et enfin les pixels de l'intrus qui sont jaunes. Les valeurs les plus fiables pour le seuil $\mathbf{RGB}[intrus]$ sont donc ($R > 200, G < 70$). Ainsi tous les pixels dont la valeur de rouge est supérieure à 200 et la valeur de vert inférieure à 70 seront assignés à la balle et réciproquement. Comme la luminosité dans la pièce est variable, et que l'arrière plan est variable également, le seuil $\mathbf{RGB}[intrus]$ peut varier légèrement pour certaines expériences. Si l'intrus est une balle peu colorée, il est plus sage de travailler avec des niveaux de gris. Muni de ce seuil on parcourt chacune des colonnes de pixels à l'intérieur du contour en comparant les valeur RGB des pixels à $\mathbf{RGB}[intrus]$. On extrait le pixel le plus haut qui correspond à l'intrus pour chaque colonne, on obtient une courbe semblable à celle montrée sur la figure 3.2 à droite. Comme la numérotation des pixels de l'image commence en haut et termine en bas, la courbe est inversée verticalement. Cette courbe représente le contour de la balle de la figure 3.2 à gauche. On retient alors le pixel du sommet de la balle, c'est à dire le minimum de la courbe obtenue. La seconde étape est de mesurer la hauteur du milieu granulaire. On procède de la même manière que pour trouver le haut de l'intrus, avec un autre seuil RGB. En se basant sur l'analyse des trois canaux rouge, vert et bleu de l'image, on définit le seuil $\mathbf{RGB}[sable]$ comme valant ($R > 200, G > 200$).

Vient ensuite l'étape des corrections géométriques. Comme on regarde la scène légèrement depuis le haut, le pixel du haut de la balle sur la photo correspond à un point qui est légèrement derrière le vrai point culminant de la balle. La figure 3.3 a) illustre cette situation. Le point recherché est le point A, mais les coordonnées du pixel auquel on a acces correspondent au point B. Pour obtenir les coordonnées du pixel correspondant au point A, on doit corriger l'effet de l'angle de prise de vue de la caméra sur nos mesures. On note α cet angle sur la figure 3.3 b) définit entre l'horizontale et l'orientation de la caméra.

Avec notre mesure basée sur les couleurs des pixels, on accède à la longueur MQ . La longueur voulue est la hauteur émergée de l'intrus au dessus de l'eau, h_{em} . Ces deux longueurs sont représentées sur la figure 3.3 b). Voici comment on calcule h_{em} à partir de MQ , α et r_B :

Calcul de EA : (en rouge sur la figure 3.3 b))

Comme OBA est un triangle isocèle et que l'angle $\widehat{AOB} = \alpha$, alors $\widehat{OBA} = \frac{\pi - \alpha}{2}$.

On a donc $\widehat{EBA} = \widehat{EBO} - \widehat{OBA} = \frac{\pi}{2} - \frac{\pi - \alpha}{2} = \frac{\alpha}{2}$. On applique le théorème d'Al Kashi dans le triangle OBA :

$$BA^2 = 2r_B^2 - 2r_B^2 \cos \alpha = 2r_B^2(1 - \cos \alpha).$$

$$\text{Enfin, } \sin(\widehat{EBA}) = \frac{EA}{BA} \Leftrightarrow EA = \sin \frac{\alpha}{2} r_B \sqrt{2(1 - \cos \alpha)}.$$

Calcul de CF : (en rouge sur la figure 3.3 b))

Dans le triangle rectangle ODC :

$$DC^2 = r_B^2 - (r_B - h_{em})^2 = (r_B - r_B + h_{em})(r_B + r_B - h_{em}) = (2r_B - h_{em})h_{em}.$$

Dans le triangle rectangle FDC :

$$\sin(\widehat{FDC}) = \frac{CF}{DC} \text{ et } \widehat{FDC} = \alpha \text{ donc } CF = \sin \alpha \sqrt{(2r_B - h_{em})h_{em}}.$$

Calcul de h_{em} :

On a $MQ = CF + GA + EA$ Dans le triangle DAG on a : $\cos(\widehat{DAG}) = \frac{GA}{h_{em}}$ et $\widehat{DAG} = \alpha$. Ce qui nous donne : $MQ = CF + h_{em} \cos(\alpha) + EA$ En remplaçant EA et CF par leur expression expliquée ci dessus on obtient :

$$MQ = \sin \alpha \sqrt{(2r_B - h_{em})h_{em}} + \cos(\alpha)h_{em} + \sin \frac{\alpha}{2} r_B \sqrt{2(1 - \cos \alpha)}$$

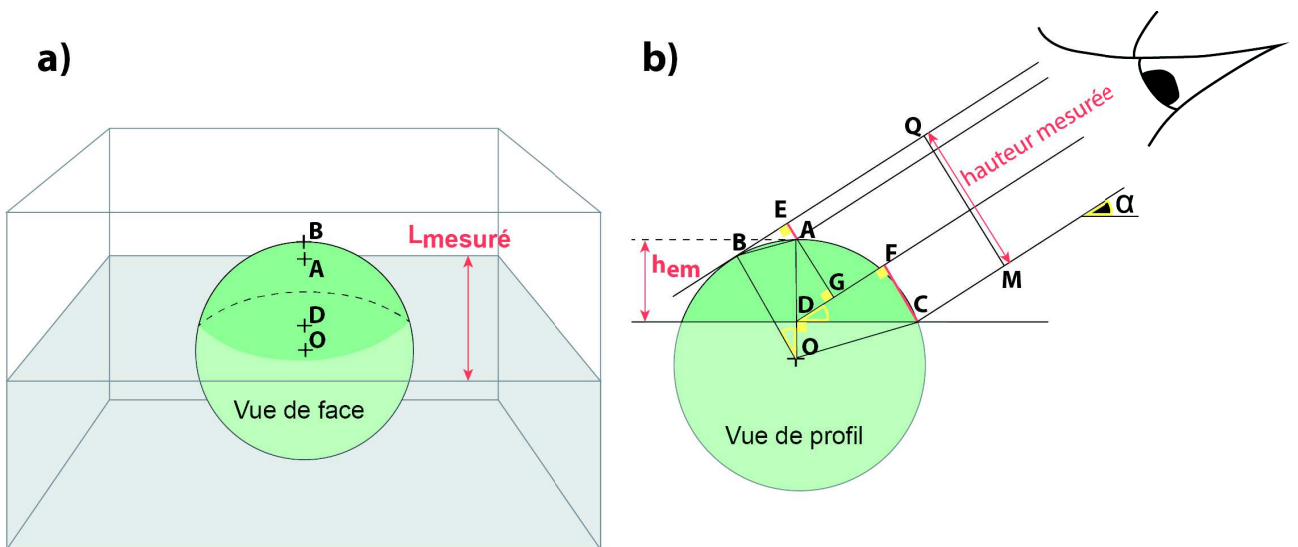


FIGURE 3.3 – Explication de l'erreur de mesure due à la perspective dans les images. α est l'angle entre la prise de vue et l'horizontale.

À gauche : Vue de face. Notre algorithme de recherche du haut de l'intrus a pour résultat le point B. Physiquement, le haut de l'intrus est le point A.

À droite : Vue de profil. La hauteur d'enfoncement de l'intrus mesurée est la longueur MQ . La hauteur d'enfoncement réelle corrigée est la hauteur $h_{em} = AD$. Les angles marqués en jaune sont soit des angles droits, soit l'angle de prise de vue α .

On a donc une relation qui nous donne la hauteur observée MQ en fonction de la hauteur recherchée h_{em} et de l'angle de prise de vue α . Si on conserve à droite de l'égalité le terme $\sin \alpha \sqrt{(2r_B - h_{em})h_{em}}$ et que l'on passe à gauche tous les autres termes, on obtient alors un

équation du second degré avec pour inconnue h_{em} lorsque l'on élève l'équation au carré :

$$\begin{cases} h_{em}^2 + h_{em}[-2(Cst \cos \alpha + r_B \sin^2 \alpha)] + Cst^2 \\ \text{avec } Cst = MQ - \sin \frac{\alpha}{2} r_B \sqrt{2(1 - \cos \alpha)} \end{cases} \quad (3.1)$$

La solution positive de 3.1 est

$$\begin{aligned} h_{em} &= Cst \cos \alpha + r_B \sin^2 \alpha + \sqrt{(Cst \cos \alpha + r_B \sin^2 \alpha)^2 - Cst^2} \\ \text{avec } Cst &= MQ - \sin \frac{\alpha}{2} r_B \sqrt{2(1 - \cos \alpha)} \end{aligned} \quad (3.2)$$

On est donc en mesure de calculer h_{em} à partir de la mesure de MQ et de α .

3.1.2.2 Etude de reproductibilité des expériences

Il est important pour nous de contrôler les paramètres qui définissent notre milieu granulaire, tels que la porosité ou la saturation en eau. Pour cela nous avons mis au point des techniques de préparation qui garantissent un état initial constant. À la fin des expériences, l'intrus laisse une empreinte profonde dans le milieu lorsqu'on le retire. L'empreinte est quasiment instantanément remplie d'eau avec des particules en suspension, mais c'est une zone qui va rester très peu dense par rapport au reste du milieu. On ne peut pas reproduire une expérience avec un milieu déjà utilisé, hors nous devons conduire des séries d'expériences. Nous avons donc cherché une méthode de préparation du milieu granulaire qui permet d'utiliser le milieu granulaire plusieurs fois de suite. La préparation du milieu décrite en section 3.1.1.1 nécessite d'avoir des sphères de Ugelstad sèches, or notre stock de sphères est limité. Pour faire plusieurs expériences à la suite, on doit pouvoir créer un état initial à partir des sphères déjà saturées en eau. La méthode que l'on propose et dont on montre les résultats par la suite est la suivante : muni d'une lame de couteau, ou d'un objet long et plat, on cisaille le milieu granulaire saturé que l'on récupère après une expérience. La lame fait plusieurs aller-retours dans les directions parallèles aux bords de la boîte en Plexiglas et dans les directions des deux diagonales de la face du haut. On attend ensuite que les particules sédimentent, puis on secoue la boîte à 1.6Hz pendant 1 minute. Cette opération peut être utilisée pour faire plusieurs expériences à la suite mais ne doit pas être pratiquée lorsqu'on fait une pause de plus d'une heure. En effet sous l'action seule de la gravité les particules vont continuer à sédimenter et à créer des contacts avec les particules voisines. Au bout d'une heure le milieu n'a plus la même rhéologie et il résiste plus à l'invasion des intrus.

Lorsque l'on doit faire des expériences plusieurs jour d'affilée, voici la technique utilisée pour réutiliser le milieu granulaire : à la fin de la première série d'expériences, on ajoute de l'eau dans le milieu pour avoir une couche d'eau claire sans particules de quelques centimètres au dessus du milieu. Le but est d'éviter que le milieu ne s'assèche, ce qui crée une croûte à la surface du milieu où l'eau s'est évaporée des pores, par cristallisation des sels dissouts. Lorsqu'on veut reprendre les expériences, on commence par décompacter le milieu en le cisillant vigoureusement avec la

lame de couteau. Ce geste permet de remobiliser toutes les particules de façon efficace. Ensuite on laisse les particules sédimer quelques minutes pour retirer l'excédent d'eau. On aspire l'eau avec une seringue. Lorsqu'il n'y a plus qu'une fine couche d'eau en excédent, on utilise une technique d'imbibition. On approche du papier absorbant de la surface du milieu, et on laisse l'eau l'envahir par capillarité. Lorsque le ménisque qu'on observe à travers la boîte en Plexiglas transparente ne fait plus qu'un millimètre, le milieu est prêt.

Voici les résultats de l'étude de reproductibilité (voir Figure 3.4) : Avec le setup basse fréquence (Figure 3.1 a)) nous avons exécuté plusieurs fois de suite la même expérience, et ce quatre jours d'affilés. Les jours 1 et 2 nous avons réalisé cinq expériences à la suite, le jour 3 nous en avons réalisé huit et le jour 4 douze. Le mouvement d'oscillation est fixé à 2 Hz de fréquence et 12.5 mm d'amplitude. Les mesures faites sont la hauteur initiale de l'intrus, la hauteur finale de l'intrus et la hauteur du sable. Avec ces mesures on calcule en particulier l'enfoncement de la balle qui est simplement la différence entre la hauteur finale de l'intrus et la hauteur initiale.

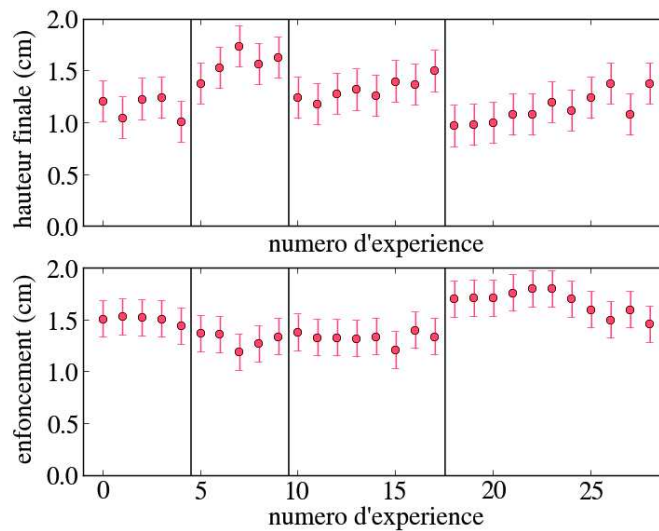


FIGURE 3.4 – Reproductibilité des expériences. Hauteur émergée finale de l'intrus (en haut) et enfoncement (en bas) pour 29 expériences réalisées sur quatre jours, pour des conditions de secousses identiques. Les lignes verticales noires représentent un changement de jour. Les barres d'erreurs rouges représentent l'écart type calculé sur toute la série. Il est de 0.2 cm pour la hauteur émergée finale et de 0.18 cm pour l'enfoncement.

Après l'analyse des expériences, on calcule les écarts types des mesures sur les expériences faites pendant une journée ainsi que les écarts types sur toutes les expériences des quatre journées, avec donc quatre états initiaux différents. L'enfoncement et la hauteur finale de l'intrus sont représentés sur la figure 3.4 respectivement en haut et en bas de la figure. L'écart type pour l'enfoncement est de 0.18 cm sur les quatres jours, et de 0.11 cm pour le dernier jour seulement. L'écart type pour la hauteur finale de l'intrus au dessus du milieu est légèrement plus élevé, il est de 0.2 cm sur les quatres jours, et de 0.14 cm pour le dernier jour. On ne peut pas négliger le fait que visiblement la hauteur finale de l'intrus augmente avec le nombre d'expérience, au cours d'une journée. On

peut expliquer cette observation par la compaction progressive du milieu qui a pour conséquence que l'intrus a de plus en plus de mal à pénétrer dans le milieu. Cette tendance est moins marquée quand on calcule l'enfoncement, car la hauteur initiale de l'intrus augmente également avec le nombre d'expériences. Pour que nos résultats ne soient pas influencés par le vieillissement du milieu granulaire, on décide donc qu'on peut réaliser seulement 6 expériences à la suite. Au delà de 6 expériences l'histoire de la vie du milieu a un effet qui dépasse les écart-types mesurés. Si on a besoin de faire plus d'expérience il est nécessaire de rafraîchir le milieu en recréant un état initial comme décrit au début de cette partie.

Le vieillissement du milieu est également visible sur la dynamique d'intrusion. On remarque en effet que l'allure de la descente de l'intrus évolue lentement au cours des expériences d'une décroissance exponentielle vers une décroissance s'éloignant de ce comportement, où il ne convient plus de parler d'un temps de demi-vie (voir la figure 3.5). Pour comparer plusieurs expériences entre elles, on représente la hauteur émergée de l'intrus normalisée par la hauteur émergée à l'instant précédent le début des secousses. Sur la figure 3.5, on a représenté l'évolution de la

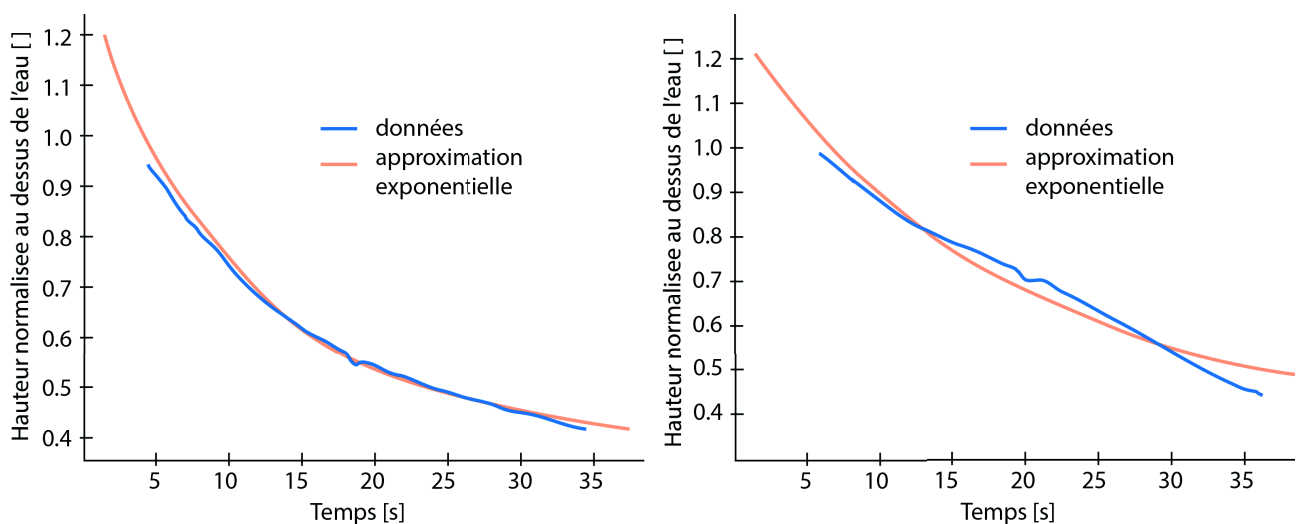


FIGURE 3.5 – Evolution de l'allure de la descente de l'intrus avec le vieillissement du milieu. Les courbes ont été lissées avec une fenêtre glissante sur 10 points. De gauche à droite, on passe d'un milieu jeune où la descente de l'intrus est proche d'une courbe exponentielle, à un milieu vieux qui où la descente de l'intrus n'est plus approchée par une courbe exponentielle.

hauteur émergée de l'intrus en fonction du temps pour une oscillation fixée à 2 Hz et 12.5 mm d'amplitude. Pour ne pas se focaliser sur les oscillations à la fréquence imposée, mais sur la dynamique lente plurioscillations, les courbes ont été lissées avec une fenêtre glissante sur 10 points. À gauche on visualise le résultat d'une expérience faites avec un milieu jeune, tandis qu'à droite on visualise le résultat obtenu avec un milieu vieux ayant déjà servi à 7 expériences. Ces résultats sont en bleu. Les courbes jaunes sont une approximation exponentielle des résultats. Alors que le résultat sur la figure de gauche suit l'allure de l'approximation exponentielle, celui de droite s'en éloigne.

3.1.3 Effet de l'homogénéité de la densité des intrus

Pendant le déroulement des expériences nous avons été témoin d'un effet non désiré qui est la diminution de l'effet de liquéfaction sur l'intrus lorsque celui ci est composé de masses non équitablement réparties autour de son centre. Cette observation a été faite lors de l'utilisation d'une balle de ping pong de 4 cm de diamètre pour l'intrus, dans laquelle nous avons emprisonné des billes d'acier pour augmenter son poids.

3.1.3.1 Explication analytique

Sur l'image de gauche de la figure 3.6, on schématise la réaction entre le milieu granulaire et un intrus homogène. C'est le cas d'un intrus idéal, celui que nous avons imaginé pour notre modèle analytique. Sur l'image de droite de la figure 3.6 c'est le cas d'un intrus avec une masse non homogène et mobile qui est représenté. Ce second cas représente par exemple une balle de ping

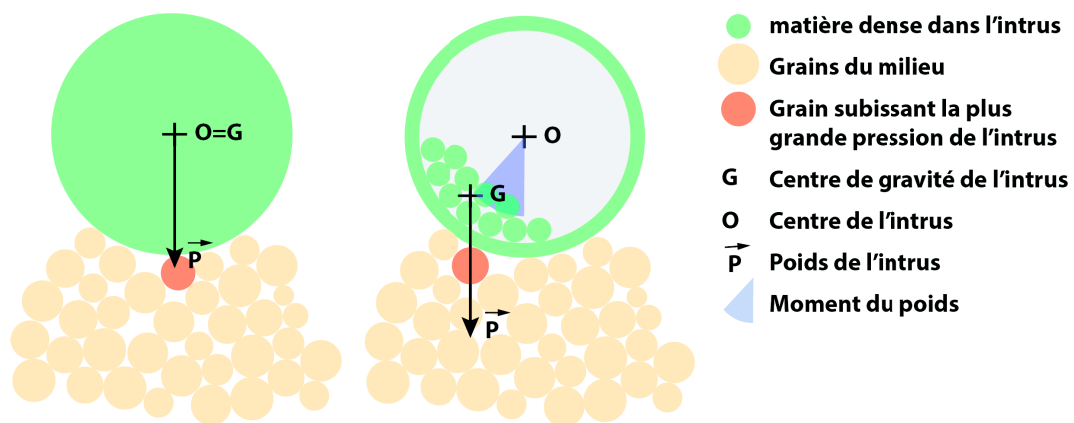


FIGURE 3.6 – Schématisation de la réaction entre l'intrus et le milieu dans le cas d'un intrus homogène (à gauche) et dans le cas d'un intrus non homogène (à droite). Dans ce cas dernier, on voit apparaître un moment du poids.

pong contenant des billes d'acier de 3 mm de diamètre. Comme les billes d'acier sont mobiles dans la balle de ping pong, elles vont se déplacer à l'intérieur de la balle pendant les secousses. Lorsqu'on applique le mouvement sinusoïdal horizontal au milieu, les billes d'acier, tout comme les particules du milieu granulaire, ressentent une accélération d'entraînement horizontale. Comme les billes de plomb sont libres pour évoluer à l'intérieur de l'intrus, elles vont se déplacer vers la gauche de l'intrus lorsque l'accélération d'entraînement est dirigée à droite (c'est la situation sur la figure 3.6) et vers la droite de l'intrus lorsque l'accélération d'entraînement est dirigée à gauche. Le centre de gravité de la balle de ping pong (point **G** sur la figure) oscille donc de gauche à droite ce qui fait que le poids de l'intrus ne s'applique pas sur les mêmes particules du milieu que quand le centre de gravité de l'intrus est confondu avec son centre géométrique (point **O** sur la figure). De plus, il y a apparition d'un moment qui est nul dans le cas de l'intrus homogène. En effet si le poids n'est plus aligné avec le centre géométrique de l'intrus, alors le moment du

pois par rapport au centre, représenté par la section de disque bleue sur la figure 3.6, n'est pas nul. On soupçonne donc la présence des billes de plomb libres de réduire l'enfoncement vertical de l'intrus et d'augmenter le déplacement horizontal de l'intrus par rapport au milieu granulaire.

3.1.3.2 Un effet visible et quantitatif

Pour vérifier si cet effet à un rôle quantitatif dans nos expériences, nous avons comparé l'enfoncement de la balle de ping-pong alourdie par des billes de plomb avec l'enfoncement d'une balle de même poids et même taille issue de notre imprimante 3D avec une répartition homogène de sa masse. On applique la même secousse plusieurs fois en changeant d'intrus. Nous avons réalisé 10 expériences avec l'intrus homogène et 10 expériences avec l'intrus rempli de billes de plomb. Sur la figure 3.7 on montre quatre exemples réalisés avec un mouvement d'amplitude 11 mm et de fréquence de 2.5 Hz. Les courbes violette et rouge correspondent à la descente de l'intrus non-homogène tandis que les courbes bleue et jaune correspondent à la descente de l'intrus homogène. La variation entre la courbe rouge et la courbe violette ainsi que la variation entre la courbe jaune et la courbe bleue est représentative de la dispersion des mesures que l'on peut observer entre plusieurs milieux différents secoués dans les mêmes conditions. Par contre la différence entre les courbes rouge et violette par rapport aux courbes jaune et bleue dépasse la dispersion des mesures que l'on s'autorise pour assurer une bonne reproductibilité des mesures. On voit en effet que l'intrus homogène s'enfonce environ 1.2 fois plus que la balle de ping pong de même masse contenant des billes en acier. La différence est donc largement notable. Pour les résultats montrés

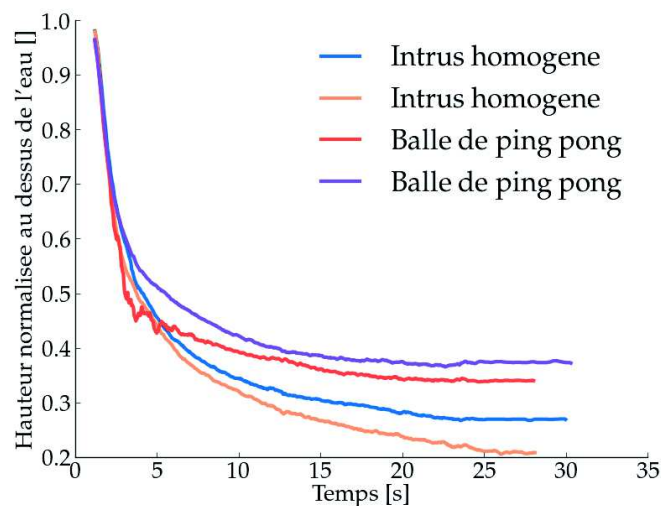


FIGURE 3.7 – Effet de la répartition non homogène de la masse de l'intrus sur son enfoncement. On représente la hauteur émergée de l'intrus normalisée par sa valeur au temps 0 en fonction du temps. Les courbes bleue et orange représentent la hauteur normalisée de l'intrus homogène fabriqué avec l'imprimante 3D. Les courbes rouge et violette représentent la hauteur normalisée de la balle de ping pong de même masse contenant des billes en plomb libres. Ces quatre expériences sont réalisées dans les mêmes conditions de secousses.

dans cette thèse nous avons choisi d'utiliser uniquement des intrus composés d'une masse répartie homogènement.

3.1.3.3 Mesure de la densité exacte de nos intrus

Une densité a priori approximative :

Nos intrus sont imprimés dans du plastique ABS avec l'imprimante Replicator2X de MakerBot®. On connaît approximativement la densité du matériaux, la densité de plastique dans l'intrus et le volume de l'intrus. Ces valeurs nous permettent de calculer la densité des intrus avec une erreur de 10%. Un des intrus a été conçu pour avoir une densité proche de 1. Comme on ne connaît pas précisément sa densité *a priori*, nous avons mis au point un protocole pour mesurer la densité d'un objet dans le cas où cette densité est supérieure à 1 et inférieure 1.14. Ce protocole est basé sur la fabrication de solutions d'eau saline avec une densité contrôlée. On plonge ensuite nos intrus dans ces étalons d'eau salées, et suivant si l'intrus coule ou non on peut placer sa densité par rapport à celle des étalons. En choisissant des solutions étalonnées avec des densités très proches entre elles, on peut connaître avec précision la densité de l'intrus.

Une densité à comparer avec des densités de solutions salines :

Dans ce paragraphe nous allons exprimer la masse de sel contenue dans une solution saline de densité connue. La masse volumique du sel (NaCl) est de $M_s = 2.163 \text{ g cm}^{-3}$ à 20° C . Soit une solution d'eau salée de masse volumique M , on se demande combien de grammes de sel cette solution contient. En notant M_e la masse volumique de l'eau, m_e la masse d'eau dans la solution, m_s la masse de sel et enfin v_e le volume d'eau on a :

$$M = \frac{m_e + m_s}{v_e + \frac{m_s}{M_s}}$$

d'où

$$m_e + m_s = Mv_e + M \frac{m_s}{M_s}$$

d'où

$$m_s = \frac{Mv_e - m_e}{1 - \frac{M}{M_s}}.$$

On a donc accès à la masse de sel m_s en fonction de la masse et du volume d'eau de la solution et en fonction de la masse volumique du sel et de celle de la solution.

Protocole expérimental :

Matériel :

- Fiole jaugée à 200 ml

- Bêcher de 250 ml
- Balance de précision
- Chlorure de Sodium (sel de table)
- Eau distillée
- Parafilm
- Un agitateur magnétique et un barreau aimanté

Protocole : La première étape est de créer les solutions étalons. Pour créer une solution de masse volumique M , on prend la fiole jaugée, rincée à l'eau distillée. On remplit la fiole d'eau distillée jusqu'au trait de jauge. On rince le barreau aimanté avec l'eau distillée et on le fait glisser dans la fiole en prenant garde à ne pas éclabousser. En appliquant la formule détaillée ci-dessus, on pèse la quantité de sel suivante : $m_s = \frac{200M-200}{1-\frac{M}{2.163}}$ g. On introduit le sel dans la fiole jaugée. On ferme la fiole avec du parafilm et on la pose sur l'agitateur magnétique. On continue à remuer jusqu'à dissolution complète du sel. On rince et essuie le bêcher et l'objet dont on veut connaître la densité. On dépose l'objet dans le bêcher. Enfin on verse le contenu de la fiole dans le bêcher et on observe si l'objet coule ou flotte.

Résultats :

Nous avons créé cinq solutions avec les masses volumiques récapitulées dans le tableau suivant :

Masse de sel (g)	0.0	3.757	7.579	11.469	15.429
Densité de la solution	1	1.01	1.02	1.03	1.04
Comportement de l'intrus	coule	coule	coule	coule	flotte

Il en ressort que l'intrus coule dans la solution étalon de masse volumique 1.03 et flotte dans celle de masse volumique 1.04. On estime donc sa densité à $\rho_B = 1.035 \text{ g cm}^{-3} \pm 0.005$.

3.1.4 Identification du phénomène de liquéfaction au sein des expériences

3.1.4.1 Trois régimes principaux

Dans la section 2.1 on prévoit analytiquement trois comportements que l'on rappelle succinctement ici : l'état **rigide** dans lequel le milieu granulaire se comporte comme un bloc indéformable que l'intrus ne peut pas pénétrer, l'état **de liquéfaction hétérogène** dans lequel l'intrus évolue progressivement à l'intérieur du milieu jusqu'à sa position isostatique et où le milieu ne subit que des déformations mineures, et enfin l'état **de liquéfaction globalement excitée** où l'ensemble du milieu est remobilisé et pour lequel les particules qui le composent ne cessent de créer et détruire de nouveaux contacts. On montre dans ce qui suit que l'on retrouve bien ces trois comportements dans les expériences.

Trois séries d'instantanés sont présentés sur la figure 3.8. Lorsque le setup basse fréquence est utilisé, on retrouve l'état **rigide**, figure 3.8 première ligne, pour les petites accélérations ($\Gamma = 0.01g$ ici) et l'état de **liquéfaction hétérogène**, figure 3.8 deuxième ligne, pour les plus grandes accélérations ($\Gamma = 0.03g$ ici). Ces deux états sont bien caractérisés par la prévision faites avec le modèle analytique, c'est à dire que l'intrus coule dans un cas et pas dans l'autre. Ce setup ne permet pas de monter assez haut en accélération pour observer un troisième comportement. Passons aux expériences réalisées avec le setup haute fréquence. Avec des accélérations faibles et moyennes on retrouve les cas **rigide** et de **liquéfaction hétérogène**. On peut continuer d'augmenter l'accélération, et à partir d'un moment on observe que l'intrus ne s'enfonce plus autant qu'avant : il commence par s'enfoncer puis reste entre deux eaux, voir figure 3.8 dernière ligne ($\Gamma = 3.4g$ ici). En regardant au dessus du milieu on peut observer les particules se déplacer vers les bords de la boîte. Ce mouvement correspond à des cellules de convections. Visiblement toutes les particules du milieu sont capables de glisser les unes contre les autres. Cette description correspond à l'état de **liquéfaction globalement excitée**. En complément de ces images il

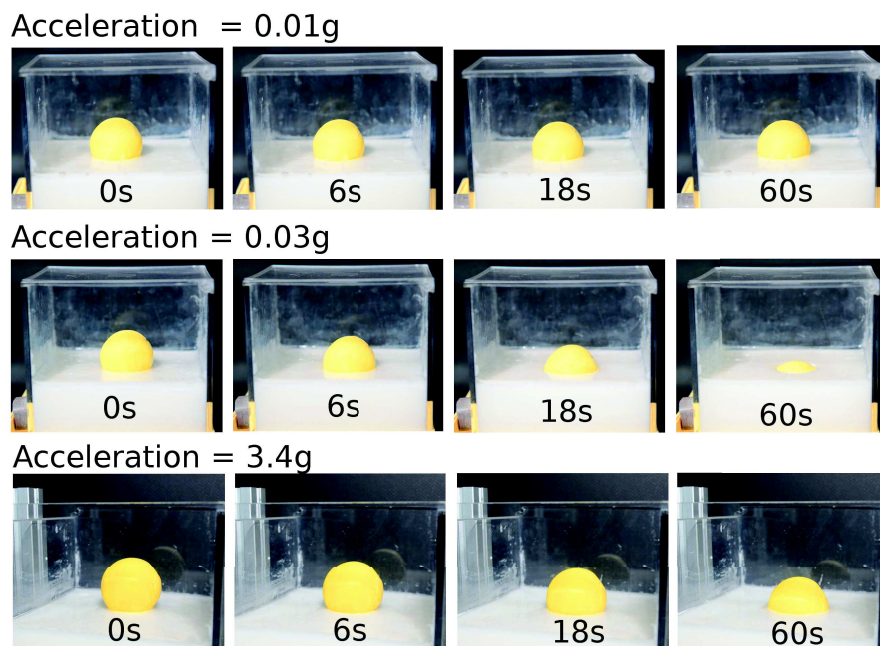


FIGURE 3.8 – Observations des états **rigide** (en haut), de **liquéfaction hétérogène** (au milieu) et de **liquéfaction globalement excitée** (en bas) dans les expériences.

est intéressant d'observer l'évolution dans le temps du volume émergé de l'intrus, voir l'article précédent [57] section 2.2.2 figure 9. Sur cette figure les trois courbes correspondant aux trois comportements ont une allure bien différente. La courbe de l'intrus sur le milieu rigide stagne, la courbe de l'intrus en milieu de **liquéfaction hétérogène** descend progressivement vers zéro ce qui traduit un rapprochement de l'intrus vers sa position isostatique, et enfin la courbe de l'intrus dans le milieu de **liquéfaction globalement excitée** descend également mais de façon plus chaotique et ne converge pas vers zéro.

3.1.4.2 Choix de seuil pour différencier les trois régimes

Nous détaillons ici les automatismes mis en place pour créer une classification objective et systématique entre les trois comportements. Ici le critère de liquéfaction sera le fait que l'intrus coule dans le milieu et se rapproche de sa position isostatique. Ainsi lorsqu'il existe un temps pour lequel $\mathcal{X}_{in} < 0.9$ nous définissons l'état du milieu comme **de liquéfaction hétérogène** ou **de liquéfaction globalement excitée**, et si $\mathcal{X}_{in} > 0.9$ pour tout temps nous définissons l'état du milieu comme **rigide**. L'état **de liquéfaction globalement excitée** est caractérisé par le fait que l'intrus se comporte comme une particule du milieu, toutes les particules et l'intrus peuvent glisser ce qui entraîne que la position de l'intrus ne converge pas vers l'état isostatique. Pour mieux discriminer cet état des deux autres, on a besoin d'évaluer les variations de mouvements de l'intrus. En effet, dans le cas **de liquéfaction hétérogène** comme l'intrus ne glisse pas sur les particules voisines mais qu'il coule dû au réarrangement lointain du milieu, alors ses variations de mouvements doivent être faibles. En revanche dans le cas **de liquéfaction globalement excitée** comme l'intrus glisse et se détache des particules sans arrêt, alors on peut s'attendre à ce que ses variations de mouvements soient importantes. Nous calculons donc l'accélération verticale de l'intrus à partir de sa position mesurée. Si l'écart type de l'accélération verticale de l'intrus dépasse 0.06g, alors le milieu est **de liquéfaction globalement excitée**, sinon il est soit **rigide** soit **de liquéfaction hétérogène**.

Pour appliquer ce dernier critère aux expériences, on a besoin de filmer la scène avec une caméra rapide. En effet comme on calcule l'accélération de l'intrus en dérivant deux fois sa position en fonction du temps, on obtient un signal très bruité si on travaille avec un pas de temps trop grand. On a donc besoin d'un échantillonnage fin, c'est à dire de beaucoup d'images par seconde pour garder une bonne précision. Dans ces conditions l'utilisation d'une caméra rapide est nécessaire. On utilise une caméra SA5 de Photron, à X images par secondes, et un dispositif éclairé en frontal par un projecteur flickerfree dedolight 400W. La mise au point de la caméra doit être très précise, et effectuée en zoomant sur la zone que l'on veut enregistrer, voir figure 3.9 à gauche. Nous avons décidé de n'enregistrer que la partie supérieure de la balle pour avoir des figures plus légères à traiter. Sur cette image en nuance de gris on veut extraire le plus haut pixel de l'intrus. Sur une échelle de niveaux de gris allant de 0 à 255, on choisit une valeur seuil de niveau de gris de 40, c'est à dire que l'on filtre tous les pixels dont la valeur est inférieure à 40 sur 255. Pour avoir accès à la position de l'intrus de manière plus précise, on fait l'hypothèse que la lumière varie linéairement d'un pixel à un autre. Étudions l'exemple montré sur la figure 3.9 à droite. Le deuxième pixel en partant du haut, pixB, a une valeur de 20 tandis que le troisième pixel, pixC, a une valeur de 73. Avec un seuil de détection à 40, le début de l'intrus se situe entre pixB et pixC. Pour atteindre une interpolation de position subpixel, nous supposons maintenant que la lumière varie linéairement entre ces deux pixels. On calcule alors que la position qui correspond au seuil 40 se trouve entre pixB et pixC, plus exactement à $\frac{40-20}{73-20} = 37\%$ de pixB et à $\frac{73-40}{73-20} = 63\%$ de pixC dans cet exemple. Cette position est représentée par la croix rouge sur la figure 3.9 à droite. On

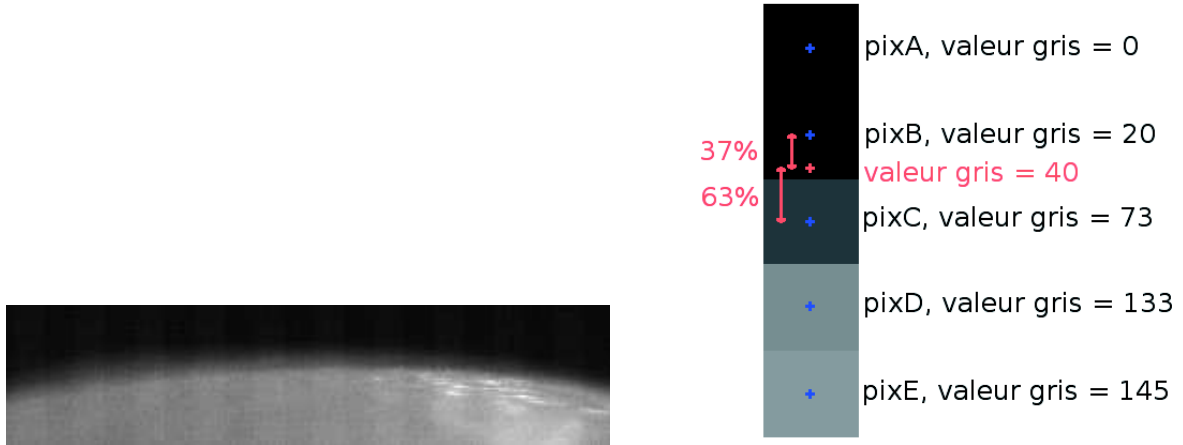


FIGURE 3.9 – Traitement des images issues de la caméra rapide.

À gauche : exemple d'une image issue de la caméra rapide pour le suivi de l'évolution du haut de l'intrus. On distingue l'arrière plan en noir, et le haut de l'intrus en gris.

À droite : algorithme de détection de l'intrus. Zoom sur cinq pixels verticaux contenant une partie de l'arrière plan (valeur de gris < 40) et une partie de l'intrus (valeur de gris > 40). La croix rouge sur l'image est la position finale que l'on retient pour la hauteur de l'intrus.

convertit ensuite nos positions en millimètres grâce à une image de la caméra où l'intrus est visible complètement, avant de dériver deux fois le signal. Enfin on calcule l'écart type de l'accélération verticale de l'intrus, si elle est supérieure à 0.06g alors le milieu est dans un état **de liquéfaction globalement excitée** .

3.2 Simulations : détails et méthodes

3.2.1 Mise en place des simulations

Une grande partie de ce travail de thèse a été de développer un code informatique de DEM (Discrete element method) pour simuler le comportement d'un milieu granulaire. Nous avons basé notre code sur les algorithmes de dynamique moléculaire [70–72]. Chaque grain du milieu, que l'on nommera particule, est représenté par son vecteur position, son vecteur vitesse, sa vitesse de rotation, sa masse et son rayon. Les particules qui évoluent dans le milieu sont soumises à un champ de forces composé de l'attraction gravitationnelle et de la force d'Archimède due à la présence de fluide. Les particules peuvent aussi interagir entre elles par le biais d'une force de répulsion lorsqu'elles sont en contact. La résultante de ces forces induit une accélération propre à chaque particule respectant l'équation suivante :

$$\sum \vec{F}_i = m_i \vec{a}_i, \quad (3.3)$$

où \vec{a}_i est l'accélération de la i^{eme} particule, m_i est sa masse et $\sum \vec{F}_i$ est la somme des forces extérieures qui s'appliquent sur cette i^{eme} particule. Les particules ont un degré de liberté supplémentaire

qui est leur rotation gouverné par l'équation suivante :

$$\sum \vec{\mathcal{M}}(\vec{F}_i) = J_i \vec{\theta}_i(t), \quad (3.4)$$

où $\vec{\theta}_i(t)$ est la vitesse de rotation de la $i^{\text{ème}}$ particule et J_i est son moment inertielle. Les équations 3.3 et 3.4 sont valables à chaque instant. Avec N particules dans le milieu, nous sommes alors confrontés à un problème à N corps. Il n'y a pas de solution analytique si $N > 3$. Connaissant la position et la vitesse de la particule i à un instant donné t , on peut calculer toutes les forces qu'elle ressent et donc accéder à $\vec{a}_i(t)$ avec l'équation 3.3. Ensuite on peut calculer sa nouvelle position et nouvelle vitesse à l'instant suivant $t + dt$ en intégrant $\vec{a}_i(t)$. On utilise ensuite l'équation 3.4 qui relie le moment des forces et la vitesse de rotation des particules. On calcule le moment des forces qui s'appliquent sur i à l'instant donné t , puis on calcule $\vec{\theta}_i(t + dt)$ par intégration. En intégrant les deux équations 3.3 et 3.4 pour toutes les particules du milieu on accède à l'état complet du milieu à l'instant d'après. Cette méthode de calcul correspond au schéma de Verlet Leap Frog, l'erreur d'approximation calculée sur l'énergie du système est de l'ordre de dt^2 [71], les détails sont donnés dans la partie suivante. Plus dt est petit et plus les positions et vitesses estimées à l'instant $t + dt$ sont proche des vraies valeurs. Dans ce nouvel état, les forces qui s'appliquent sur les particules sont différentes car les particules ont bougé. Les particules ont en effet pu créer des contacts, ou détruire des contacts, sortir ou entrer dans un fluide, des actions qui font que les forces ont changé. On peut donc recalculer toutes les forces qui s'appliquent sur chaque particule et utiliser à nouveau les équations 3.3 et 3.4 pour calculer l'état du milieu à l'instant suivant, et passer à l'incrément de temps suivant.

3.2.2 Calcul des forces

Dans cette partie nous allons détailler les forces prises en compte dans le programme.

3.2.2.1 Quand deux particules entrent en contact

Soit deux particules en contact i et j . On note m_i et m_j leur masse, r_i et r_j leur rayon, \vec{x}_i et \vec{x}_j leur position, \vec{v}_i et \vec{v}_j leur vitesse et enfin $\dot{\theta}_i$ et $\dot{\theta}_j$ leur vitesse de rotation. On définit les deux repères cartésiens (\vec{e}_x, \vec{e}_z) et (\vec{e}_n, \vec{e}_t) comme sur la figure 3.10, le premier repère étant le repère du "laboratoire numérique" dans lequel l'accélération gravitationnelle s'écrit $\vec{g} = -g\vec{e}_z$ et le second est le repère local du contact ij où \vec{e}_n est dans la direction du centre de la particule i vers le centre de la particule j . Pour des raisons évidentes de capacité de calcul, on modélise des milieux granulaires en deux dimensions, représentant un milieu quasi bidimensionnel où les particules sont des cylindres dans une couche d'épaisseur fixe E . En effet, on cherche à avoir le milieu qui représente le plus fidèlement possible le comportement d'un vrai milieu. En deux dimensions on peut aisément modéliser un milieu d'une trentaine de particules sur une trentaine de particules,

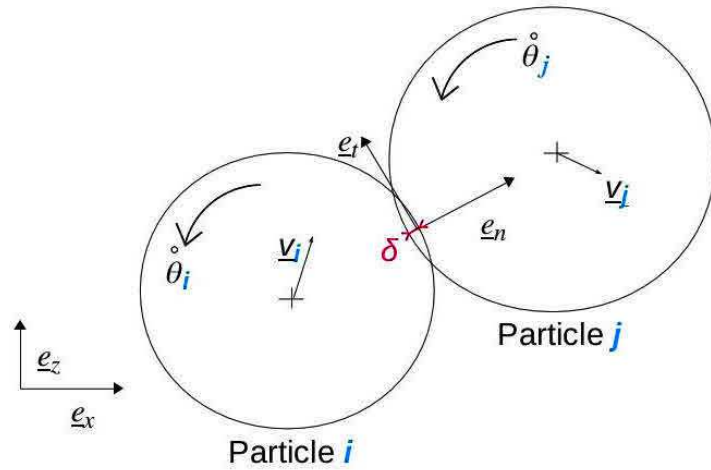


FIGURE 3.10 – Schématisation d'un contact entre deux particules i et j dans un repère extérieur $(\underline{e}_x, \underline{e}_z)$. δ représente l'overlap entre les deux particules. Sa longueur est exagérée sur cette images. $(\underline{e}_n, \underline{e}_t)$ représente le repère propre au contact.

ce qui nous fait seulement un millier de particules au total et qui laisse déjà beaucoup d'amplitude au milieu. Si on simule le comportement de 1000 particules en trois dimensions on aura un cube d'environ 10 particules de côté ce qui ne permet pas de faire des généralités sur le comportement du milieu, les effets de bords sont beaucoup trop importants dans ce cas. Pour donner une réalité physique à notre milieu en deux dimensions, on définit une profondeur : E sera l'épaisseur de notre milieu granulaire. On peut maintenant calculer la masse m_i des particules et leur moment inertiel J_i en les considérant comme des cylindres : $m_i = \rho_s \pi r_i^2 E$ et $J_i = \frac{1}{2} m_i r_i^2$.

On modélise les forces de contact par un couple ressort-piston dans la direction normale du contact, et un couple ressort-piston dans la direction tangentielle. Les ressorts ont une raideur k tandis que les pistons ont une viscosité ν . On suppose que l'élasticité est linéaire pendant les chocs entre particules. Pour rester cohérent avec cette dernière hypothèse, on autorise seulement une faible déformation des particules qui ne doit pas dépasser 1% de leur rayon. On introduit également un coefficient de friction entre particules μ . Au temps t , si les deux particules i et j sont en contact depuis le temps $t_{initialisation}$, alors les forces qui s'appliquent sur la particule i sont :

- Le poids, $\vec{P} = -m_i g \vec{e}_z$
- La force d'Archimède
 - $\vec{F}_{Archi} = \pi r_i^2 E \rho_w g \vec{e}_z$ si la particule est immergée
 - $\vec{F}_{Archi} = 0$ si la particule est émergée
- Si la particule est partiellement immergée, alors on la considère comme totalement immergée si son centre de gravité est sous le niveau d'eau et totalement émergée si son centre de gravité est au dessus du niveau d'eau. Cela permet de simplifier les calculs.

- La somme des forces de contact pour chaque contact de i (ici i est en contact avec j uniquement) :
 - Dans la direction normale du contact :
 - Force de répulsion normale, $F_{Ressort}^{\vec{n}} = -k \delta \vec{e}_n$
avec δ l'overlap entre i et j : $\delta = |(\vec{x}_i - \vec{x}_j) \cdot \vec{e}_n|$
 - Force de viscosité normale, $F_{Piston}^{\vec{n}} = -\nu(\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \vec{e}_n$
 - Force normale effective, $F^{\vec{n}} = F_{Ressort}^{\vec{n}} + F_{Piston}^{\vec{n}}$
 - Dans la direction tangentielle du contact :
 - Force de répulsion tangentielle test,
 $F_{Ressort}^{\vec{t}est} = -k \int_{t_{initialisation}}^t (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \vec{e}_t + (\dot{\theta}_i r_i + \dot{\theta}_j r_j) dt \vec{e}_t$
 - Force de viscosité tangentielle test,
 $F_{Piston}^{\vec{t}est} = -\nu \left((\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \vec{e}_t + (\dot{\theta}_i r_i + \dot{\theta}_j r_j) \right) \vec{e}_t$
 - Force tangentielle effective :
 - Si $\mu F^{\vec{n}} > F_{Ressort}^{\vec{t}est} + F_{Piston}^{\vec{t}est}$ il n'y a pas de glissement et
 $F^{\vec{t}} = F_{Ressort}^{\vec{t}est} + F_{Piston}^{\vec{t}est}$
 - Si $\mu F^{\vec{n}} < F_{Ressort}^{\vec{t}est} + F_{Piston}^{\vec{t}est}$ alors on introduit un glissement et
 $F^{\vec{t}} = \mu F^{\vec{n}}$

Le calcul de $F_{Ressort}^{\vec{t}est}$ requiert ainsi que le programme garde en mémoire les valeurs des vecteurs vitesses et des vitesses de rotation des particules depuis le moment $t_{initialisation}$ où le contact ij s'est créé, et ce pour chaque contact. Pour économiser de l'espace mémoire, on va simplement stocker ϵ , la valeur de l'élongation du ressort qui provoque la force $F_{Ressort}^{\vec{t}est}$. Au temps t on a $\epsilon = \int_{t_{initialisation}}^t (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \vec{e}_t + (\dot{\theta}_i r_i + \dot{\theta}_j r_j) dt$. À chaque fois qu'un nouveau contact se crée, ϵ est initialisé avec la valeur $((\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \vec{e}_t + (\dot{\theta}_i r_i + \dot{\theta}_j r_j)) dt$ au temps ($t_{initialisation}$) et est stocké. La force de répulsion est alors donnée par $F_{Ressort}^{\vec{t}est} = -k \epsilon \vec{e}_t$. Au temps suivant, si les particules frottent sans glissement le ressort s'allonge ou se rétrécit, et on actualise la valeur de ϵ avec $\epsilon + ((\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \vec{e}_t + (\dot{\theta}_i r_i + \dot{\theta}_j r_j)) dt$

Si il y a glissement l'élongation du ressort ne change pas et ϵ reste le même. Enfin quand le contact est détruit l'élongation du ressort est réinitialisée à zéro.

3.2.2.2 Quand les particules interceptent les bords du milieu

Il ne reste plus qu'à parler du cas des particules qui sont sur le bord du milieu. Ces particules sont en contact avec les parois extérieures du modèle. Il y a trois murs dans nos simulations, un mur horizontal et deux murs verticaux qui forment pour ainsi dire une boîte. C'est à travers ces murs qu'on transmet une secousse au milieu granulaire. Les interactions mur-particule font intervenir une force de contact normale et une force de contact tangentielle comme pour les interactions particule-particule. Ces deux forces sont modélisées une fois encore par un ressort et

un piston en série, c'est à dire d'une partie en répulsion élastique linéaire et d'une partie viscosité proportionnelle à la vitesse de formation du contact. Le recouvrement entre une particule et un mur est donc la différence entre la distance du mur au centre de la particule et le rayon de la particule. Les paramètres suivants sont les mêmes pour les interactions particule-particule et mur-particule :

- Elasticité, k
- Viscosité, ν
- Coefficient de frottement, μ

Enfin on fait l'hypothèse que les murs ne se déforment pas, et que leur vitesse et position sont uniquement dictées par l'oscillation imposée.

3.2.3 Préparation des milieux granulaires

Maintenant que les interactions entre les particules sont bien définies, on peut préparer des milieux granulaires numériques. Pour ce faire on procède en deux étapes.

3.2.3.1 Sédimentation des particules du milieu granulaire

On commence tout d'abord en définissant le rayon moyen des particules r_{mean} , la densité des particules ρ_s ainsi que les dimensions de la boîte (hauteur : H_{box} ; largeur : L_{box}). La variance de la dispersion du rayon des particules autour de r_{mean} est fixée à $\frac{r_{mean}}{12}$. On définit N_{max} le nombre maximal de particules que l'on peut placer sur une ligne horizontale dans la boîte $N_{max} = \frac{L_{box}}{2r_{mean}}$. On applique ensuite l'algorithme suivant :

- Création du vecteur X de $100N_{max}$ positions horizontales aléatoires comprises entre 0 et L_{box} .
- Création du vecteur R de $100N_{max}$ rayons aléatoires suivant la loi normale de moyenne r_{mean} et de variance $\frac{r_{mean}}{12}$
- Mesure de H_{min} l'altitude minimale dans la boîte à laquelle il n'y a aucune particule. Cette altitude vaut 0 à la première itération, puis environ $2nr_{mean}$ à la $n^{i\text{eme}}$ itération.
- Dépôt des particules sur la ligne horizontale d'altitude $Z = H_{min} + r_{mean} + \frac{r_{mean}}{12}$: on fait une boucle sur les $100N_{max}$ potentielles nouvelles particules. On place la i^{eme} particule dans le milieu au point de coordonnées $(X(i), Z)$ et on lui attribue le rayon $R(i)$. Si cette particule n'entre en contact avec aucun mur ni aucune particule déjà placée, on la garde, sinon on la supprime.
- Quand la boucle est terminée, la ligne horizontale d'altitude Z est alors remplie avec le plus de particules possible parmi les premières des $100N_{max}$ proposées. On les laisse tomber dans le milieu avec une vitesse nulle et une accélération \vec{g} .

- On attend jusqu'à ce que toutes les particules du milieu aient une vitesse inférieure à un certain seuil qui correspond à un état d'équilibre mécanique.
- Si on a atteint le nombre total de particules à placer dans le milieu on arrête le processus, sinon on recommence.

On obtient enfin un milieu granulaire qui a sédimenté sous l'action du champ de gravité. On peut alors faire monter le niveau de liquide jusqu'à une certaine hauteur. Sur figure 3.11 a), on peut voir un exemple d'un milieu granulaire construit avec la méthode décrite ci-dessus.

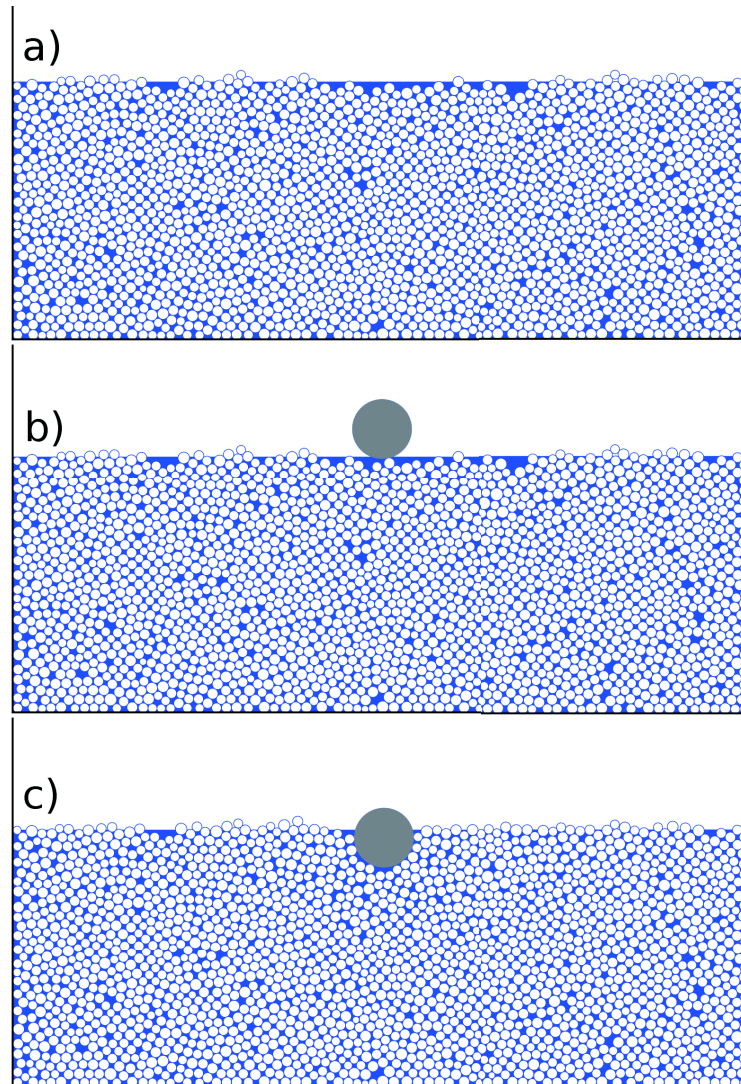


FIGURE 3.11 – Exemple de création d'un milieu granulaire numérique. a) Sédimentation de 2000 particules dans la boîte (sphères blanche) et ajout d'eau (bleu). Les bords de la boîte qui délimite le milieu granulaire sont en noir. b) Disposition d'un intrus et haut du milieu. c) Atteinte d'un équilibre mécanique entre l'intrus et le milieu granulaire.

3.2.3.2 Ajout d'une structure en haut du milieu

Le milieu granulaire est alors prêt à être utilisé pour modéliser un sol. À sa surface on dépose une particule qui modélise par exemple la présence d'un bâtiment. On travaille principalement avec des intrus circulaires de rayon égal à $6r_{mean}$. L'intrus est tout d'abord fixé au dessus du milieu, de manière à ce qu'il ne touche aucune particule mais que la particule la plus proche soit à une distance inférieure à $\frac{r_{mean}}{100}$ de la plus proche particule, comme sur la figure 3.11 b). On lui attribue une densité ρ_B . Ensuite on laisse tomber l'intrus et on attend qu'il trouve un équilibre mécanique dans le milieu comme sur la figure 3.11 c), ce qui nécessite quelques secondes.

3.2.4 Détails croustillants pour des calculs efficaces

L'algorithme de dynamique moléculaire décrit dans la section 3.2.1 est relativement simple, en pratique on doit cependant s'occuper de plusieurs détails pour que le code soit efficace. On parlera dans cette partie de quelle manière :

- on choisit le pas de temps de nos simulations,
- on évite tous les calculs inutiles entre deux particules qui ne sont pas en contact,
- on diminue les erreurs d'approximations faites en intégrant l'accélération, la vitesse et la résultante des moments des forces.

3.2.4.1 Le choix du pas de temps

Le choix du pas de temps pour les simulations est délicat. En effet plus il est faible et plus la modélisation numérique sera proche de la réalité, le cas limite est atteint en faisant tendre le pas de temps vers 0 ce qui donne un axe des temps continu. D'un autre côté plus il est petit et plus le nombre de calculs à faire pour voir évoluer le milieu est long. Avec le cas limite du pas de temps qui tend vers 0 on aurait besoin d'un nombre infini de calculs... En pratique, le choix du pas de temps est borné en haut et en bas par les deux contraintes suivantes :

- Le pas de temps doit être suffisamment court pour échantillonner correctement la durée des chocs entre particules.
- Le pas de temps doit être le plus grand possible pour réduire le nombre de calculs.

Selon l'équation différentielle qui régit le mouvement de deux particules qui s'entrechoquent, Le choc entre particules a une durée approximative de $\sqrt{\frac{m}{k}}$. On accepte donc que le pas de temps soit au maximum égal $\frac{1}{10}\sqrt{\frac{m}{k}}$. Comme le rayon et la densité des grains sont fixés, m est connu. Mais qu'en est-il de la constante de raideur k , relié au module d'Young du matériau par la dimension des particules [73], qui modélise l'élasticité des particules? Pour des roches sédimentaires, le module d'Young est de l'ordre du GPa ou de la dizaine de GPa. Un tel module de Young nous obligerait

à avoir un pas de temps de l'ordre de la nanoseconde, ce qui est beaucoup trop petit. On va donc choisir une valeur plus faible pour avoir un pas de temps réaliste. D'un autre côté la constante de raideur k doit satisfaire notre hypothèse de petite déformation. Les particules du milieu ne doivent pas subir de déformation plus grande que 1% de leur diamètre, ce qui se traduit par une inégalité sur la force maximale F à laquelle elles peuvent résister :

$$F < k \times (0.01r) \Rightarrow \rho_{\text{eff}}gH + \rho_s V_{\text{max}}^2 < k \times (0.01r)$$

avec $\rho_{\text{eff}}gH$ la contrainte statique maximale donnée pour une hauteur H de grains et $\rho_s V_{\text{max}}^2$ la contrainte dynamique maximale donnée pour une vitesse maximale de particule V_{max}^2 . Comme la vitesse de nos particules peut atteindre quelques m s^{-1} pour celles qui sont contre les bords de la boîte, c'est le terme dynamique qui est décisif dans l'inégalité. On a donc $k > 5000 \text{ N m}^{-1}$ ce qui implique que $t < 2.10^{-6} \text{ s}$. Pour éviter absolument que les particules ne s'interceptent trop et se déforment au delà du seuil de 1%, on décide de prendre un k supérieur à la valeur limite calculée de 5000 N m^{-1} . Pour les simulations présentées dans cette thèse on a donc $k = 20000 \text{ N m}^{-1}$ et $dt = 1.10^{-6}$.

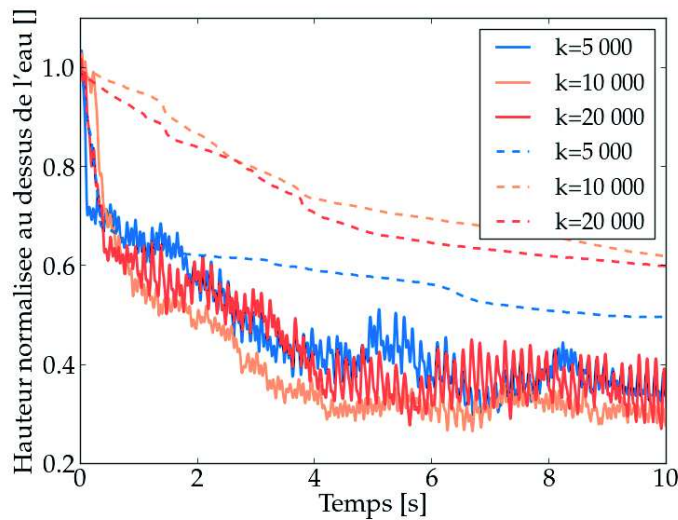


FIGURE 3.12 – Simulations réalisées avec différentes raideur de ressort. Trois valeurs ont été utilisées comme raideur, $k = 5000 \text{ N m}^{-1}$, $k = 10000 \text{ N m}^{-1}$ et $k = 20000 \text{ N m}^{-1}$ pour deux secousses différentes. Les trois courbes en pointillés représentent l'évolution de l'intrus avec une secousse d'amplitude 0.0002 m et de fréquence 7 Hz . Les trois courbes pleine représentent l'évolution de l'intrus pour une secousse d'amplitude 0.001 m et une fréquence de 7 Hz également. Quelque soit la raideur de ressort utilisée, le comportement du milieu et de l'intrus sont les mêmes.

On vérifie alors que k n'est pas un paramètre qui va changer radicalement le comportement du milieu granulaire si on le modifie. Sur la figure 3.12 on montre le résultat de six simulations réalisées avec trois valeurs de k différentes, 5000 N m^{-1} , 10000 N m^{-1} et 20000 N m^{-1} . Pour comparer plusieurs simulations entre elles, on représente la hauteur émergée de l'intrus normalisée par la hauteur émergée à l'instant précédent le début des secousses, comme pour les expériences.

Les trois milieux comportent 300 billes et un intrus. On leur applique deux secousses différentes, une avec une amplitude de 0.001 m et une fréquence de 7 Hz et l'autre avec une amplitude de 0.0002 m et une fréquence de 7 Hz. On voit sur cette figure que quelque soit la constante de raideur utilisée, le comportement des intrus dans les milieux est le même : avec la faible secousse l'intrus entre progressivement dans le milieu, et avec la secousse plus forte il entre rapidement dans le milieu puis oscille. Les petites fluctuations entre les trois cas sont représentatives de la variation normale que l'on peut observer entre plusieurs milieux différents secoués dans les mêmes conditions.

3.2.4.2 Les tableaux de voisinage des particules

Avec un milieu à N particules, tester les contacts entre toutes les particules deux à deux revient à faire N^2 tests. Pour des particules en 2 dimensions, de tailles quasiment identiques et formant un milieu désordonné, le nombre de coordination moyen, ou nombre de contact par grain, est compris entre 3 et 4 selon la densité du milieu [74]. Pour un empilement parfait de disques sur un réseau hexagonal, le nombre de coordination est de 6 exactement, pour chaque disque du milieu. Pour parer à toute éventualité, comme à la situation extraordinaire où une grosse particule serait entourée de 7 particules plus petites dans une configuration très dense, on prévoit que chaque particule ait au maximum un nombre de coordination égal à 7. Autant dire que la grande majorité des N^2 tests de contact sont inutiles. Nous avons donc implémenté des tableaux de voisins comme décrit dans la référence [71] pour supprimer en partie les tests de contact entre deux particules très éloignées. Le milieu granulaire est divisé en N_C cellules rectangulaires identiques. On crée deux tableaux. Le premier tableau est de taille N_C , il contient le plus petit des index de particules parmi celles de chaque cellule. C'est le tableau des "premiers". Le second est de taille N , c'est le tableau "voisinage". À chaque indice, le tableau "voisinage" contient soit le prochain index des particules de cette même cellule, si il existe, soit 0 si l'indice correspond à la particule de plus grand index de la cellule. On utilise l'ordre numérique croissant. Muni de ces deux tableaux, on peut parcourir toute les particules du milieu par zone géographique, on sait quelles particules sont voisines. Lorsqu'on cherche à savoir quelle particule est en contact avec la particule i , on teste alors les particules de sa propre cellule, et les particules des huit cellules attenantes. Il est inutile de tester avec des particules plus éloignées.

Les tableaux "premiers" et "voisinage" sont à remettre à jour dès que deux particules initialement éloignées de plus d'une longueur de cellule sont à même de se rencontrer. On garde donc en mémoire une variable contenant la plus grande distance parcourue, qui est augmentée à chaque pas de temps par la distance maximale parcourue à cet instant. Quand cette distance atteint une demie longueur de cellule, on reforme les tableaux "premiers" et "voisinage".

3.2.4.3 Intégration avec l'algorithme de Verlet

Pour obtenir la position et la vitesse de la $i^{\text{ème}}$ particule à partir de son accélération, on utilise le développement de Taylor de \vec{x}_i en t de deux façons :

$$\vec{v}_i \left(t + \frac{dt}{2} \right) = \vec{v}_i(t) + \vec{a}_i(t) \frac{dt}{2} + \frac{1}{2} \vec{a}_i(t) \frac{dt^2}{4} + O(dt^3)$$

et

$$\vec{v}_i \left(t - \frac{dt}{2} \right) = \vec{v}_i(t) - \vec{a}_i(t) \frac{dt}{2} + \frac{1}{2} \vec{a}_i(t) \frac{dt^2}{4} + O(dt^3)$$

En soustrayant ces deux lignes on obtient :

$$\vec{v}_i \left(t + \frac{dt}{2} \right) = \vec{v}_i \left(t - \frac{dt}{2} \right) - \vec{a}_i(t) dt + O(dt^3)$$

Pour obtenir la position, on procède de la même manière en développant $\vec{x}_i(t)$ et $\vec{x}_i(t+dt)$ en $t + \frac{dt}{2}$ et en soustrayant les deux développements. On obtient ainsi

$$\vec{x}_i(t+dt) = \vec{x}_i(t) + \vec{v}_i \left(t + \frac{dt}{2} \right) dt + O(dt^3).$$

Il en va de même pour la vitesse de rotation des particules :

$$\dot{\theta}_i(t+dt) = \dot{\theta}_i(t) + \ddot{\theta}_i \left(t + \frac{dt}{2} \right) dt + O(dt^3).$$

On implémente donc notre programme avec les trois relations suivantes :

$$\begin{cases} \vec{v}_i(t + \frac{dt}{2}) = \vec{v}_i(t - \frac{dt}{2}) + \vec{a}_i(t) dt & \text{pour la vitesse} \\ \vec{x}_i(t + dt) = \vec{x}_i(t) + \vec{v}_i(t + \frac{dt}{2}) dt & \text{pour la position} \\ \dot{\theta}_i(t + dt) = \dot{\theta}_i(t) + \ddot{\theta}_i(t + \frac{dt}{2}) dt & \text{pour la vitesse de rotation.} \end{cases}$$

Puis on fait simplement la moyenne entre $\vec{v}_i(t + \frac{dt}{2})$ et $\vec{v}_i(t - \frac{dt}{2})$ pour obtenir $\vec{v}_i(t)$ qui est nécessaire au calcul des forces au temps t . Cet algorithme est la version leap-frog de l'algorithme de Verlet, il assure des fluctuations d'énergie plus petites pour les pas de temps longs et permet de stocker moins de variables que les méthodes de prédicteur-correcteur [71].

3.2.5 Conservations de la quantité de mouvement dans nos simulations

Pour vérifier que les forces sont correctement implémentées lors des contacts entre particules, nous avons fait tourner le code en mesurant la quantité de mouvement P à chaque instant pour vérifier qu'elle se conserve.

$$P = \sum_{i=0}^{i=N} m_i |\vec{v}_i| \quad (3.5)$$

Dans l'équation précédente, N est le nombre de billes dans le système. Avant de faire ce calcul nous avons éloigné les trois murs (à gauche, à droite et en bas) qui retiennent les particules.

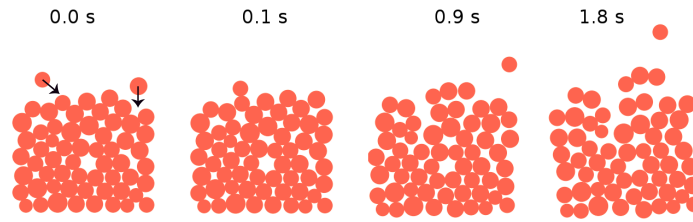


FIGURE 3.13 – Série d'instantanés d'un milieu granulaire numérique dans le vide. Le milieu contient 60 billes et évolue dans le temps sans gravité et sans bords. À l'état initial, les billes se recouvrent légèrement car elles ont été sédimentées sous l'effet de la gravité. Lorsqu'on enlève la gravité, le milieu est donc en expansion. On impose une vitesse initiale à deux particules, représentées sur la figure par les flèches.

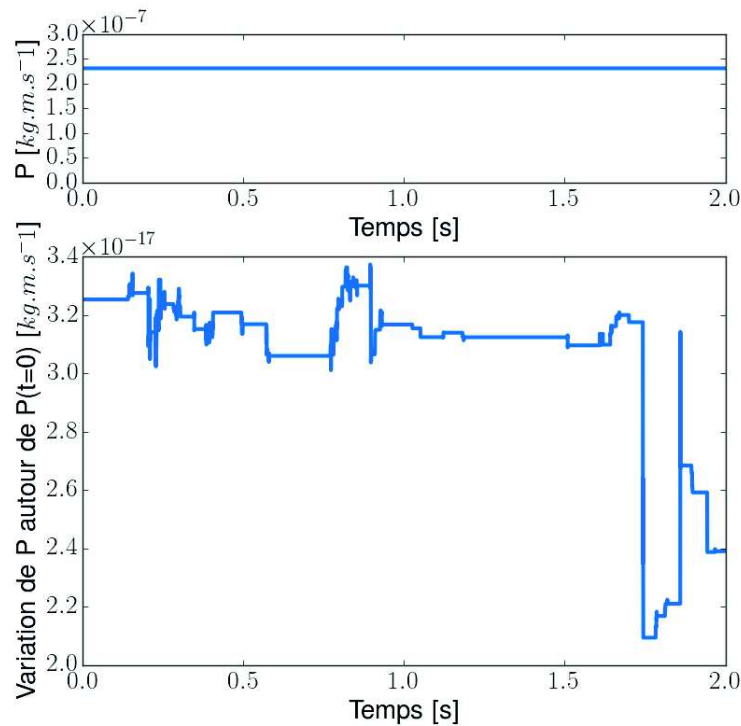


FIGURE 3.14 – Conservation de la quantité de mouvement dans nos simulations. La quantité de mouvement P en fonction du temps est tracée sur le graphique du haut. Au temps $t=0$ on a P qui est de l'ordre de $2.3 \cdot 10^{-7} \text{ kg m s}^{-1}$. La variation de P autour de $2.3 \cdot 10^{-7} \text{ kg m s}^{-1}$, ou $P - 2.3 \cdot 10^{-7}$ est tracée sur le graphique du bas.

Ensuite pour la conservation de la quantité de mouvement il est nécessaire de réduire l'accélération gravitationnelle à zéro, ce que nous avons fait. Nous avons également retiré le fluide. Le milieu choisi est un milieu qui avait sédimenté sous l'action de la gravité, et qui était arrivé à l'équilibre. Les particules du milieu sont légèrement en chevauchement pour supporter le poids des particules du dessus. En supprimant toutes les forces extérieures, on s'attend donc à ce que le milieu se

décompacte et à voir les particules s'éloigner régulièrement les unes des autres. Enfin avant de faire tourner le code on injecte de l'énergie dans le milieu en donnant une vitesse initiale non nulle à deux particules pour qu'elles entrent en contact avec d'autres particules. L'état initial est représenté sur la figure 3.13 à gauche, les deux particules ayant une vitesse non nulle ont une flèche qui part de leur centre représentant le vecteur vitesse. Nous avons laissé le milieu évoluer pendant 2 secondes de temps réel. Sur la figure 3.13 on a représenté l'état du milieu à quatre instants différents. On voit que le milieu est en expansion. Sur la figure 3.14 on représente P calculé avec l'équation 3.5 en haut et $P - P(t = 0)$ en bas. On voit sur le graphique du haut que P est de l'ordre de $2.3 \cdot 10^{-7} \text{ kg m s}^{-1}$. Sur le graphique du bas on lit que sa variation autour de $P(t = 0)$ est de l'ordre de $10^{-17} \text{ kg m s}^{-1}$. La variation relative de P est donc de 10^{-10} , ce qui montre que la quantité de mouvement est conservée.

3.2.6 Influence des bords de la boîte contenant le milieu granulaire

Dans nos simulations les bords de la boîte sont présents de chaque côté du milieu. Pendant un cycle de secousse, les particules en contact avec ces bords rigides verticaux ont des vitesses supérieures aux particules situées loin des bords, comme on l'illustre sur la figure 3.15. Dans cet

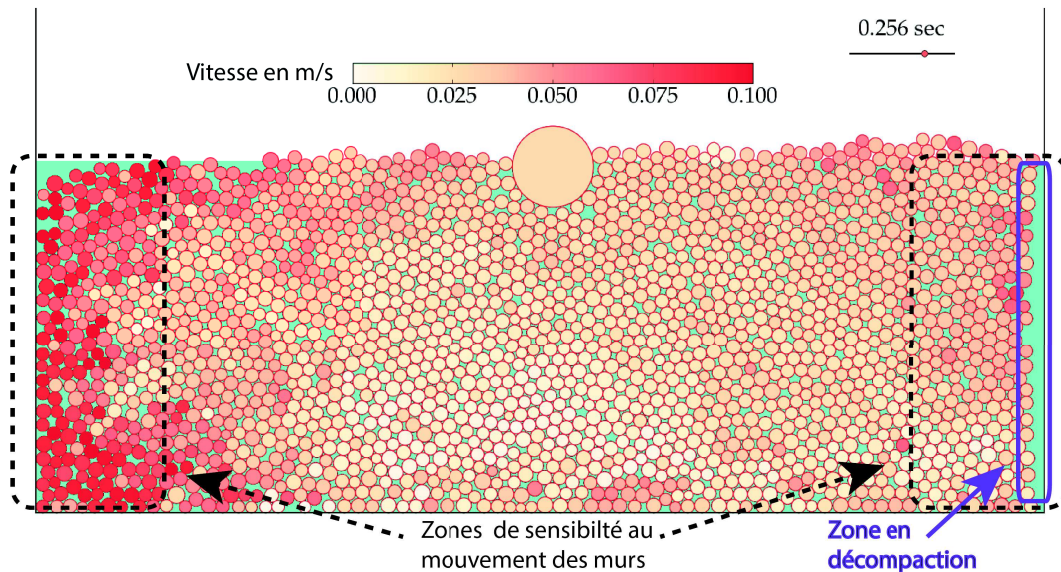


FIGURE 3.15 – Influence des bords de la boîte contenant le milieu granulaire. Vitesse des particules par rapport à la boîte qui se déplace, à un instant particulier. La boîte se dirige vers la droite. Le segment noir en haut à droite représente la position de la boîte (point rouge) dans un cycle complet. Les particules sur le bord droit sont en chute libre car la paroi avance plus vite qu'elles. Le milieu se décompacte à cet endroit précis. Les particules sur le bord gauche ont une vitesse supérieure aux autres particules car elles sont poussées par le bord gauche.

exemple la boîte est animée d'une oscillation d'amplitude 0.0012 m et de fréquence 12 Hz . On a choisi un snapshot où la boîte a une vitesse de 0.1 m s^{-1} vers la droite et est entrain d'accélérer

vers la droite. Les particules contre le bord droit sont entrain de tomber vers la droite car la paroi de droite accélère et libère donc de la place pour ces particules. Le milieu se décompacte sur ce bord. À l'inverse les particules contre le bord gauche qui étaient entrain de tomber lorsque la boîte accélérât vers la gauche sont maintenant poussées par la paroi de gauche et ont une vitesse élevée par rapport aux autres particules du milieu (la couleur est rouge foncée). Cet effet témoigne de la présence des bords rigides. Plus les particules sont éloignées des bords et moins elle ressentent leur présence. Après une observation qualitative de cet effet sur plusieurs exemples, on statue que les particules qui sont éloignées de plus de $20r_{mean}$ des bords ne ressentent plus la présence des bords.

Par curiosité scientifique, nous avons créé une nouvelle version de notre programme informatique où les bords du milieu soit considérés comme cycliques. Dans le principe, c'est comme si le milieu est replié sur lui même : on effectue un recollement entre le bord droit et le bord gauche. Les particules sur le bord droit sont en contact avec celles sur le bord gauche, il n'y a plus de bords. On a ensuite comparé l'enfoncement d'intrus dans plusieurs cas, dans des milieux avec ou sans bords et avec plus ou moins de particules. On présente ici la comparaison de l'enfoncement de l'intrus entre deux simulations, une dans un milieu à 2000 particules avec des bords rigides, et une contenant seulement 1000 particules, environ 33 particules de long sur 30 particules de haut mais avec des bords cycliques. Les particules ont une densité de 1050 kg dm^{-3} et un rayon moyen de 0.002 m , les deux milieux sont saturés en eau. Dans les deux cas on applique une secousse de 7.10^{-4} m d'amplitude et 12 Hz de fréquence, et on observe la descente d'un intrus de 0.012 m de rayon et de densité 1000 kg dm^{-3} . Le résultat est montré sur la figure 3.16. On trace la hauteur émergée de l'intrus h_{em} , normalisée par cette même hauteur à l'instant 0, $h_{em}(0)$. Au premier ordre, on voit que les deux courbes sont très proches, allant de 1 à 0.4 en 10 secondes. L'intrus évoluant dans le milieu à 1000 particules avec bords cycliques a moins de petites variations de hauteur que l'intrus évoluant dans le milieu à 2000 particules avec des bords rigides, alors que dans ce dernier cas l'intrus est deux fois plus loin des bords. Nous avons mesuré la fréquence de ces variations, elles correspondent à $\frac{1}{2}$ de la fréquence d'oscillation de la boîte, donc à 6 Hz dans cet exemple.

On peut donc affirmer que les bords rigides dans nos simulations sont assez éloignés pour ne pas avoir d'influence sur l'amplitude de l'enfoncement de l'intrus, au premier ordre. On note cependant l'apparition de petites oscillations de fréquence moitié à la fréquence imposée avec la présence de bords. Enfin il va sans dire que les simulations avec 1000 particules et des bords cycliques demandent deux fois moins de calculs que les simulations avec 2000 particules et des bords rigides. C'est un gros avantage des bords cycliques.

Pour imiter le plus possible les conditions expérimentales, on doit néanmoins conserver des murs rigides, mais assez éloignés pour qu'ils n'entravent pas le mouvement de l'intrus à l'intérieur du milieu. Sauf mention contraire, dans les résultats montrés dans cette thèse on utilise donc des

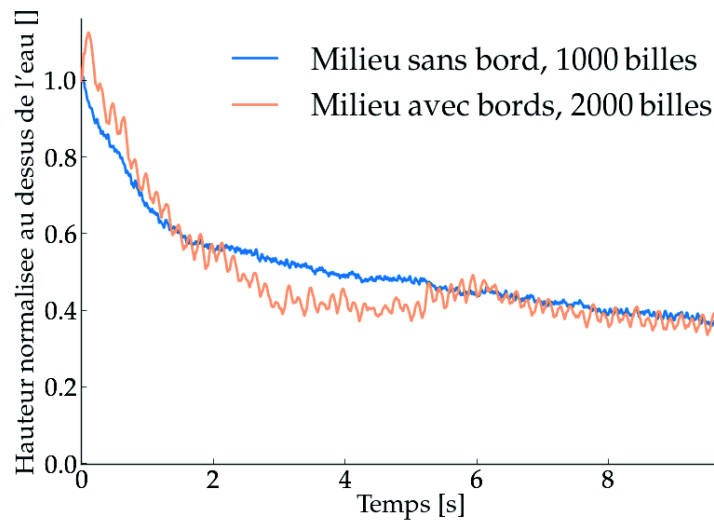


FIGURE 3.16 – Effet de l'éloignement des bords rigides. On représente la hauteur émergée de l'intrus normalisée par sa valeur au temps 0 en fonction du temps. La courbe bleue représente la hauteur normalisée dans le cas d'un milieu à 1000 particules seulement, avec des bords rigides. La courbe orange représente la hauteur normalisée de l'intrus dans un milieu deux fois plus large, à 2000 particules, avec des bords classiques. La secousse est d'amplitude 7.10^{-4} m et de fréquence 12 Hz dans les deux cas.

milieux à 2000 particules avec environ 65 particules de long sur 30 particules de haut, exactement comme dans l'image 3.15.

3.2.7 Identification du phénomène de liquéfaction au sein des simulations

3.2.7.1 Trois régimes principaux

Comme dans les expériences à la section 3.1.4, on observe bien les trois comportements attendus dans les simulations. Ces comportements sont : l'état **rigide** dans lequel le milieu granulaire se comporte comme un bloc indéformable que l'intrus ne peut pas pénétrer, l'état **de liquéfaction hétérogène** dans lequel l'intrus évolue progressivement à l'intérieur du milieu jusqu'à sa position isostatique et où le milieu ne subit que des déformations mineures, et enfin l'état **de liquéfaction globalement excitée** où l'ensemble du milieu est remobilisé et pour lequel les particules qui le composent ne cessent de créer et détruire de nouveaux contacts.

Pendant les simulations, les trois comportements **rigide**, **de liquéfaction hétérogène** et **de liquéfaction globalement excitée** sont retrouvés, et ce aux mêmes accélérations que celles correspondant aux expériences. On présente un couple de deux instantanés de chaque comportement sur la figure 3.17.

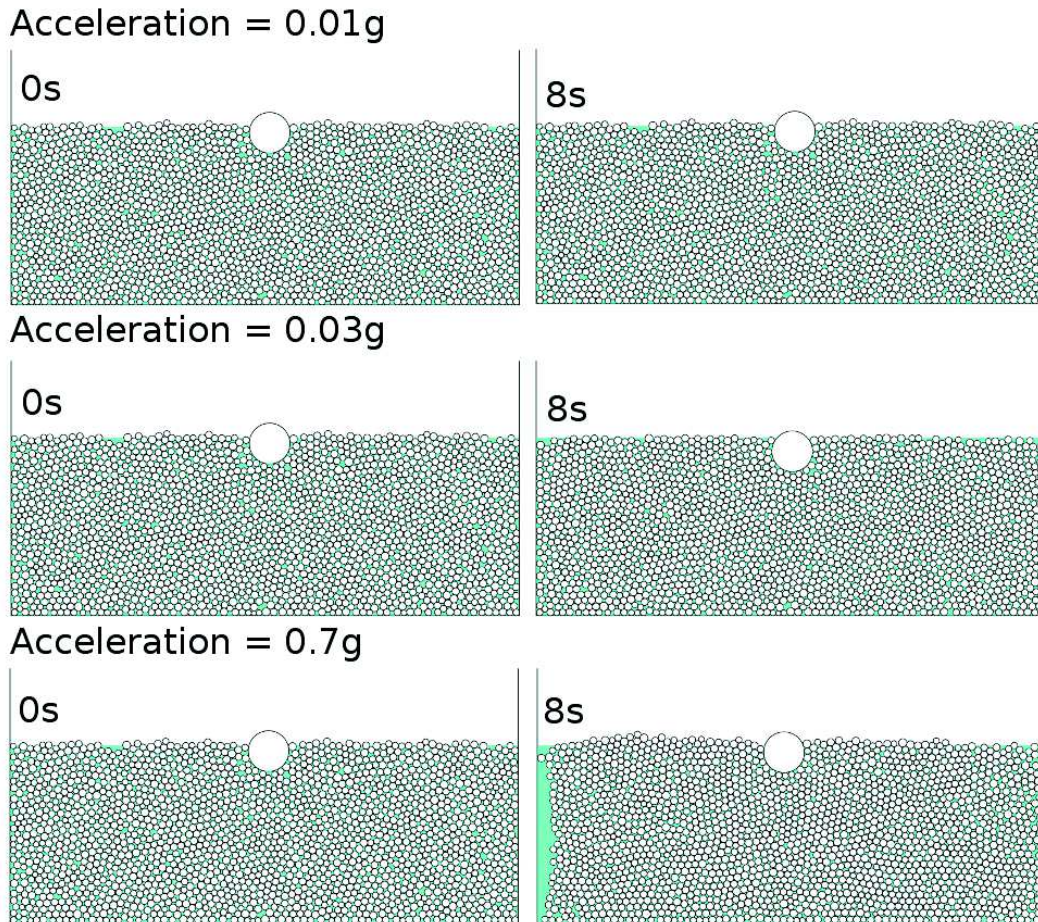


FIGURE 3.17 – Observations des états **rigide** (en haut), **de liquéfaction hétérogène** (au milieu) et **de liquéfaction globalement excitée** (en bas) dans les simulations numériques.

C'est seulement dans l'état **de liquéfaction hétérogène** (figure 3.17 ligne du milieu) à l'accélération $\Gamma = 0.03g$ ici que l'intrus s'enfonce dans le milieu. Dans le cas **rigide** (figure 3.17 ligne du haut) pour $\Gamma = 0.01g$ il reste à la surface et dans le cas **de liquéfaction globalement excitée** (figure 3.17 ligne du bas) avec $\Gamma = 0.7g$ le milieu se décompacte. On peut observer le volume émergé de l'intrus en fonction du temps dans l'article précédent [57] section 2.2.2 figure 9.

3.2.7.2 Choix de seuil pour différencier les trois régimes

Pour catégoriser de manière systématique les simulations dans un des trois régimes, on utilise les mêmes seuils que pour les expériences, voir la section 3.1.4.2. Si il existe un temps pour lequel $\mathcal{X}_{in} < 0.9$ nous définissons l'état du milieu comme **de liquéfaction hétérogène** ou **de liquéfaction globalement excitée**, sinon nous définissons l'état du milieu comme **rigide**. Pour discriminer les états **de liquéfaction globalement excitée** des états **de liquéfaction hétérogène** on calcule l'accélération verticale de l'intrus par rapport au milieu. Si l'écart type

de cette accélération dépasse 0.06g, nous définissons l'état du milieu comme **de liquéfaction globalement excitée** .

Chapitre 4

Etude des cas secs et plus généralement non saturés

4.1 Niveau d'eau variable, un cas général en géophysique

Jusqu'à présent nous nous sommes restreint à un milieu entièrement saturé où le niveau d'eau affleure à la surface. On peut maintenant généraliser notre étude au milieu granulaire contenant une quantité d'eau quelconque. Nous allons considérer des milieux composés d'une couche de sol saturée en eau surmontée d'une couche de sol sec. Ces milieux seront qualifiés de sous-saturés. Nous allons également considérer des milieux inondés où le niveau de l'eau est plus haut que la surface formée par le milieu granulaire, nous qualifierons ces sols de sursaturés. Comme on a pu mettre en avant dans le modèle analytique, la présence de l'eau joue un rôle essentiel dans le déclenchement de la liquéfaction. On se demande comment une variation du niveau d'eau affecte les résultats montrés dans le chapitre précédent. On va s'intéresser dans cette partie à faire évoluer notre modèle théorique en fonction du niveau de saturation. On identifiera ensuite quels sont les niveaux de saturations les plus favorables à la liquéfaction des sols, puis on décrira les changements de comportement observés comparé au cas saturés. Cette fois encore nos résultats s'appuieront sur l'interprétation de nos expériences et simulations numériques.

4.1.1 Saturation en eau des zones de liquéfaction dans la nature

On se propose tout d'abord de caractériser la saturation des sols dans les zones de liquéfaction en s'appuyant sur la littérature. Les sols sont généralement sous-saturés et le niveau de la nappe phréatique se situe sous la surface du sol. Néanmoins il est admis par la communauté scientifique que la liquéfaction a lieu dans les sols saturés [23, 27, 53]. Dans [27] la saturation des sols est présentée comme une condition nécessaire. On peut reprendre un exemple connu de site qui a

été affecté par de la liquéfaction à la suite d'un séisme : lors du séisme de Kobe en 1995, le port maritime a subi de graves dégradations dû à la liquéfaction du sous-sol [36]. Les ports sont évidemment des zones où les sols sont couramment saturés en eau, donc le port de Kobe était dans des conditions favorables à la liquéfaction.

Le phénomène existe pourtant dans des conditions de sur- ou sous-saturation. Des études récentes comme [75] font état de liquéfaction dans des sables non saturés. La liquéfaction est alors expliquée par le modèle conventionnel (voir page 4), où la présence de l'air dans les pores du milieu non saturé participe au déclenchement de la liquéfaction lorsque sa pression augmente. À l'inverse on connaît aussi le phénomène de glissement de terrain sous-marins, phénomène que l'on peut relier à de la liquéfaction [20] dans des conditions de sursaturation.

4.1.2 Extension du modèle théorique aux milieux sur- ou sous- saturés

Nous commençons par adapter le modèle théorique développé à la section 2.1 à d'autres niveaux d'eau que celui affleurant à la surface des milieux [56]. Dans tous les cas de sur- ou sous-saturation détaillés ici, on fait l'hypothèse que l'interface air/eau est toujours un plan horizontale. Avec un niveau d'eau variable qui ne correspond plus à la surface du sol, il faut adapter nos seuils d'accélération Γ_R et Γ_F . On rappelle que $g \Gamma_R$ est l'accélération nécessaire pour faire glisser entre elles deux particules du sol, ce qui peut déclencher le comportement de liquéfaction ; et que $g \Gamma_F$ est l'accélération à partir de laquelle l'intrus peut glisser sur les particules qui le soutiennent ce qu'on interprète comme un comportement d'excitation globale.

Dans le cas des milieux sur-saturés en eau, c'est le seuil Γ_F entre le régime de liquéfaction hétérogène et le régime de liquéfaction globalement excitée qui est modifié. Comme on le détail dans l'article [56] présenté page 84 ainsi qu'à la section 2.1.2 page 10 de cette thèse, ce seuil varie en fonction de $V_{B.im}(0)$, le volume immergé dans l'eau de l'intrus avant les secousses. Ce seuil devient $\Gamma_{F,2}$ défini par :

$$\Gamma_{F,2} = \mu \left(1 - \frac{V_{B.im}(0) \rho_w}{V_B \rho_B} \right) \quad (4.1)$$

Ainsi plus l'intrus est immergé au départ, plus $V_{B.im}(0)$ est grand et plus $\Gamma_{F,2}$ diminue. On peut interpréter cette évolution comme le fait que si l'intrus est partiellement immergé avant les secousses, il sera d'autant plus facile de le faire glisser sur les particules qui le soutiennent car il sera porté par le fluide, autour de lui.

On rappelle maintenant l'expression du seuil de déclenchement de la liquéfaction Γ_R :

$\Gamma_R = \mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s}$. On peut remarquer que si l'intrus est complètement immergé dans l'eau, alors $V_{B.im}(0) = V_B$. Si de plus $\rho_B = \rho_s$, on a alors que $\Gamma_{F,2} = \Gamma_R$, dans ce cas la fenêtre d'accélération qui permet la liquéfaction hétérogène est réduite à zéro. Notre modèle analytique prévoit alors que le milieu granulaire passe de l'état rigide à l'état de liquéfaction globalement excitée sans passer par une phase où l'intrus reste accroché au sol pendant que le sol se dérobe plus loin.

Dans le cas des milieux sous-saturés, les seuils Γ_R et Γ_F gardent la même expression, mais ils doivent être interprétés différemment. Le seuil Γ_R entre l'état rigide et la liquéfaction hétérogène ne s'applique plus sur les mêmes particules. En effet ce seuil donne l'accélération à partir de laquelle deux particules immergées peuvent glisser l'une sur l'autre. Il fait intervenir la densité de l'eau ρ_w . Des particules à la surface du milieu peuvent se retrouver émergées dans le cas de sols sous-saturés, et le seuil Γ_R auquel les premières particules vont commencer à glisser concerne alors des particules placées plus en profondeur. On détermine alors également la profondeur à laquelle la liquéfaction débutera. Notre modèle prévoit que ce n'est pas la couche de sol sèche qui va se liquéfier, mais bien la partie en dessous et immergée. Ainsi plus le niveau d'eau va diminuer et moins le milieu en surface va se déformer, ce qui empêchera l'intrus de pénétrer dans le milieu.

On se propose alors d'adapter nos simulations et expériences pour confirmer ou infirmer ces prédictions. Nous avons écrit un article, soumis à *Nature Geoscience*, où on présente notre modèle de liquéfaction, pour les milieux granulaires saturés et non saturés, et où on confirme ce modèle avec des expériences et simulations numériques.

4.2 Article : "Shake and sink : liquefaction without pressurization", soumis au journal *Nature Geoscience*

4.2.1 Résumé des résultats de l'article

Cet article traite de liquéfaction sismique dans les milieux granulaires. Il présente tout d'abord des expériences réalisées dans notre laboratoire où des milieux granulaires de plusieurs degrés différents de saturation en eau sont soumis à une oscillation horizontale. On définit ces milieux comme liquéfiés lorsqu'un objet originellement au repos à la surface s'enfonce. Ces expériences montrent que c'est dans le cas des milieux complètement saturés que l'objet s'enfonce le plus.

On détaille ensuite une partie plus théorique où on donne des seuils d'accélération calculés avec les équations de la physique newtonienne. Selon notre modèle analytique de sol, ces seuils délimitent trois comportements dans lesquels les milieux peuvent se trouver. On exprime également l'enfoncement final que les objets adoptent lorsque leur dynamique est contrôlée par la gravité et les forces d'Archimède. Ces réflexions théoriques sont poussées pour faire des prévisions quant aux profondeurs auxquelles les milieux granulaires se liquéfient, en fonction de la hauteur d'eau. Ce dernier calcul est repris plus en détail à la section 4.2.5 de ce manuscrit.

On continue ensuite avec l'apport de simulations numériques. Nos simulations montrent également que la liquéfaction des sols est maximale dans les milieux entièrement saturés. Elles permettent également de suivre la vitesse des grains du milieu et de confirmer la mécanique de notre modèle

analytique, à savoir que l'enfoncement de sphères dans des milieux granulaires liquéfiés est provoqué par le réarrangement lointain des grains portés par l'eau et la subsidense continue de la sphère émergée et des grains qui l'entourent.

Les diagrammes de phases répertoriant les expériences et simulations sont ensuite développés, comme dans l'article [57] à la section 2.2.2 ou dans ce manuscrit à la section 2.3.2.

Enfin, deux applications à la géotechnique sont développées. On exprime premièrement notre seuil d'accélération pour déclencher la liquéfaction comme une distance épacentrale maximale à laquelle le phénomène peut avoir lieu en fonction de la magnitude du séisme. On compare alors ce nouveau seuil avec une limite minimale de densité d'énergie sismique requise pour la liquéfaction et donnée par le modèle conventionnel. Ce résultat important, introduit à la section 2.3.5, montre que notre modèle peut expliquer des cas de liquéfaction incompris jusqu'ici. La seconde application concerne l'enfoncement maximal que peut atteindre un bâtiment dans un sol liquéfié s'il pénètre dans le sol jusqu'à son équilibre isostatique.

Enfin une importante section méthode termine cet article, avec les détails des calculs nécessaires à la reproduction du travail, la liste du matériel utilisé pour les expériences et un calcul montrant que nos expériences et simulations ont bien lieu dans des conditions drainées.

Dans cet article, ma contribution est principale. J'ai développé les expériences et les simulations numériques, et ai largement participé à l'écriture de ce papier.

4.2.2 "Shake and sink : liquefaction without pressurization"

Shake and sink: liquefaction without pressurization

Clément C.^a, Toussaint* R.^a, Aharonov E.^b

^aInstitut de Physique du Globe de Strasbourg, University of Strasbourg/EOST, CNRS, 5 rue Descartes, F-67084 Strasbourg Cedex, France

^bInstitute of Earth Sciences, The Hebrew University, Jerusalem, 91904, Israel

10 ABSTRACT

11 Soil liquefaction is a significant natural hazard associated with earthquakes. Some of its devastating
12 effects include tilting and sinking of buildings and bridges, and destruction of pipelines. Conventional
13 geotechnical engineering practice assumes liquefaction occurs via elevated pore pressure. This assumption guides
14 construction for seismically hazardous locations, yet evidence suggests that liquefaction strikes also under
15 currently unpredicted conditions. Here we show, using theory, simulations and experiments, another mechanism
16 for liquefaction in saturated soils, *without high pore fluid pressure* and *without special soils*, whereby liquefaction
17 occurs due to variations in buoyancy forces. This new mechanism supplements the conventional pore pressure
18 mechanism, enlarges the window of conditions under which liquefaction is predicted to occur, and may explain
19 previously not understood cases such as liquefaction in well-compacted soils, under drained conditions, repeated
20 liquefaction cases, and the basics of sinking in quicksand. These results may greatly impact hazard assessment
21 and mitigation in seismically active areas.

22

23 Liquefaction occurs in saturated soils when an initially rigid soil, which supports structures,
24 changes rheology under earthquake-induced shaking^{1,2,3} to a liquid-like slurry, in which structures
25 such as buildings sink and tilt⁴ and structures such as pipelines float^{4,5,6}. Liquefaction is of crucial
26 importance in geoenvironmental engineering^{3,7,8,9,10}, and constitutes a basic physics question for the two-phase
27 system of fluids and grains^{11,12,13,14}.

28 The *conventional mechanism* for explaining liquefaction requires un-drained and under-compacted
29 saturated soils: during intense shaking the pore structure in under-compacted soils collapses. The
30 un-drained condition leads to trapping of fluid in compacting pores, so pore pressure increases until
31 its value may approach the total stress⁷. High pore pressure values lead to loss of strength and
32 liquefaction of soils. Indeed, this mechanism was confirmed in many liquefaction instances^{15,16}, yet
33 it fails to predict many other observed situations:

- 34 1. Liquefaction in pre-compacted soils¹⁷.
- 35 2. Recurrent liquefaction events^{15,18,5,3}.
- 36 3. Far-field liquefaction that occurred despite small seismic energy input^{19,20}.
- 37 4. Liquefaction produced under drained conditions^{21,22,23}.

38 This paper presents a new liquefaction mechanism that may either act alone or by enhancing the
39 *conventional mechanism*. In what follows we present experiments, theory and simulations that all
40 show remarkable agreement and may explain some previously unexplained natural liquefaction
41 events.

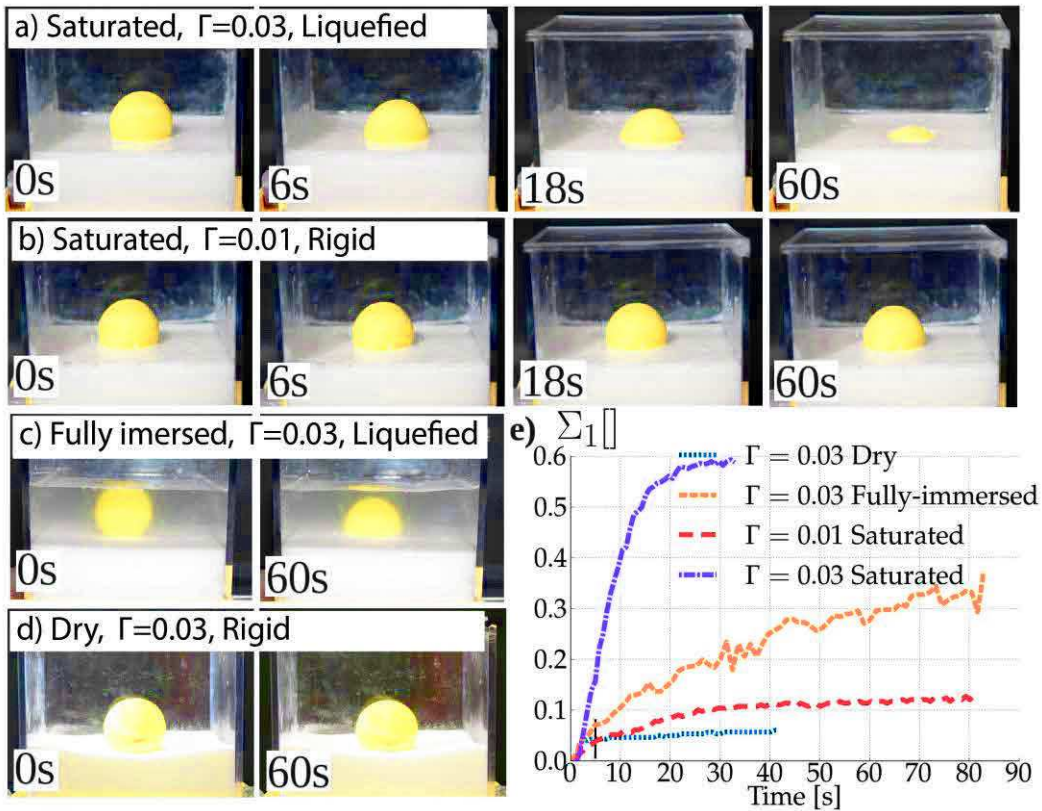
42

43 RESULTS

44 Experimental Results: *Liquefaction revealed through the sinking of an object*

45 Our experiments comprise a box filled with granular media and water to a prescribed height. A ball
46 of smaller density, simulating a building (termed “the intruder”), is placed on top of the beads

47 (details provided in Methods, section 1). After the system reaches mechanical equilibrium, the box
 48 is shaken horizontally under a given acceleration ($\text{Acc} \in [10^{-2}; 100] \text{ m/s}^2$, $\Gamma = \text{Acc}/g=0.001$ to 10
 49 with $g=9.81 \text{ m/s}^2$) and frequency ($f \in [0.15; 50] \text{ Hz}$), corresponding to conditions typically met in
 50 earthquakes with macroseismic intensity II to V-VI²⁴. Experiments were ran using 3 different water-
 51 level conditions: *dry*, *saturated* (i.e. water level is at ground level) and *fully-immersed*, (Figs 1, 2a).
 52 Video records of the experiments (Supplementary Material) are used to compute the emerged
 53 volume V_{em} of the intruder as it sinks. Section 2 in Methods shows that pore pressure did not rise
 54 during our experiments.
 55 Figure 1 compares the sinking of intruders during shaking experiments performed under different
 56 conditions: Under dry conditions no sinking occurs (Fig 1d). Under saturated conditions, the
 57 intruder remains at the surface for low-acceleration shaking (Fig 1b) but sinks and reaches a steady
 58 state when subjected to larger accelerations (Fig 1a). For fully immersed conditions (Fig 1c), a
 59 slight sinking occurs but remains 3 times smaller than for saturated cases. Figure 1e quantifies the
 60 normalized emerged volume $\Sigma_1(t) = \frac{V_{em}(0)-V_{em}(t)}{V_{TOT}}$ for each case, where V_{TOT} is the total intruder
 61 volume.



62
 63 Fig 1: Snapshots from experimental shaking of wet granular media show intruder sinking depends on fluid levels and
 64 acceleration conditions: a,b) Saturated runs: the intruder sinks (case (a)) and continuously progresses towards a new
 65 steady-state, for large Γ . Intruder does not sink for small Γ (case (b)). c) In contrast to case (a), fully immersed run
 66 shows only slight sinking under large Γ . d) Dry run, showing no sinking. e) Normalized emerged volume $\Sigma_1(t)$ of the

67 intruder as function of shaking time, in the four cases, shows largest sinking occurs at saturated case and high
 68 acceleration. Videos: see Suppl.

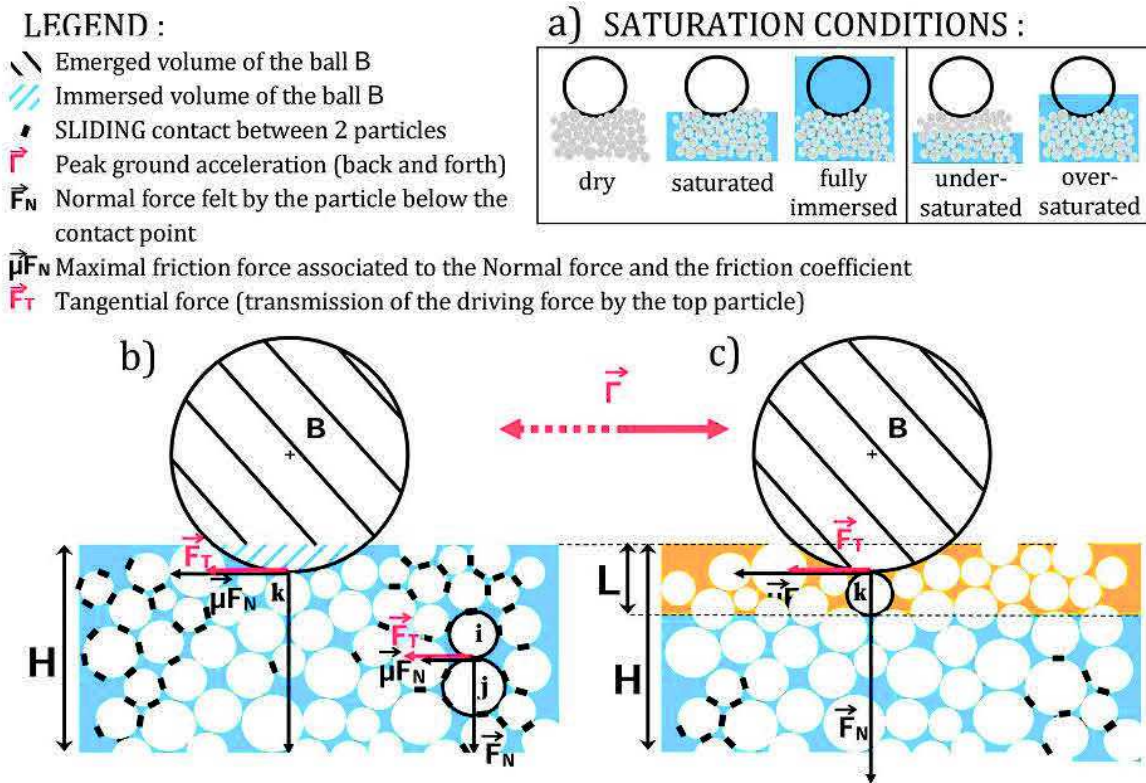
69
 70

71 We define the system as “liquefied” when large sinking occurs, as in Fig 1(a, c), and as “rigid”
 72 when small or no sinking occurs as in Figs 1(b, d) (for definitions and thresholds see Methods
 73 section 3). Results show that liquefaction occurs in saturated and fully immersed conditions when
 74 shaking acceleration exceeds a critical value (Fig 1e).

75

76 **Theoretical analysis of the liquefaction in the experiments: *liquefaction due to buoyancy***
 77 ***variations***

78 The physics behind the phenomena in Fig 1 is straightforward: Fig 2 shows a schematic cartoon of a
 79 shaken granular medium, with an intruder on top.



80

81 Fig 2: Conceptual model of the physics by which differential buoyancy controls liquefaction. a) The different saturation
 82 conditions used in experiments, simulations, and theoretical analysis. b) Liquefaction process of saturated medium:
 83 When shaken with Γ **above a critical** Γ_L contacts between immersed particles away from the intruder are able to slide
 84 (black points), while particle contacts in the region below the intruder can't slide. The sliding medium rearranges
 85 everywhere except below the intruder, acting as an effective liquid in which the intruder sinks to its isostatic position.
 86 c): Theory predicts that in a partially saturated medium, liquefaction will start at depth.

87

88 We consider a saturated granular medium of grain density ρ_g and two grains of this medium, i and j
 89 (Fig 2b). The intruder, which is a big grain, called B , of density ρ_B and volume V_{TOT} , is positioned
 90 on the surface. The system is in mechanical equilibrium before shaking and then undergoes
 91 horizontal motion of the form $A \sin(\omega t)$ with a peak acceleration $A\omega^2$ and frequency $\omega/2\pi$. We
 92 seek conditions under which the system's components will start to rearrange. If the sum of the
 93 external forces is equal to zero, the medium will move as a rigid block in the reference frame of the
 94 moving media. If not, there will be accelerations between grains and the system will rearrange. We
 95 next compute the mechanical forces between the different grains.

96
 97 First we focus on contact ij between particles i and j (Fig 2b). These two grains are entirely
 98 immersed. The normal force acting on the bottom grain j is the sum of the weight of the overlying
 99 column plus the buoyancy: $\vec{F}_{ij}^n = m_{\text{above}}(1 - \rho_w/\rho_g)\vec{g}$, where m_{above} is the mass of the overlying
 100 grain- column, ρ_w is water density and \vec{g} is gravitational acceleration. Assuming horizontal motion
 101 of the form $A \sin(\omega t)$, mechanical equilibrium of the column, and negligible lateral stress transfer,
 102 contact ij experiences a tangential force $F_{ij}^t = A\omega^2 m_{\text{above}}$. If the peak ground acceleration $A\omega^2$ is
 103 large enough, F_{ij}^t will exceed the threshold set by the Coulomb criterion μF_{ij}^n , where μ is the friction
 104 coefficient, and contact ij will slide (we neglect horizontal stress gradients, because the whole layer
 105 starts to slide). If the inertial lateral force induced by shaking is below the frictional threshold μF_{ij}^n ,
 106 the granular medium moves as a rigid block. The normalized acceleration $\Gamma = \frac{A\omega^2}{g}$, above which
 107 immersed grains in the medium will slide past each other, is $\Gamma_L = \mu(\rho_g - \rho_w)/\rho_g$.

108 Next we focus on the contact between grain B and the particle below it, called k (Fig 2b). If B is
 109 entirely emerged (i.e. no part of it is sunk in water), the normal force it exerts on k is $\vec{F}_{Bk}^n =$
 110 $V_{TOT}\rho_B\vec{g}$. According to a Coulomb criterion, if the inertial lateral force induced by shaking, $F_{Bk}^t =$
 111 $A\omega^2 V_{TOT}\rho_B$ exceeds μF_{Bk}^n , the intruder will slide on particle k , i.e. if $\Gamma > \mu = \Gamma_{GE}$ the intruder
 112 slides.

113 We therefore predict three regimes of behavior according to the applied acceleration:

$$114 \quad \Gamma < \Gamma_L = \mu(\rho_g - \rho_w)/\rho_g \quad \textbf{Rigid} \quad (1a)$$

$$115 \quad \Gamma_L < \Gamma < \Gamma_{GE} = \mu \quad \textbf{Heterogeneous Liquefaction, H.L} \quad (1b)$$

$$116 \quad \Gamma_{GE} < \Gamma \quad \textbf{Global Excitation Liquefaction, G.E.L} \quad (1c)$$

117 In the **rigid** case, equation (1a), the shaken system moves as a rigid body, since Γ isn't
 118 sufficient to induce sliding on any contact. In the **G.E.L** case, equation (1c), Γ is large enough
 119 so both grain-grain contacts (e.g. contact $i-j$) and intruder-grain contacts (e.g. contact $k-B$)
 120 slide, and the whole medium rearranges. In the intermediate case, equation (1b), termed

121 **Heterogeneous Liquefaction**, grain-grain contacts can slide, but B can't. In both types of
 122 liquefaction, **H.L.** and **G.E.L.**, the intruder, B, sinks as the medium rearranges around it,
 123 progressively approaching a new steady-state depth, defined by its isostatic position inside a
 124 liquid medium of effective density: $\rho_{eff} = \rho_w \Phi + \rho_g(1 - \Phi)$, where Φ is the porosity of the
 125 granular medium. If $\rho_{eff} < \rho_B$, B will become fully immersed in the medium. If $\rho_B < \rho_{eff}$ it
 126 will end up partially immersed, with an immersed volume $V_{imISO} = V_{TOT} \frac{\rho_B}{\rho_{eff}}$.

127
 128 When the top of grains and top of water do not coincide, the predicted equilibrium depends also on
 129 the volume immersed in water, V_{im_water} , and that immersed in the granular medium, $V_{im_granular}$:
 130 $V_{im_water}\rho_w + V_{im_granular}\rho_g(1 - \Phi) = V_{TOT}\rho_B$. In fully immersed condition $V_{im_water} = V_{TOT}$
 131 (see Fig. 2a) so $V_{im_granular} = V_{TOT} \frac{\rho_B - \rho_w}{\rho_g(1 - \Phi)}$. In the limit of $\rho_B = \rho_w$, equilibrium dictates
 132 $V_{im_granular} = 0$ for the fully immersed case, explaining the negligible sinking in Figs. 1c and 3a.

133
 134 Eventually if the intruder is partially immersed before shaking, it will experience buoyancy and Γ_{GE}
 135 must be corrected:

$$136 \quad \Gamma_{GE} = \mu \left(1 - \frac{V_{im}(0)\rho_w}{V_{TOT}\rho_B} \right) \quad (2)$$

137 where $V_{im}(0)$ is its initial immersed volume (see Methods section 4). For a fully immersed intruder
 138 equation (2) leads to $\Gamma_{GE} = \mu \left(1 - \frac{\rho_w}{\rho_B} \right) = \Gamma_L$. Thus the window of Heterogeneous Liquefaction
 139 disappears for fully immersed object, who transition directly from rigid deformation to G.E.L

140
 141 Our calculations may be extended to different water levels. For a granular layer of thickness H, with
 142 a layer of dry soil of thickness L separating the top of the grains and the top of the waterbed (Fig
 143 2c), the criteria for liquefaction onset is:

$$144 \quad \Gamma > \Gamma_L = \mu \left(\frac{(\rho_g - \rho_w)}{\rho_g} + \frac{L\rho_w}{H\rho_g} \right) \quad (3)$$

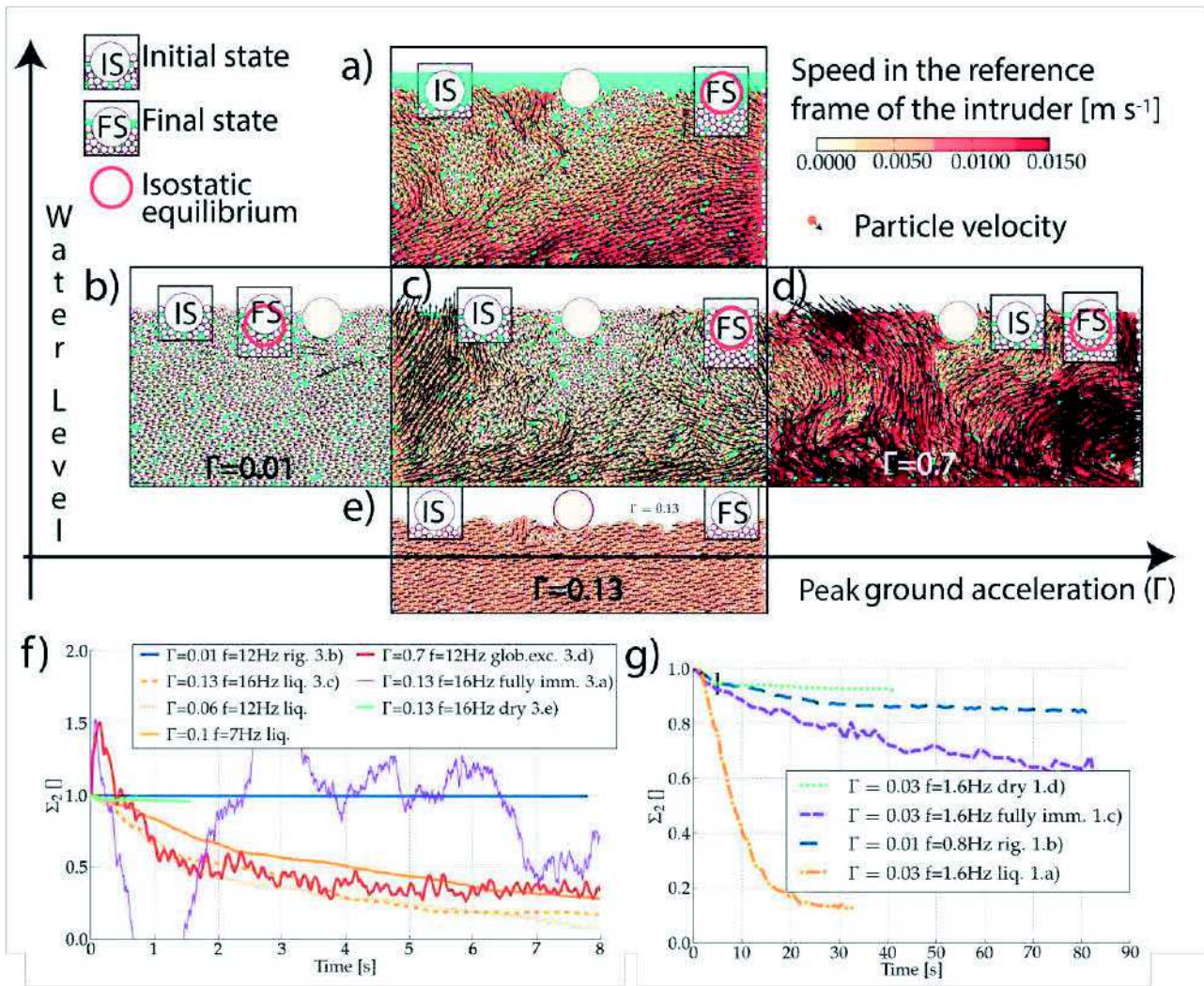
145 (see Methods section 5 for details). Equation (3) thus predicts that a dry layer near the surface
 146 affects the depth at which liquefaction occurs: While in the saturated case (eq 1) the first soil layer
 147 to liquefy will be that with the smallest friction, μ , equation (3) shows that for a partially saturated
 148 medium, the first layer to liquefy is expected to be deep, at large H, since as the ratio L/H
 149 decreases, the acceleration needed for liquefaction decreases. This is consistent with recent
 150 observations of the depth of sandy soil layers that liquefied during earthquakes, up to 20m during
 151 2008 Wenchuan²⁵ and 12-16m for 2011 Tohoku²⁶. This prediction may also explain natural

152 observations where water often appears on the surface of liquefied soils with a delay after
153 shaking^{27,5}, since water will need time travel upward when liquefaction starts at depth.

154

155 **Numerical Simulations of the Experiments**

156 To simulate our granular system we used a 2D Discrete Elements Model (DEM) code²⁸, adding
157 water-induced buoyancy forces to grains and intruder in the saturated zone²⁹. No other fluid effect
158 was included. In particular, flow of water between grains is assumed slow enough to neglect
159 viscous effects. Density of particles is 1050 kg/m³, corresponding to the experiments, and the
160 interparticle friction coefficient is 0.6, producing a global sliding friction coefficient of $\mu=0.3$ ³⁰.
161 Shaking was imparted by oscillatory motion of sidewalls. Figure 3 presents grain velocity snapshots
162 from simulations at different Γ and different water levels. Insets show the intruder position before
163 and after shaking. The observed micromechanics agree with our theory: We used the same
164 definition of liquefaction as for the experiments (see Methods section 3). Simulations demonstrate
165 that liquefaction occurs when water level is close to the surface, and for $\Gamma > \Gamma_L$ (Fig 3c, d), as
166 expected from the Theory. In all other cases (Fig 3a, b, e) the intruder doesn't sink significantly
167 relative to its initial position. Heterogeneous Liquefaction (Fig 3c) occurs for $\Gamma_{GE} > \Gamma > \Gamma_L$ and is
168 associated with a static granular region under the intruder, where grains do not slide due to the high
169 normal stress exerted by the intruder. Outside of this static region the granular medium rearranges,
170 allowing sinking of the intruder. When $\Gamma > \Gamma_{GE}$ the whole medium slides, as predicted (Fig 3d).
171 Fig 3f, g present the time evolution of the 2nd type of normalized emerged volume of an intruder,
172 $\Sigma_2 = \frac{V_{em}(t) - (V_{TOT} - V_{imISO})}{V_{em}(0) - (V_{TOT} - V_{imISO})}$, for these simulations and others and for the experiments presented in Fig
173 1. Σ_2 starts at 1 and decays as the intruder sinks. For liquefied simulations (Fig 3f orange and
174 brown curves) and experiments (Fig 3g orange curve), Σ_2 approaches 0, indicating that intruders
175 approach their isostatic immersion, V_{imISO} .



176

177

178

179

180

181

182

183

184

185

186

187

188

189

190

191

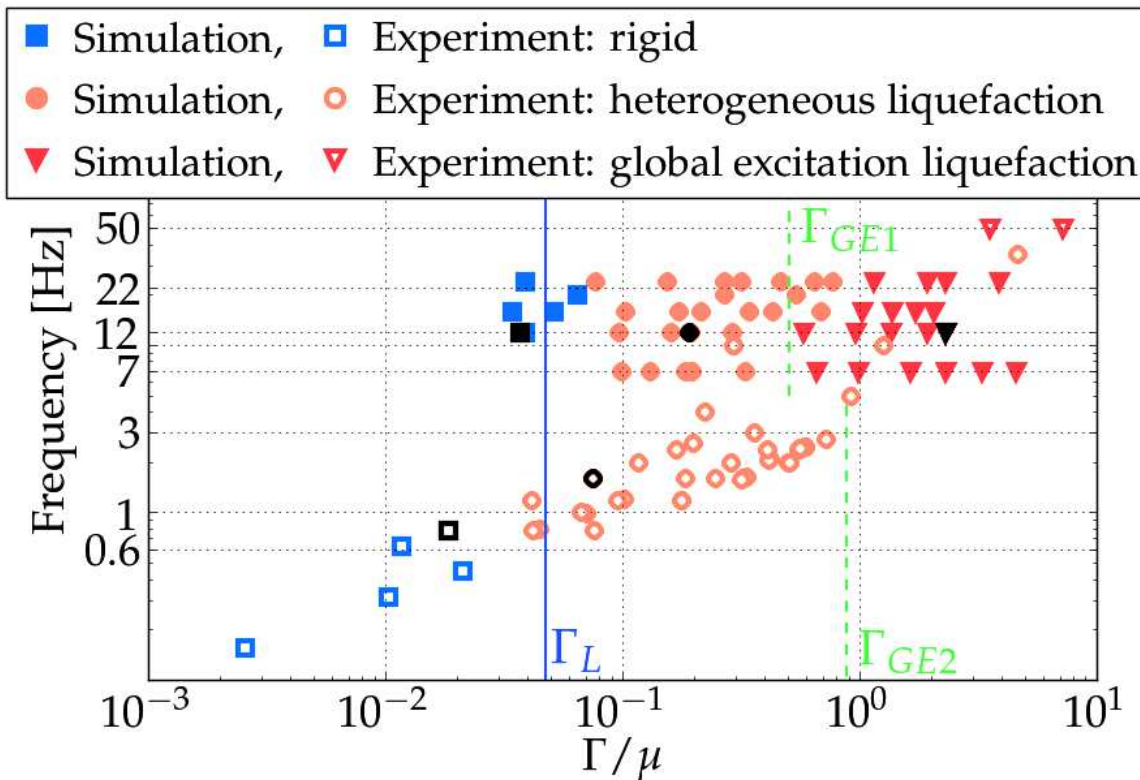
192

Fig 3: Snapshots from numerical simulations show that the micromechanics controlling liquefaction agrees with conceptual model of Fig 2. The velocity field is in the intruder reference frame. Γ increases from left to right, and water level increases from bottom to top (snapshot e is dry). Insets present initial (I.S.) and final (F.S.) intruder positions. Liquefaction occurs in two cases: Heterogeneous Liquefaction in (c), and Global Excitation in (d). (f) Temporal evolution of Normalized emerged volume, Σ_2 , for simulations. (g) Similar plot for the experiments shown in Fig 1. Simulation videos provided in Suppl.

Analysis: Comparing Experiments, Simulations and Theory in a Phase diagram

Fig 4 presents a phase diagram showing the response of experimental and numerical systems as function of frequency and acceleration of shaking. Theory predicts that transitions between rigid deformation and liquefaction will be a straight line on this plot, depending only on acceleration. The predicted onset of liquefaction for our conditions, $\Gamma_L = 0.048 \mu$, (transition from blue to orange symbols) is close to that observed in experimental and numerical simulations. Compared to field observations, our experiments and simulations used light beads to lower the value of Γ_L and expand the range of accelerations allowing liquefaction. Since $\mu = 0.48$ for experiments, while $\mu = 0.3$ for simulations, a normalization of Γ by μ is applied to plot them together. Predictions for transition

193 from heterogeneous liquefaction to GEL, Γ_{GE1} and Γ_{GE2} (for simulations and experiments
 194 respectively), are calculated from equation (2), considering the dependence on the initial position of
 195 the intruder, see Methods section 4. There is a good agreement in the phase diagram Fig.4, between
 196 the theoretically predicted transitions (lines) and the experimentally and numerically observed
 197 transitions (change in shape for symbols). The main noticeable discrepancy is that the
 198 experimentally observed transition between H.L and G.E.L is larger than predicted theoretically by
 199 Γ_{GE2} – although the order of magnitude is respected. Note that good agreement is achieved with
 200 three totally independent methods.
 201



202
 203 Fig 4: Phase diagram comparing simulations (filled symbols), experiments (open symbols) and theory (vertical lines
 204 predicting transitions Γ_L , Γ_{GE1} and Γ_{GE2}). Transitions in behavior observed in experiments and simulations
 205 (characterized according to definitions of Methods section 3, and depicted by change in shape and color of symbols)
 206 agree well with theoretical predictions. Black symbols correspond to the experiments and simulations of Figs 1 and 3.
 207
 208

209 DISCUSSION

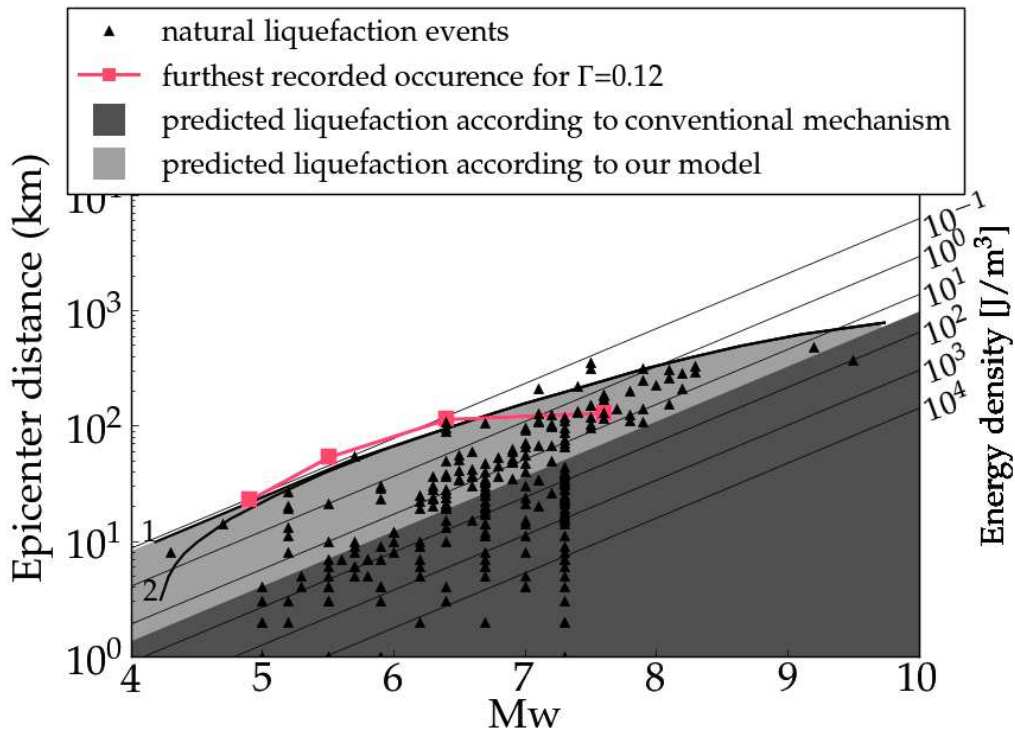
210 Applicability of the new liquefaction mechanism to seismically shaken soils

211 The promising agreement between our theory, simulations and experiments (Fig 4),
 212 validates that liquefaction may be triggered by buoyancy effects alone. To check applicability of
 213 this scenario to nature, we next map our predicted acceleration conditions for liquefaction onset to
 214 seismically shaken soils. Γ_L is material specific: For some types of clay friction is very low, e.g. in

215 montmorillonite and illite $\mu = 0.2$, $\rho_g \sim 2.65 \text{ kg/dm}^3$,³¹, leading to $\Gamma_{L_clay} = 0.12$, while for sand μ
216 $= 0.8$ and $\rho_g = 2.65 \text{ kg/dm}^3$,³² leading to $\Gamma_{L_sand} = 0.5$. Fig 5 presents observations of international
217 occurrences of liquefaction during earthquakes¹⁹, showing liquefaction occurs with seismic energy
218 density as low as $e = 0.1 \text{ J/m}^3$. Previous experiments find that liquefaction via the *conventional*
219 *mechanism* requires $e > 30 \text{ J/m}^3$ (dark grey region on picture)³³, thus the *conventional mechanism*
220 explains only about half of observed liquefaction events^{19,20}. To see if our process can explain also
221 far-field liquefaction displayed in Fig 5, we translate our threshold acceleration Γ_L to energy
222 density. The black lines represent our prediction, derived in Methods section 6, for the onset of
223 liquefaction for soils that have $\Gamma_L = 0.12$ corresponding either to low friction soils $\mu = 0.2$,
224 $\rho_g \sim 2.65 \text{ kg/L}^3$, or regular friction soils of $\mu = 0.6$, but with elevated pore pressure of 2/3 the
225 lithostatic stress. Every event in the light grey zone and below could be explained by our model.
226 Methods section 6 explains how high pore pressure, generated via the conventional mechanism, or
227 via pore pressure advection after breaking of permeability barriers^{19,20,34}, may enhance our
228 proposed process, promote liquefaction onset and expand the light grey area on Fig 5. The red
229 symbols correspond to the largest epicenter distance for events of measured $\Gamma = 0.12 = \Gamma_{L_clay}$ for
230 four ranges of magnitude in a catalogue³⁵. These points confirm that our theoretical range of Γ_L is
231 consistent with real shaking conditions.

232

233 The mechanism proposed here also explains the transition to sinking in shaken saturated quicksand,
234 observed to happen in experiments at $\Gamma_{L_quicksand} > 0.31$ ¹¹. The experiments on quicksand in ref.
235 11 used a mixture of 10% bentonite (montmorillonite) clay with 90% quartz sand, which Tembe et
236 al 2010, fig 4, measured to have $\mu = 0.6$. With that μ , equation (1a) predicts the previously
237 unexplained transition to sinking in quicksand will occur at $\Gamma_{L_quicksand} = 0.37$, close to the
238 $\Gamma_{L_quicksand}$ observed in ref. 11. In addition, sinking in quicksand is observed to proceed to isostatic
239 depth¹¹ as predicted in the current theory. The current theory also agrees with the measured
240 amplitude of the subsidence of buildings during liquefaction, as shown in the following paragraph.



241

242

243

244

245

246

247

248

249

250

251

252

253

254

255

256

257

258

259

260

261

262

Fig 5: Only about a half of the observed earthquake-induced liquefaction events are predicted by the *conventional mechanism* for liquefaction (dark grey region). Our model predicts the previously unexplained far-field liquefaction region (light grey region). Triangles represent observations of liquefaction following earthquakes at given magnitude and epicentral distance (from ¹⁹, their Fig 1). Lines 1 & 2 present our model theoretical limits for onset of liquefaction (details provided in Methods, section 6). The red points represent the furthest occurrence for $\Gamma = 0.12$ recorded in a field example³⁵.

Final vertical position of a building resting on a liquefied soil dictated by our mechanism

We check the applicability of this study for a typical concrete six-floor high building with superficial foundations of 1 meter below the surface, and total height $h_{TOT} = 21$ m. The density of such a building is simply its weight divided by its volume, estimated to be $\rho_B = 0.39$ kg/L³, which is lower than water because a building is mostly composed of void. We run a set of experiments with an intruder of similar density in the polystyrene granular medium and observed that it sinks quickly to the final position dictated by isostasy. We next apply our model for real soils. The expected sinking h_{ISO} of this 6 floor building is $h_{ISO} = h_{TOT} \rho_B / \rho_{eff} = 3$ m for a soil of particle density $\rho_{eff} = 2.7$ kg/L³, which corresponds to 2m sinking, because the building has already foundation going 1m deep into the soil. Compared to field observations of sinking during liquefaction, our isostatic height has the right order of magnitude, although it is higher than most observations^{17, 36, 37}. The ground shaking duration during earthquakes is likely to be too short to allow buildings to reach their isostatic position. Indeed, the characteristic time for sinking is highly dependent on the size

263 ratio between the object which sinks and the particles of the soil, according to our simulations. With
264 a wider object more particles need to be involved and move away from under the structure to allow
265 the descent of the object. In our experiments the half-life time for reaching isostatic equilibrium is
266 tens of seconds to minutes. Because buildings are hundred times bigger and real soils have larger
267 friction coefficient, several decades of minutes would likely be necessary for the building to reach
268 half of its new equilibrium, but strong ground shaking is typically shorter. It is expected that the rate
269 at which the ‘building’ sinks towards its isostatic equilibrium position is dictated by the balance of
270 forces between the buoyancy forces of the medium on the intruder, and viscous resistive forces
271 imposed by the granular medium, where the viscosity is non-trivial^{10,28,38}. This dynamic approach to
272 steady-state shall be left for future study.

273

274 **Conclusions**

275 In summary, theory, simulations and experiments combine to suggest a new liquefaction
276 mechanism, that requires no fluid pressurization, and arises due to accelerations, friction and
277 buoyancy in saturated granular media. Shaking of saturated granular media at an acceleration
278 exceeding a *buoyancy-dictated threshold* (eq 1), causes granular sliding. Although pore pressure is
279 not elevated in our experiments (see Methods section 2), the sliding medium liquefies at a relatively
280 low acceleration, allowing intruders to sink to isostatic depths dictated by buoyancy. Also the
281 simulations, which included only buoyancy (and no pore pressure), show the same type of sinking,
282 in the same predicted conditions, again proving that buoyancy forces alone promote liquefaction
283 during shaking. Buoyancy-controlled-liquefaction may be applied to the Earth, to enlarge the
284 window of conditions under which liquefaction is currently predicted to occur, and explain
285 previously unexplained liquefaction cases (Fig 5). This mechanism is expected to operate in
286 conjunction with the conventional mechanism of liquefaction. Although we show that the
287 conventional mechanism and its associated high pore pressure are not necessary to produce
288 liquefaction, and that buoyancy forces coupled with shaking are sufficient to induce liquefaction, if
289 pore pressure is elevated, via the conventional mechanism or via another mechanism, (e.g. rupture
290 of a previously sealed high pore pressure layer), it does enhance the process we present, promoting
291 liquefaction at a lower acceleration. Buoyancy-controlled-liquefaction also explains the observed
292 transition to sinking due to shaking in quicksand¹¹, and the final sinking depth.

293 **METHODS**

294

295 Here we supply theoretical and experimental details used in the main text. Section 1 describes the
296 experimental setup in detail. Section 2 calculates that liquefaction in our experiments occurs with
297 normal pore pressure conditions. Section 3 deals with the different behaviors met during our
298 experiments: The observed behaviors and the thresholds between them are described. Section 4
299 shows the dependencies of the theoretical predictions on the initial position of the intruder. In
300 section 5 we adapt the theoretical model to different water levels to explain the simulation and
301 experiment results. Eventually section 6 explains how to convert predicted liquefaction thresholds,
302 from representation as function of frequency and acceleration, to representation as function of
303 earthquake magnitude and epicentral distance used in liquefaction event catalogues.

304

305 **Section 1 – Experimental and simulations setup**

306 The experiments comprise a square box, 10 cm each side, linked to a step motor and a shaker. The
307 motor (produced by Phidgets) is 1063 PhidgetStepper Bipolar 1- for movements at small frequency
308 and high amplitude, and the shaker (produced by Tira) is S 51120 with the amplifier BAA500 - for
309 high frequency and small amplitude. The box is filled with monodisperse (1% dispersion in
310 diameters) Ugelstad beads of diameter 140 μm (Dynoseeds TS 140-51) and density 1.05 kg/dm^3 .
311 We estimated the static friction coefficient of the material at 0.48 by measuring the angle for sliding
312 initiation of a thick layer. For dry media the beads are directly poured into the box. For wet media
313 the box is first filled with a prescribed amount of water then we gently drop the beads as rainfall to
314 avoid trapping air bubbles. To obtain a controlled and reproducible initial compaction we
315 systematically uncompact the medium with a knife by applying few shearing movements.
316 Subsequently, the box is shaken at 10Hz at amplitude of 1cm during one minute. Eventually we let
317 the medium settle for three minutes. Hence the medium is assumed to be a close random pack with
318 a porosity of 0.37. After this resting time a larger sphere, termed "the intruder", is positioned on the
319 surface of the medium. We used different intruders (4cm by diameter with controlled density of
320 1.03 kg/dm^3 for experiments in Fig 1. and 0.48 kg/dm^3 for modelizing a real building density in
321 section Discussion: Final vertical position of a building resting on a liquefied soil dictated by our
322 mechanism) printed out of ABS plastic material using a MakerBot Replicator2X. We explored dry,
323 saturated and fully immersed conditions as described in the main text figure 2. After positioning the
324 intruder at the surface of the granular material, we wait one minute for the system to equilibrate,
325 and start the shaking engine. All experiments are recorded by a Nikon 5200 camera at 25 frames per
326 second. Thresholding the pixel colormap values of the pictures, we extract the height of the intruder
327 and the height of the medium surface. Both are corrected from the view angle and the emerged

328 height of the intruder is computed at each time. From the emerged height we compute the
329 associated emerged volume V_{em} and immersed volume V_{im} .

330

331 The simulations were performed using particles of density 1050 kg/m^3 , average diameter 4 mm and
332 5% polydispersity, intruder diameter 24 mm, repulsive forces with spring constant 2 kN/m and
333 viscosity 0.3 Pa.s, friction coefficient of 0.6 between particles and 0.3 for the particle-wall
334 interactions, and negligible cohesion.

335

336 **Section 2 – Liquefaction appears under drained conditions**

337 To predict pore pressure (PP) in our experiments we follow equation (31) in ref. 22, which
338 define a non-dimensional Deborah number, $De = t_d/t_0$, measuring the ratio of times to relax PP
339 by diffusion t_d versus the time to build PP, t_0 , during a specific soil deformation process. When
340 $De < 1$ the system is well drained, while when $De > 1$ PP is expected to build up^{22, 23, 21}. We
341 associate t_0 with the period of the shaking, ranging in our experiments between 0.15-50 Hz, so t_0 is
342 0.02 - 10s. The time for dissipation t_d is expressed²² in terms of l , the depth of the layer which
343 liquefied, and D , the PP diffusion coefficient, as $t_d = l^2/D$. The diffusion coefficient is equal to
344 $D = k/\beta\eta\Phi$ where k is the permeability, Φ is porosity, η fluid viscosity and β fluid compressibility.
345 Our experimental box has $l = 10\text{cm}$, $\Phi > 0.36$, $k > 10^{-11} \text{ m}^2$ ³⁹, $\beta = 5.10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$ and $\eta =$
346 1.10^{-3} Pa.s (compressibility and viscosity of water), thus $t_d < 0.0002 \text{ s}$, and in our experiments
347 $De \ll 1$, the system is well drained, and there is no possibility of pore pressure buildup.

348

349 **Section 3 – The three behaviors observed during experiments and simulations**

350 Three main behaviors are observed in our experiments and simulations. The first behavior, termed
351 ***rigid***, is observed at low Γ . We define the medium as rigid if the 2nd type of normalized emerged
352 volume of the intruder Σ_2 decreases from its initial value of 1 by less than 10% by the time it
353 reaches its steady state position, i.e. $\Sigma_{2final} > 0.9$. The second behavior, termed ***Heterogeneous***
354 ***Liquefaction***, corresponds to monotonic subsidence of the intruder, where $\Sigma_{2final} < 0.9$ but final
355 oscillations remain small. The third behavior, termed ***Globally Excited Liquefaction***, appears when
356 the box is shaken with a high acceleration: the intruder sinks significantly as well (Σ_2 decreases
357 below 0.9, the medium is liquefied), but does not reach a final equilibrium position, and oscillations
358 of the intruder with respect to the surrounding medium persist at all times. Quantitatively,
359 experiments and simulations are classified in this category when the standard deviation of the
360 acceleration signal of the intruder exceeds an average value of 0.06 g.

361

362 **Section 4 – Effect of the initial position of the intruder on global excitation onset, Γ_{GE}**

363 The initial immersed volume of the intruder $V_{im}(0)$ plays an important role by reducing the
364 acceleration threshold for *globally excited liquefaction (G.E.L)*. Indeed if the intruder is partially
365 immersed inside water or inside the saturated granular medium before shaking, it will experience
366 buoyancy because of the presence of water and Γ_{GE} needs to be corrected. In these cases, the normal
367 force \mathbf{B} exerts on k is $\vec{F}_{Bk}^n = (V_{TOT}\rho_B - V_{im}(0)\rho_w)\vec{g}$. The threshold at which \mathbf{B} will start to slide on
368 k is given by eq(2), which is eq(1) corrected by the buoyancy force applied to the immersed part of
369 \mathbf{B} . In this case the G.E.L behavior is reached at a lower acceleration than if the intruder has no
370 immersed volume. This equation allows us to make accurate predictions for transition from
371 heterogeneous liquefaction to G.E.L for simulations Γ_{GE1} and experiments Γ_{GE2} , as function of the
372 initial intruder position (which varies between simulations and experiments) and according to the
373 water level. For simulations run in a saturated medium, the mechanical equilibrium that serves as
374 the initial state displays an intruder half immersed (see Fig. 3), so $V_{im}(0)$ is roughly equal
375 to $0.5V_{TOT}$. For experiments the intruder is more emerged and $V_{im}(0)$ varies between $0.05V_{TOT}$ and
376 $0.2V_{TOT}$, depending on the exact amount of water and porosity. Thus $\Gamma_{GE1} = 0.5\mu$ for simulations
377 and $\Gamma_{GE2} \in [0.8\mu; 0.95\mu]$ for experiments.

378

379 When the intruder is entirely immersed in water, equation (4) predicts $\Gamma_{GE} = \mu \left(1 - \frac{\rho_w}{\rho_B}\right) = \Gamma_L$,
380 which means that the window between liquefaction and global excitation disappears for fully
381 immersed objects. In this case any acceleration greater than Γ_L will generate sliding both among the
382 particles of the medium and below the intruder.

383

384

385 **Section 5 – Effect of varying water level on liquefaction onset, Γ_L**

386 For an under-saturated or over-saturated medium (Fig 2a) we can split the soil into two layers. The
387 top of the water level does not necessarily coincide with the ground level, and we consider a height
388 difference L between both – i.e. for over-saturated media, a clear water layer of depth L overlays the
389 saturated grains, and for under-saturated medium, a layer of dry soil of thickness L separates the top
390 of the grains and the water-table (Fig 2c). Φ is soil porosity. At depth H under the ground level, the
391 effective normal stress is $S^n = [H(1 - \Phi)\rho_g - (H - L)(1 - \Phi)\rho_w]g$ for an under-saturated
392 medium and $S^n = H(1 - \Phi)(\rho_g - \rho_w)g$ for an over-saturated medium. If the system undergoes
393 horizontal motion of the form $A \sin(\omega t)$, the condition for sliding of grains inside the medium
394 is $\mu S^n < (1 - \Phi)H\rho_g A\omega^2$. This leads to the following criteria for liquefaction onset:

395 $\Gamma > \Gamma_L = \mu \left(\frac{(\rho_g - \rho_w)}{\rho_g} + \frac{L\rho_w}{H\rho_g} \right)$ (5a)

396 in the case of a under-saturated medium, and to:

397 $\Gamma > \Gamma_L = \mu \frac{(\rho_g - \rho_w)}{\rho_g}$ (5b)

398 for an over-saturated medium.

399

400 While the condition for liquefaction onset is the same for saturated media, equation (1a) and for
 401 over-saturated media, equation (5b), and is depth independent, in an under-saturated media a larger
 402 acceleration is needed for liquefaction onset (equation (5a)). Also the depth at which liquefaction
 403 will initiate is different for different saturations: In the saturated and oversaturated cases the first
 404 soil layer to detach will be the one with the smallest friction, μ . In contrast, equation (5a) predicts
 405 that for an under-saturated media, with an overlying dry layer L , the first layer to liquefy will be
 406 deep, at large H , since as the ratio L/H decreases, the acceleration needed for liquefaction
 407 decreases. This prediction is consistent with natural observations of deep liquefaction^{25, 26} and may
 408 also explain cases where water appears on the surface of liquefied soils with a delay after shaking,
 409 as during the spectacular liquefaction following 1964 Niigata earthquake where sandblows occurred
 410 after three minutes of shaking^{27, 5}. The delay is explained here by the fact that liquefaction will start
 411 at depth, where L/H is small, and then water will need time travel upward. In the case of a medium
 412 with non-homogeneous friction coefficient $\mu(H)$, liquefaction will first occur at a depth H that
 413 minimizes $\mu(H) \left(\frac{(\rho_g - \rho_w)}{\rho_g} + \frac{L\rho_w}{H\rho_g} \right)$, i.e. for soil layers of large H (deep ones) and of a small friction
 414 coefficient $\mu(H)$. If the thickness of the dry soil L is reduced to 0, Γ_L reduces to the expressions
 415 established in equations (1a-1c), which provides also the lowest liquefaction thresholds. This also
 416 agrees with the fact that quicksands are typically saturated up to the surface. The Mt Saint Michel
 417 bay (France) counts numerous quicksands where the beaches are saturated in water⁴⁰, but the higher
 418 lands are safe although they are composed of the same sediments, but non-saturated.

419

420 **Section 6 – Conversion of our acceleration thresholds to energy density**

421 We check our criterion for liquefaction onset during shaking, that normalized peak ground
 422 acceleration exceeds a threshold $\Gamma_L = \mu(\rho_g - \rho_w)/\rho_g$, from equation (1a), against a catalogue² of
 423 worldwide seismic events where liquefaction occurred, represented on Fig. 4b according to the
 424 earthquake magnitude and the distance between the source and the site which liquefied. Our aim
 425 here is to check which sites among this catalogue were exposed to a Γ beyond our predicted
 426 threshold. The normalized peak ground acceleration Γ can be converted to energy density e since

427 $e = \rho_g v^2$ where v is the peak ground velocity. Hence for our mechanism the threshold energy for
 428 liquefaction onset is

$$429 \quad e_L = \rho_g \left(\frac{g \Gamma_L}{\omega} \right)^2 \quad (6)$$

430

431 To connect the magnitude M_w of an earthquake to the energy density e_L that it imparted at distance r
 432 from its epicenter, we use the empirical relation accounting for the geometrical attenuation¹⁹:

$$433 \quad M_w = 2.7 + 0.7 \log_{10}(e_L) + 2.1 \log_{10}(r) \quad (7)$$

434

435 where r is related to the epicenter distance r_{surface} and the depth of the source p through $r^2 =$
 436 $r_{\text{surface}}^2 + p^2$.

437

438 Hence we can plot the threshold energy density e_L on the (M_w, r) diagram on figure 4b. To
 439 calculate e_L using equation (6) for different earthquakes, we use Souriau²⁴ figure 8 to obtain ω via
 440 a relationship between the maximal dominant frequency $\omega/2\pi$ of earthquakes and the distance r :

$$441 \quad \begin{cases} \omega/2\pi = 26 \text{ Hz for } \log(r) < 1.5 \\ \omega/2\pi = -20 \log(r) + 60 \text{ Hz for } \log(r) > 1.5 \end{cases} \quad (8)$$

442

443 Given this relationship and the parameters μ and ρ_g of a real soil for the computation of Γ_L , we
 444 obtain e_L from equation (6) as a function of the source distance r .

445 Next we plug e_L in equation (7) and obtain:

$$446 \quad M_w = 2.7 + 0.7 \log_{10} \left(\rho_g \left(\frac{g \mu}{2\pi} \right)^2 \right) + 1.4 \log_{10} \left(\frac{\rho_g - \rho_w}{\rho_g} \right) - 1.4 \log_{10}(26) + 2.1 \log_{10}(r)$$

447 for $\log(r) < 1,5$

448 and

$$449 \quad M_w = 2.7 + 0.7 \log_{10} \left(\rho_g \left(\frac{g \mu}{2\pi} \right)^2 \right) + 1.4 \log_{10} \left(\frac{\rho_g - \rho_w}{\rho_g} \right) - 1.4 \log_{10}(60 - 20 \log(r))$$

$$450 \quad \quad \quad + 2.1 \log_{10}(r)$$

451 for $\log(r) > 1,5$.

452

453 The limit for liquefaction onset can be plotted on a diagram of magnitude vs. epicenter distance as
 454 by Wang¹¹ (see Fig 4b of the main text). The black lines 1 and 2 in Fig 4b represent equation (7),

455 assuming e_L is given by equation (6), and using $\Gamma_L = \mu \frac{\rho_g - \rho_w}{\rho_g} = 0.12$, with $\rho_g = 2.65 \text{ kg/dm}^3$, $\mu =$

456 0.2 and $g=9.8 \text{ m/s}^2$, representing very low friction clay-filled soils³². Alternatively, this line also

457 represents regular friction of $\mu = 0.6$, but a reduced gravity made by elevated pore pressure of 2/3
458 the lithostatic stress:

459 Indeed, the Navier-Stokes equation for a fluid at constant fluid velocity \vec{v} gives

460 $\vec{0} = \frac{-1}{\rho} \vec{\nabla} P + \vec{g} + \eta \Delta \vec{v}$, or $\rho \vec{g} = \vec{\nabla} P - \eta \Delta \vec{v}$, where η is the fluid viscosity, and P is the fluid
461 pressure. We can see that an effective gravity, \vec{g}' , can be used in this last equation, smaller than \vec{g} ,
462 to represent a situation when the dynamic fluid pressure is not zero (due to fluid viscosity). This
463 effective \vec{g}' will then be used in scaling $\Gamma = \frac{A\omega^2}{g'}$, so that the same shaking, but with fluid flow,
464 produces an effectively higher Γ . Thus, shaking conditions close to our liquefaction limit (black)
465 lines in Fig 4, may liquefy sites with low soil friction (such as clay) or sites with elevated PP, while
466 conditions deeper in the grey region of Fig 4 can liquefy normal-friction soils with normal PP.

467 The black lines are curved toward high magnitudes since dominant frequency of earthquakes
468 decreases with distance from source²⁴ (see equation (8)). We also checked that the offset between
469 epicenter and hypocenter distance has a small impact on the position of our limit: black line 2 takes
470 this offset into account with an arbitrary depth source of 15 km for every events whereas black line
471 1 assumes that all the events occur on the surface. The difference is only visible for low epicentral
472 distance and can be neglected in our study.

473

474 **References**

475

- 476 1. Diaz-Rodriguez, J., Leroueil, S., Aleman, J. Yielding of Mexico City clays, *Journal of geotechnical*
477 *engineering*, American Society of Civil Engineers, **118**, 981-995 (1992)
- 478 2. Wang, C. Y. & Manga, M. *Earthquakes And Water*. Lecture Notes Earth Sci., **114**, Springer,
479 Heidelberg, Germany (2010)
- 480 3. Youd, T.L. and Hoose, S.N. *Historic Ground Failures In Northern California Triggered By*
481 *Earthquakes*. US Govt. Print. Off. (1978)
- 482 4. O'Rourke, T. D., & Lane, P. A. *Liquefaction Hazards and their Effects on Buried Pipelines*. National
483 Center for Earthquake Engineering Research (1989)
- 484 5. Ambraseys, N. & Sarma, S. Liquefaction of soils induced by earthquakes. *Bulletin of Seismological*
485 *Society of America*. **59**, 651-664 (1969)
- 486 6. Huang, Y. & Yu, M. Review of soil liquefaction characteristics during major earthquakes of the
487 twenty-first century. *Natural hazards*, **65**, 2375-2384 (2013)
- 488 7. Youd, T.L. et al. Liquefaction resistance of soils: summary report from the 1996 NCEER and 1998
489 NCEER/NSF workshops on evaluation of liquefaction resistance of soils. *Journal of Geotechnical and*
490 *Geoenvironmental Engineering*, **127**, 817-833 (2001)
- 491 8. Hausler, E. A., & Sitar, N. Performance of soil improvement techniques in earthquakes. *4th*
492 *International Conference on Recent Advances in Geotechnical Earthquake Engineering and Soil Dynamics*,
493 San Diego, USA. (2001)
- 494 9. Seed R.B. et al. Recent advances in soil liquefaction engineering: a unified and consistent framework.
495 *Proceedings of the 26th Annual ASCE Los Angeles Geotechnical Spring Seminar: Long Beach, CA* (2003)
- 496 10. Sawicki, A. & Mierczynski, J. On the behaviour of liquefied soil. *Computers and Geotechnics*, **36**,
497 531-536 (2009)
- 498 11. Khaldoun, A., Eiser, E., Wegdam, G.H., Bonn, D. Rheology: Liquefaction of quicksand under stress.
499 *Nature*, **437**, 635-635 (2005)
- 500 12. Brzinski III, T. A., Mayor, P., Durian, D. J. Depth-dependent resistance of granular media to vertical
501 penetration. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 168002 (2013)

- 502 13. Huerta, D.A., Sosa V., Vargas M.C., Ruiz-Suárez, J.C. Archimedes' principle in fluidized granular
503 systems. *Phys. Rev. E*, **72**, 031307 (2005)
- 504 14. Lohse, D., Rauhé, R., Bergmann, R., Van Der Meer, D. Granular physics: creating a dry variety of
505 quicksand. *Nature*, **432**, 689-690 (2004)
- 506 15. Obermeier, S.F. Use of liquefaction-induced features for paleoseismic analysis—an overview of how
507 seismic liquefaction features can be distinguished from other features and how their regional distribution and
508 properties of source sediment can be used to infer the location and strength of Holocene paleo-earthquakes.
509 *Engineering Geology*, **44**, 1-76 (1996)
- 510 16. Holzer, T., Hanks, T., Youd, T. Dynamics of liquefaction during the 1987 Superstition Hills,
511 California, earthquake. *Science*, **244**, 56-59 (1989)
- 512 17. Soga, K. Soil liquefaction effects observed in the Kobe earthquake of 1995. *Proceedings of the ICE-*
513 *Geotechnical Engineering*, **131**, 34-51 (1998)
- 514 18. Wakamatsu, K. Recurrent liquefaction induced by the 2011 great east japan earthquake compared
515 with the 1987 earthquake. *Proceedings of the International Symposium on Engineering Lessons Learned*
516 *from the 2011 Great East Japan Earthquake* (2012)
- 517 19. Wang, C. Y. Liquefaction beyond the near field. *Seismological Research Letters*, **78**, 512-517 (2007)
- 518 20. Manga, M. et al Changes in Permeability caused by transient stresses: field observations, experiments
519 and mechanisms. *Reviews of Geophysics*, **50** (2012)
- 520 21. Goren, L., Aharonov, E., Sparks D., and Toussaint R. Pore pressure evolution in deforming granular
521 material: A general formulation and the infinitely stiff approximation. *Journal of Geophysical Research:*
522 *Solid Earth*, **115**(B9) (2010)
- 523 22. Goren, L., Aharonov, E., Sparks, D., Toussaint, R. The mechanical coupling of fluid-filled granular
524 material under shear. *Pure and applied geophysics*, **168**, 2289-2323 (2011)
- 525 23. Lakeland, D. L., Rechenmacher, A., Ghanem, R. Towards a complete model of soil liquefaction: the
526 importance of fluid flow and grain motion. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical,*
527 *Physical and Engineering Sciences*, **470**, 20130453 (2014)
- 528 24. Souriau, A. Quantifying felt events: A joint analysis of intensities, accelerations and dominant
529 frequencies. *Journal of Seismology*, **10**, 23-38 (2006)
- 530 25. Yuan, X. et al. Preliminary research on liquefaction characteristics of Wenchuan 8.0 earthquake.
531 *Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering*, **6**, 12881296 (2009)

- 532 26. Bhattacharya, S., Hyodo, M., Goda, K., Tazoh, T., & Taylor, C. A. Liquefaction of soil in the Tokyo
533 Bay area from the 2011 Tohoku (Japan) earthquake. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, **31**, 1618-
534 1628 (2011)
- 535 27 Kawakami, F., & Asada, A. Damage to the ground and earth structures by the Niigata earthquake of
536 June 16, 1964. *Soils and Foundations*, **6**, 14-30 (1966)
- 537 28 Cundall, P., A., & Strack, O., D. A discrete numerical model for granular assemblies, *Geotechnique*,
538 *Ice Virtual Library*, **29**, 47-65 (1979)
- 539 29. Niebling, M. J., Flekkøy, E. G., Måløy, K. J., Toussaint, R. Sedimentation instabilities: impact of the
540 fluid compressibility and viscosity. *Phys. Rev. E*, **82**, 051302 (2010)
- 541 30. Morgan, J. K., Particle dynamics simulations of rate-and state-dependent frictional sliding of granular
542 fault gouge. *Pure and Applied geophysics*, **161**, 1877-1891 (2004)
- 543 31. Tembe, S., Lockner, D. A., & Wong, T. F. Effect of clay content and mineralogy on frictional sliding
544 behavior of simulated gouges: Binary and ternary mixtures of quartz, illite, and montmorillonite. *Journal of*
545 *Geophysical Research: Solid Earth*, **115**(B3) (2010)
- 546 32. Byerlee, J. Friction of rocks. *Pure and applied geophysics*, **116**, 615-626 (1978).
- 547 33. Green, R.A., Mitchell, J.K., Energy-based evaluation and remediation of liquefiable soils,
548 Geotechnical Engineering for Transportation Projects. *ASCE Geotechnical Special Publication*, **2**, 1961-
549 1970 (2004)
- 550 34. Brodsky, E.E., Roeloffs, E., Woodcock, D., Gall, I., Manga, M. A mechanism for sustained
551 groundwater pressure changes induced by distant earthquakes. *Journal of Geophysical Research: Solid*
552 *Earth*, **108**, 1978-2012, (2003)
- 553 35. Wu, Y.M., Shin, T.C., Chang, C.H. Near Real-Time Mapping of Peak Ground Acceleration and Peak
554 Ground Velocity Following a Strong Earthquake. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **91**,
555 1218–1228 (2001)
- 556 36. Bilham, R. et al. The Koaceli, Turkey Earthquake of 17 August 1999: A Field Report by EEFIT.
557 *Earthquake engineering field investigation team institution of structural engineers*, Dina D’Ayala, Matthew
558 Free (2003)
- 559 37. Huang, Y., & Yu, M. Review of soil liquefaction characteristics during major earthquakes of the
560 twenty-first century. *Natural hazards*, **65**, 2375-2384 (2013)

- 561 38. Boyer, F., Guazzelli, É. & Pouliquen, O. Unifying suspension and granular rheology. *Physical*
562 *Review Letters*, **107**, 188301 (2011)
- 563 39. Carman, P. C. Fluid flow through porous rock. *Trans. Inst. Chem. Eng. London*, **15**, 150-157 (1937)
- 564 40. Lefeuvre, J. C., & Bouchard, V. From a civil engineering project to an ecological engineering
565 project: An historical perspective from the Mont Saint Michel bay (France). *Ecological Engineering*, **18**,
566 593-606 (2002)

567

568 **Contributions**

569 C.C., E.A. and R.T. wrote the manuscript. E.A. and R.T. conceived the initial analytical model,
570 C.C. developed it further. C.C. and R.T. developed and carried out the simulations and the
571 experiments, E.A. aided in development. R.T., C.C. and E.A. developed the adaptation of the phase
572 diagram to field cases.

573

574 **Competing financial interests**

575 The authors declare no competing financial interests.

576

577 **Corresponding author**

578 Correspondence to: R. Toussaint

579

580

581

4.2.3 Liquéfaction maximale pour les milieux saturés : apport des simulations numériques

Commençons par les simulations numériques. Nous avons fait varier le niveau d'eau dans nos simulations, pour explorer les différentes situations entre le cas sec et le cas inondé. On définit la longueur caractéristique λ comme la moitié du rayon de l'intrus $\lambda = \frac{1}{2}r_B$. Nous allons faire varier la hauteur de l'eau par pas de λ . La figure 4.1 résume les différentes conditions de saturation : chaque ligne bleue a été considérée comme un niveau de saturation. Lors des simulations, l'intrus

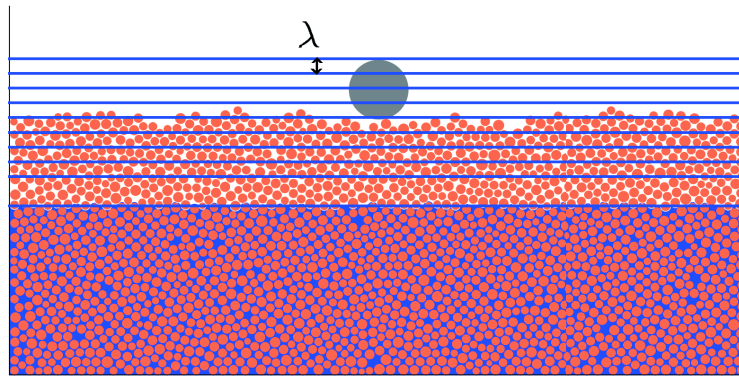


FIGURE 4.1 – Les différents niveaux d'eau utilisés dans les simulations. Chaque ligne horizontale bleue a été considérée comme un niveau d'eau. λ est défini comme la moitié du rayon de l'intrus.

est tout d'abord lâché juste au dessus de la surface du milieu granulaire. Lorsqu'un état d'équilibre entre l'intrus et le milieu est atteint, on déclenche les secousses. La fréquence et l'amplitude des oscillations forcées est choisie de sorte que l'on se trouve dans le régime de liquéfaction hétérogène avec le milieu saturé. Ici nous montrons le comportement de l'intrus sur un milieu vibrant à la fréquence 16 Hz avec une amplitude de 0.125 mm, soit environ $\frac{1}{200^{\text{ème}}}$ de la taille de l'intrus. Le milieu est secoué jusqu'à ce que l'intrus atteigne une nouvelle position d'équilibre, cela prend entre 6 et 30 secondes. Cette secousse correspond à $\Gamma = 0.128$. Le niveau de l'eau reste constant au cours de chaque simulation. Les grains du milieu sont considérés complètement immergés si leur centre de gravité se situe sous le niveau de l'eau, et complètement émergés si leur centre de gravité se situe au dessus de l'eau. L'intrus quant à lui ressent une force d'Archimède proportionnelle à son volume immergé. La figure 4.2 compile la descente de l'intrus dans un milieu numérique avec différentes hauteurs d'eau. La première partie des courbes, entre 0 et 2 secondes sur la figure, représente la première étape qui consiste à relâcher l'intrus et attendre le premier équilibre. Lors de cette étape, la pénétration de l'intrus est maximale dans le cas du milieu saturé, pour la courbe noire. Lors de la seconde étape où le milieu est secoué, à partir du temps $t=2$ s sur la figure, c'est encore dans le cas saturé que l'enfoncement par rapport à la position d'équilibre initiale est maximal. Il est clair que l'enfoncement maximal absolu a lieu dans le milieu saturé qui correspond aux conditions de saturation utilisées dans le chapitre précédent.

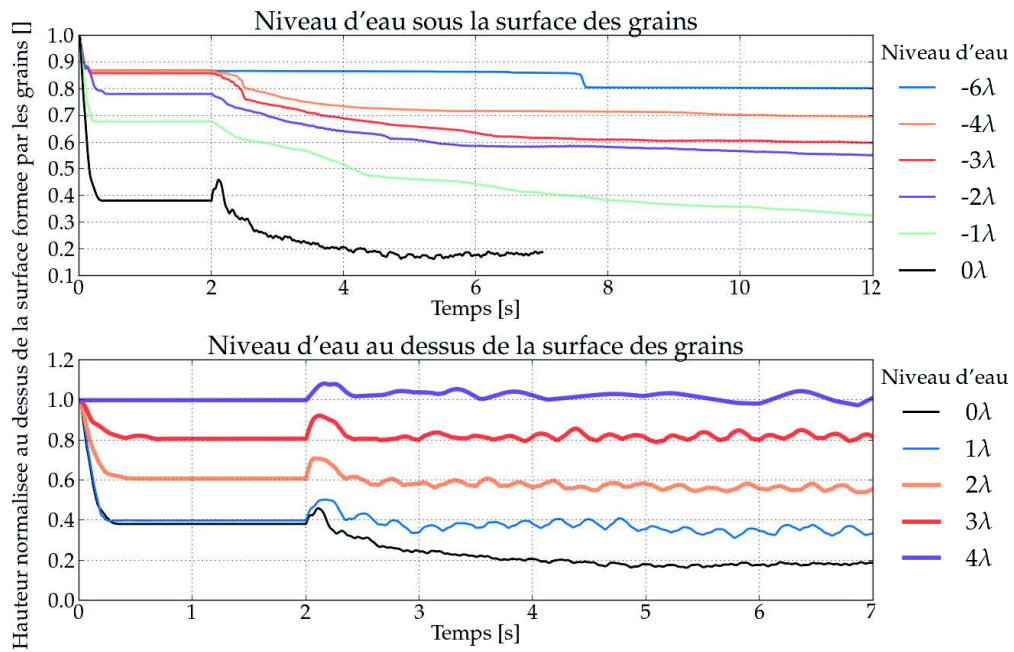


FIGURE 4.2 – Enfoncement de l'intrus pour les différents niveaux d'eau présentés à la figure 4.1. Exceptionnellement, l'axe des temps commence quand l'intrus est lâché en haut des milieux et non pas au début des secousses. Le début des courbes jusqu'au temps $t=2$ s représente la partie où l'intrus est lâché au dessus du milieu au repos. À partir du temps $t=2$ s, la suite des courbes représente la partie où l'intrus s'enfonce dans le milieu soumis aux oscillations. Sur l'axe des ordonnées, on représente la hauteur émergée de l'intrus normalisée par cette hauteur à l'instant 0. Sur le graphique du haut on représente les cas où le niveau d'eau est sous la surface des grains, tandis que sur le graphique du bas on représente les cas où le niveau d'eau est au dessus de la surface des grains. Les courbes noires correspondent au cas où l'eau arrive exactement au niveau des grains.

Dès que le niveau d'eau baisse ou augmente on observe un enfoncement plus faible de la part de l'intrus. Dans le cas où l'eau recouvre entièrement l'intrus au départ, on peut observer que l'intrus ne s'enfonce pas. Comme attendu, il n'y a pas de liquéfaction dans le cas où l'eau recouvre entièrement l'intrus au départ. Encore une fois, notre modèle qui est détaillé dans l'article précédent [56] section 4.2.2 prévoit bien le comportement de l'intrus. On peut noter que sur la figure 4.2, ce n'est pas la variable \mathcal{X}_{in} qui est représentée, mais la hauteur émergée de l'intrus au dessus de la surface du milieu granulaire, normalisée par cette hauteur émergée à l'instant 0. Cette représentation nous permet d'avoir directement accès à l'enfoncement de l'intrus dans le milieu granulaire. On peut représenter les résultats de façon plus concise en ne montrant que les enfoncements complet, depuis l'instant où l'intrus est lâché jusqu'à la fin des secousses, en fonction de la hauteur de l'eau. C'est ce qui est visible sur la figure 4.3. La courbe bleu montre l'enfoncement de la balle lorsqu'elle atteint son niveau d'équilibre par gravité. La courbe verte représente son enfoncement calculé par rapport à cet équilibre jusqu'à la position qu'aura l'intrus après les secousses. Enfin la courbe rouge est l'enfoncement total depuis l'endroit où la balle est lâchée jusqu'à sa position après les secousses, c'est la somme des courbes verte et bleue. Il est

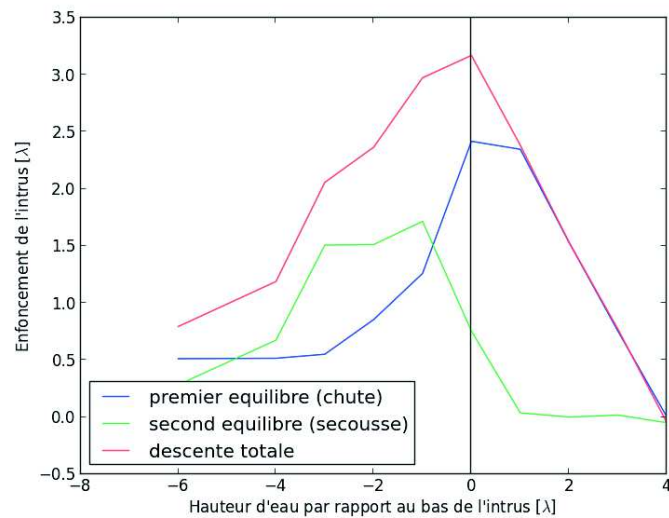


FIGURE 4.3 – Enfoncement de l'intrus en fonction du niveau d'eau. Quand l'axe des abscisses est à 0, le niveau d'eau arrive exactement à la surface du milieu. λ correspond à un demi rayon de l'intrus, c'est une longueur définie à la figure 4.1. La ligne bleue représente l'enfoncement atteint par l'intrus lorsqu'il est lâché au dessus du milieu au repos. La ligne verte représente l'enfoncement atteint par l'intrus depuis le début des secousses jusqu'à la fin des secousses. La ligne rouge représente l'enfoncement cumulé.

intéressant d'observer que la répartition entre l'enfoncement vers le premier équilibre et l'enfoncement vers le second équilibre varie selon la situation. En effet dans les cas sous-saturés (pour des hauteurs d'eau négatives dans la figure 4.3) l'intrus pénètre peu lorsqu'il est lâché à la surface du milieu, et beaucoup lorsque le milieu est secoué. On peut expliquer que la faible couche de milieu sec suffit à créer des chaînes de forces entre des particules qui ne glissent pas et qui vont tenir l'intrus. Dès que le milieu est secoué le milieu va se liquéfier plus en profondeur, la couche de grains située sous la couche sèche est déstabilisée, c'est donc toute la couche sèche dont l'intrus qui n'est plus soutenue. On observe l'inverse pour les milieux sur-saturés, l'intrus s'enfonce beaucoup lorsqu'il est lâché et moins lors des secousses. On peut expliquer le grand enfoncement initial par le fait que lorsque l'intrus touche la surface et commence à s'enfoncer, il déplace des particules vers le haut qui seront toujours immergées, alors que ces particules se seraient retrouvées au sec dans le cas saturé ou sous-saturé. Comme elles sont immergées elles ressentent toujours la poussée d'Archimède et sont plus facile à déplacer pour l'intrus que si elles n'avaient pas été portées par l'eau. Ainsi la chute de l'intrus est moins freinée dans le cas saturé et sur-saturé, il va décélérer plus lentement et s'enfoncer plus loin. Ensuite lors des secousses, comme l'intrus est partiellement ou totalement immergés il ressent la force d'Archimède au même titre que les particules alentours et n'a plus de raison de s'enfoncer à l'intérieur du milieu granulaire selon la théorie de notre modèle.

4.2.4 Liquéfaction maximale pour les milieux saturés : apport des expériences

Pour compléter les résultats issus des simulations numériques, nous avons mené des expériences de liquéfaction de sol dans des milieux granulaires avec des niveaux d'eau variables. On reprend le dispositif expérimental détaillé dans le premier chapitre. La photo en figure 4.4 montre un milieu en condition sur-saturé, au repos avant les secousses, sur lequel est posé un intrus. L'eau n'est pas transparente car il y a des particules en suspension. Sur cette image on voit qu'on ne peut plus étudier la position de la balle en suivant son point le plus haut comme on l'a fait jusqu'à présent. En effet le rayon lumineux qui part du haut de la balle est dévié en traversant la surface eau-air

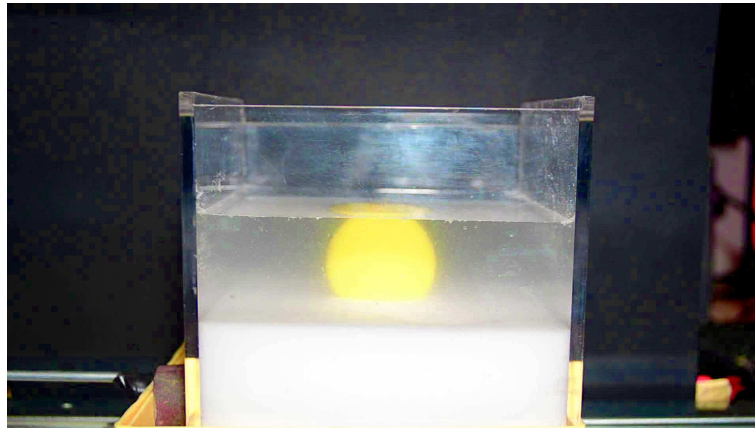


FIGURE 4.4 – Expérience en condition sur-saturé. La photo est prise quand l'intrus a trouvé un équilibre avec le milieu, avant les secousses.

avant de venir dans l'objectif de la caméra. Pour extrapoler la position du haut de la balle, on a utilisé une technique d'interpolation entre une sphère et la partie visible de l'intrus, sachant que le rayon de l'intrus est connu. Nous avons réalisé avec succès les expériences menées avec des milieux granulaires sursaturés. Avec le dispositif expérimental basse fréquence, l'accélération de la boîte ne doit pas dépasser $\Gamma = 0.05$ au risque de provoquer des vagues qui déforment la surface des milieux granulaires. On rappelle en effet que les grains utilisés jusqu'à maintenant ont une densité de 1.05 kg dm^{-3} , soit une densité 5% plus élevée que celle de l'eau, un très faible apport d'énergie peut donc les mettre en mouvement lorsqu'ils sont immergés. Pour les expériences en milieux sous saturés, nos quelques tests ont montré que l'interface air/eau se déforme de manière non contrôlable. En effet, l'eau remonte rapidement entre les grains sec par capillarité, et le résultat est une couche de grains saturé en eau surmontée d'une couche de grains humide. On se retrouve alors avec un milieu triphasique contenant notamment des bulles d'air et des billes d'eau que notre modèle ne prend pas en compte. Comme même une faible quantité d'eau peut changer la rhéologie des milieux granulaires [42], on choisit de ne pas présenter d'expérience en milieux sous saturés ici. Les résultats des expériences réalisées en conditions de sursaturation sont présentés à la figure 4.5. Nous avons testé un surplus d'eau de 1.5λ et de 3.1λ , avec $\lambda = \frac{1}{2}r_B$, que l'on compare à une expérience réalisée avec un niveau d'eau qui arrive au niveau du sol. Les conditions

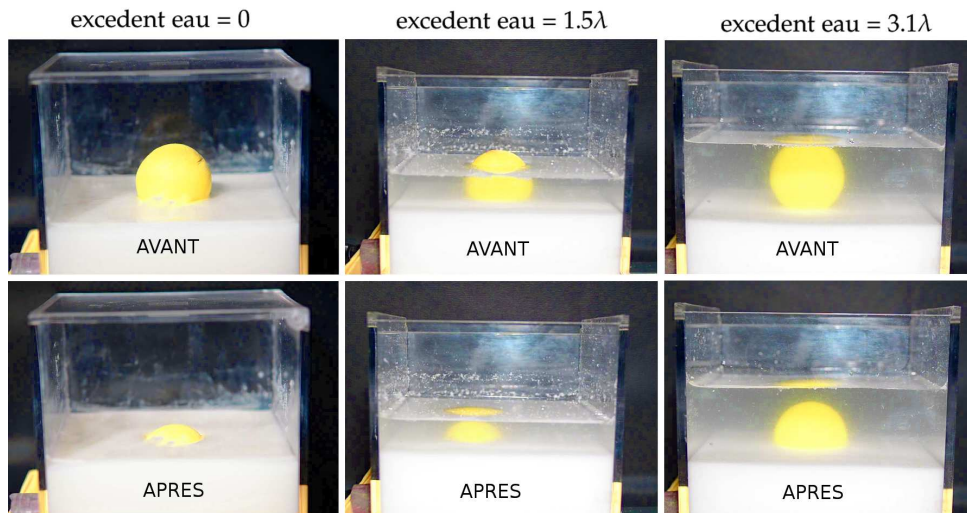


FIGURE 4.5 – Etat initial et final pour trois expériences dans des milieux expérimentaux saturés, à gauche, sursaturés avec $\lambda = 1.5$ au milieu et $\lambda = 3.1$ à droite. Pour les trois expériences, les paramètres de secousse sont une amplitude de 0.35cm et une fréquence de 1.59Hz.

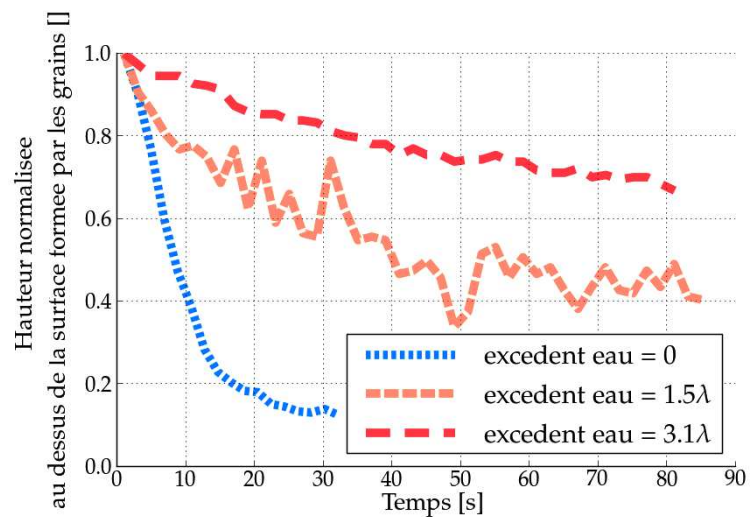


FIGURE 4.6 – Evolution de l'intrus dans des milieux expérimentaux sursaturés. Pour les trois expériences, les paramètres de secousse sont une amplitude de 0.35cm et une fréquence de 1.59Hz. On représente la hauteur émergée de l'intrus au dessus de la surface formée par les grains du milieu, normalisée par cette hauteur émergée à l'instant 0, en fonction du temps.

de secousses sont une amplitude de 0.35cm et une fréquence de 1.59Hz, ce qui donne $\Gamma = 0.035$. Sur la figure 4.6 ont trace l'évolution au cours du temps de la pénétration de l'intrus pour les trois expériences introduites à la figure 4.5. On retrouve le même résultat que précédemment avec les simulations. Pour des secousses identiques, c'est dans le cas saturé que l'intrus s'enfonce le plus loin, jusqu'à 0.1, ce qui signifie que la hauteur émergée de l'intrus au dessus du milieu a diminué de 90%. Pour un excédent d'eau de 1.5λ , l'intrus semble avoir trouvé un équilibre entre 0.4 et 0.5, sa hauteur émergée au dessus du milieu a donc diminué de 50% à 60%. Enfin dans le cas où l'excédent d'eau est de 3.1λ , l'intrus pénètre lentement dans le milieu. Il atteint 0.7 après 80 secondes, sa hauteur émergée au dessus du milieu a donc diminué de 30% seulement.

On peut donc conclure que nos deux méthodes d'investigations mènent au même résultat, qui est que l'enfoncement des structures est maximal dans le cas où l'eau affleure à la surface des milieux granulaires. Dans ce qui suit, on s'intéresse à l'effet d'une variation d'eau du point de vue de l'intérieur du milieu.

4.2.5 Liquéfaction en profondeur des sols non-saturé : modèle de milieu continu

Nous avons mené un calcul, développé dans [56], basé sur la théorie des milieux continus, pour étudier quelle couche du sol va se liquéfier en premier. Comme avec notre modèle théorique, on fait l'hypothèse que la liquéfaction est déclenchée par un glissement des grains à l'intérieur du milieu. En prenant en compte un milieu saturé et les milieux insaturé et sur-saturé on va calculer à quel endroit ces sols sont le plus à même de se liquéfier. On considère donc nos milieux granulaires comme des milieux continus. On va évaluer la contrainte verticale effective sous une hauteur \mathbf{H} de grains. Puis on fait l'hypothèse que ce milieu est soumis à une accélération horizontale sinusoidale de maximum $A\omega^2$. On peut alors calculer une condition sur cette accélération à partir de laquelle la couche \mathbf{H} de grains peut glisser.

Comme la hauteur des grains ne correspond plus forcément avec la hauteur d'eau, on appelle \mathbf{L} la différence de hauteur entre l'eau et la surface du milieu granulaire. Ainsi dans un milieu sur-saturé on aura une couche d'eau de hauteur \mathbf{L} au dessus du milieu granulaire saturé, et dans un milieu insaturé on aura une couche de hauteur \mathbf{L} de sédiments secs.

Commençons par le milieu sur-saturé : On appelle \mathbf{S}_t la contrainte totale verticale sous une colonne de grains de hauteur \mathbf{H} et de section 1.

$$\mathbf{S}_t = \mathbf{H}\Phi\rho_w g + \mathbf{H}(1 - \Phi)\rho_s g + \mathbf{L}\rho_w g$$

La contrainte effective \mathbf{S}_e est définie comme la différence entre la contrainte totale et la pression \mathbf{P} .

$$\mathbf{S}_e = \mathbf{S}_t - \mathbf{P} = \mathbf{H}\Phi\rho_w g + \mathbf{H}(1 - \Phi)\rho_s g + \mathbf{L}\rho_w g - (\mathbf{H} + \mathbf{L})\rho_w g$$

$$\mathbf{S}_e = \mathbf{H}\rho_w(\Phi - 1)g + \mathbf{H}\rho_s(1 - \Phi)g$$

$$\mathbf{S}_e = \mathbf{H}g(1 - \Phi)(\rho_s - \rho_w)$$

La hauteur \mathbf{L} n'intervient pas dans l'expression de la contrainte effective. Si ce milieu est soumis à une accélération horizontale sinusoidale de maximum $A\omega^2$, la condition de glissement de la couche de grains à la profondeur \mathbf{H} est donc simplement

$$\mu\mathbf{S}_e = \mu\mathbf{H}g(1 - \Phi)(\rho_s - \rho_w) < (1 - \Phi)\mathbf{H}\rho_s A\omega^2$$

soit

$$\mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s} < \frac{A\omega^2}{g} = \Gamma$$

C'est la même contrainte de glissement que si le sol n'était pas recouvert de la couche d'eau. Le fait qu'une couche d'eau supplémentaire par dessus n'inhibe pas le phénomène de liquéfaction permet notamment les glissements de terrains sous la mer.

Passons maintenant au milieu insaturé : Avec les mêmes notations on a

$$\mathbf{S}_t = (\mathbf{H} - \mathbf{L})\Phi\rho_w g + \mathbf{H}(1 - \Phi)\rho_s g$$

$$\mathbf{S}_e = (\mathbf{H} - \mathbf{L})\Phi\rho_w g + \mathbf{H}(1 - \Phi)\rho_s g - (\mathbf{H} - \mathbf{L})\rho_w g$$

$$\mathbf{S}_e = \mathbf{H}(1 - \Phi)\rho_s g + \rho_w(\mathbf{H} - \mathbf{L})(\Phi - 1)g$$

$$\mathbf{S}_e = (1 - \Phi)g(\mathbf{H}\rho_s - (\mathbf{H} - \mathbf{L})\rho_w)$$

Si ce milieu est soumis à une accélération horizontal de norme $A\omega^2$, la couche \mathbf{H} de grains peut glisser à la condition que :

$$\mu\mathbf{S}_e = \mu((1 - \Phi)g(\mathbf{H}\rho_s - (\mathbf{H} - \mathbf{L})\rho_w)) < (1 - \Phi)\mathbf{H}\rho_s A\omega^2$$

$$\mu \frac{\rho_s \mathbf{H} - \rho_w(\mathbf{H} - \mathbf{L})}{\rho_s \mathbf{H}} < \frac{A\omega^2}{g}$$

$$\mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s} + \frac{\mathbf{L}\rho_w}{\rho_s \mathbf{H}} < \frac{A\omega^2}{g} = \Gamma$$

Ici la hauteur \mathbf{L} intervient. Plus $\frac{\mathbf{L}}{\mathbf{H}}$ est grand et plus le seuil en accélération à dépasser sera grand. Ce calcul laisse donc prévoir que ce sont les couches profondes du sol qui se liquéfieront en premier. A la limite d'une profondeur infinie, $\frac{\mathbf{L}}{\mathbf{H}} \rightarrow 0$ et le second terme disparaît. On retrouve alors le seuil de liquéfaction d'un milieu totalement saturé, jusqu'à la surface. Pour une profondeur finie, ce terme s'ajoute au précédent, et le seuil de liquéfaction est supérieur à celui d'un milieu parfaitement saturé jusqu'à la surface.

4.2.6 Liquéfaction en profondeur des sols non-saturés : apport des simulations numériques

Grâce à nos simulations numériques, nous pouvons apporter une première validation à ce résultat. En modifiant légèrement le code, on peut imposer au milieu granulaire numérique, non plus une oscillation à fréquence et amplitude constantes, mais une oscillation à fréquence constante et amplitude croissante. Ainsi on commence par secouer le milieu avec une accélération telle qu'il reste dans un état rigide, et on augmente cette accélération linéairement avec le temps. On peut alors observer quels sont les premiers mouvements de particules. Sur la figure 4.7 on peut voir

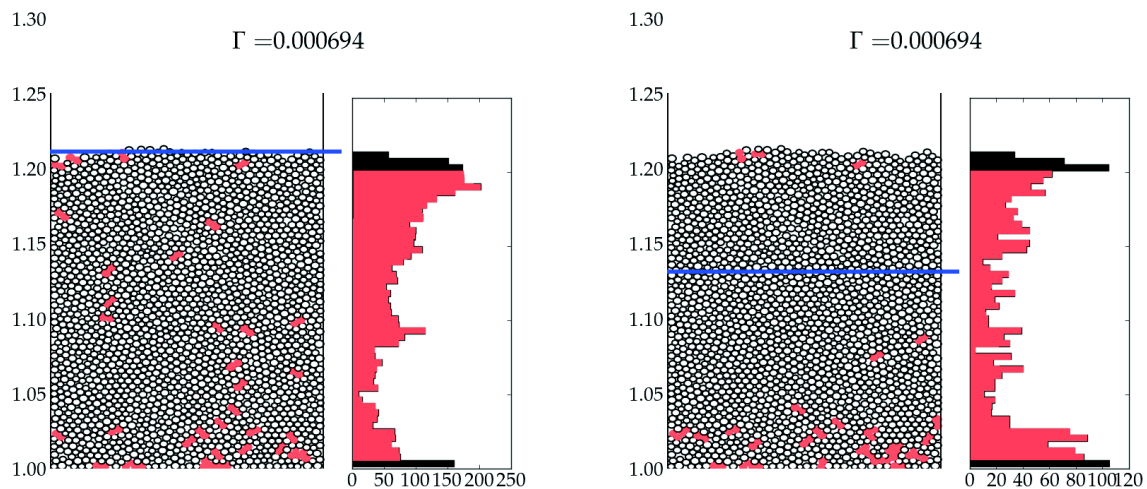


FIGURE 4.7 – Visualisation des contacts glissants entre les particules des simulations pour un milieu saturé, à gauche, et un milieu partiellement saturé, à droite. Les deux images représentent l'état des milieux après 0.022 seconde de secousse à 12 Hz avec une amplitude croissante linéaire entre 10^{-7} m et $1.2 \cdot 10^{-6}$ m. Le niveau d'eau est représenté dans chaque cas par une ligne horizontale bleue. À l'instant où les milieux sont représentés, les particules qui ont au moins un contact glissant avec leur voisines sont en rouge. À droite de chaque instantané, on a tracé un histogramme qui enregistre toutes les particules qui ont glissé depuis le début des secousses. Les barres noires des histogrammes concernent les particules des bords inférieurs et supérieurs. Les barres rouges en revanche concernent les particules à l'intérieur du milieu, qui ne sont ni en contact avec le bord inférieur ni libre à la surface.

un milieu granulaire saturé en eau sur la figure de gauche, et partiellement saturé en eau sur la figure de droite. Le niveau d'eau est marqué par la ligne bleue horizontale. Ces deux milieux ont été soumis à une oscillation de fréquence 12 Hz et d'amplitude $5 \cdot 10^{-5} t + 10^{-7}$ m, avec t le temps en secondes. Sur la figure 4.7 on montre ces milieux après 0.022 s, donc au milieu de la première oscillation. Les particules qui ont au moins 1 contact glissant sont représentées en rouge. L'histogramme à droite de chaque image représente le nombre de particules qui ont glissé depuis le début des secousses. Les barres noires des histogrammes concernent soit les particules du fond de la boîte qui sont en contact avec la paroi inférieure, soit la couche supérieure du milieu dans laquelle les particules ont très peu de poids à porter. Les barres rouges en revanche enregistrent les glissements des particules à l'intérieur du milieu, ce sont celles que l'on va comparer. Dans le

cas du milieu saturé, figure 4.7 à gauche, c'est dans la partie supérieure de l'histogramme que les particules ont le plus glissé. Le maximum de l'histogramme se situe entre les ordonnées 1.17 et 1.20. Si on considère une particule quelconque du milieu, on peut dire que plus elle est proche de la surface et plus elle a de chance de glisser. Dans le cas du milieu partiellement saturé, figure 4.7 à droite, on voit que non seulement il y a moins de particules qui glissent au total, mais aussi que les particules qui ont un contact glissant ne sont ni celles proches de la surface du milieu, ni celles proches de la surface de l'eau. En effet, le maximum de l'histogramme (parmi les barres rouges) se situe entre les ordonnées 1.00 et 1.03 m. Ainsi on confirme les prédictions faites avec le modèle de milieu continu, à savoir que lorsqu'un milieu granulaire est partiellement saturé, la liquéfaction est à même de commencer en profondeur. On s'attend à ce que les premières déstabilisations de contacts n'aient pas lieu entre les particules proche de la surface, mais entre les particules plus en profondeur. Une fois que la liquéfaction du sol a commencé et que les premiers contacts ont rompu, elle va se propager au reste du milieu. Ceci peut expliquer les deux observations suivantes faites sur le terrain :

- La liquéfaction dans des couches relativement profondes [25].
- L'apparition de sédiments liquéfiés plusieurs minutes après le ressenti des secousses sismiques [28].

On laisse en perspective une étude plus systématique de ce phénomène.

4.3 Milieu granulaire sec, un cas d'étude pour les physiciens

4.3.1 Introduction à la problématique de suivi d'un objet dans un milieu granulaire

Nous avons ensuite cherché une méthode pour suivre *in situ* le parcours d'un intrus dans un milieu granulaire non transparent. En effet notre dispositif expérimental ne permet pas de suivre la position de l'intrus une fois qu'il a pénétré à l'intérieur du milieu. Une solution possible est d'utiliser des billes transparentes en verre, mais cela ne résout pas le problème si on veut utiliser un milieu naturel. Pour pallier à cette difficulté, certains utilisent des dispositifs de quasi-2D, comme des cellules de Hele Shaw [2, 6, 8], qui permettent de suivre visuellement ce qu'il se passe à l'intérieur du milieu.

4.3.2 Article : ”Lock in accelerometry : to follow sink dynamics in shaken granular matter”, publié dans *Review of scientific instruments*

Nous présentons dans ce qui suit un article intitulé ”Lock in accelerometry : to follow sink dynamics in shaken granular matter”, publié en 2014 dans le journal *Review of scientific instruments*. qui fait le point sur le développement d’un dispositif expérimental permettant de suivre le mouvement d’un objet dans un milieu granulaire, non transparent et en trois dimensions. Jusqu’à présent, ceci n’était possible que par simulation numérique. L’objet à suivre est un rectangle creux qui s’enfonce dans un milieu granulaire, liquéfié par des oscillations horizontales d’accélération $\Gamma = 2$. Le milieu granulaire est compris entre deux plaques verticales transparentes, espacées l’une de l’autre de façon à pouvoir faire passer l’intrus et quelques couches de grains. C’est en plaçant un accéléromètre à l’intérieur de l’objet à suivre et un autre fixé sur la boîte contenant le milieu granulaire que l’on va pouvoir accéder à des informations sur l’objet alors qu’il progresse à l’intérieur du milieu. En se basant sur les corrélations entre les signaux des deux accéléromètres, nous sommes capables de retrouver le temps pendant lequel l’objet a coulé dans le milieu, de discriminer deux étapes d’enfoncement avec une dynamique différente, et de connaître la position finale de l’objet dans le milieu. Ces données sont vérifiées par l’analyse de vidéos filmées dans le référentiel de la boîte en mouvement. Cette technique a été validée dans le cas d’un milieu granulaire sec, mais elle peut s’appliquer également dans les milieux granulaires mouillés.

Dans cet article, j’ai participé au développement des expériences et aux discussions concernant le sujet.

Note: “Lock-in accelerometry” to follow sink dynamics in shaken granular matter

G. Sánchez-Colina, L. Alonso-Llanes, E. Martínez, A. J. Batista-Leyva, C. Clement, C. Fliedner, R. Toussaint, and E. Altshuler

Citation: *Review of Scientific Instruments* **85**, 126101 (2014); doi: 10.1063/1.4902979

View online: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4902979>

View Table of Contents: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/85/12?ver=pdfcov>

Published by the AIP Publishing

Articles you may be interested in

[A study on issues relating to testing of soils and pavements by surface wave methods](#)

AIP Conf. Proc. **1430**, 1532 (2012); 10.1063/1.4716397

[Visualizing 3D Earthquake Simulation Data](#)

Comput. Sci. Eng. **13**, 52 (2011); 10.1109/MCSE.2010.120

[Comparing of Normal Stress Distribution in Static and Dynamic SoilStructure Interaction Analyses](#)

AIP Conf. Proc. **1020**, 650 (2008); 10.1063/1.2963897

[Finite element modeling of a shaking table test to evaluate the dynamic behaviour of a soilfoundation system](#)

AIP Conf. Proc. **1020**, 569 (2008); 10.1063/1.2963885

[The directionality of acoustic T-phase signals from small magnitude submarine earthquakes](#)

J. Acoust. Soc. Am. **119**, 3669 (2006); 10.1121/1.2195073



Note: “Lock-in accelerometry” to follow sink dynamics in shaken granular matter

G. Sánchez-Colina,¹ L. Alonso-Llanes,¹ E. Martínez,¹ A. J. Batista-Leyva,^{1,2} C. Clement,³ C. Fliedner,³ R. Toussaint,³ and E. Altshuler^{1,a)}

¹“Henri Poincaré” Group of Complex Systems, Physics Faculty, University of Havana, 10400 Havana, Cuba

²Instituto Superior de Tecnologías y Ciencias Aplicadas, 10400 La Habana, Cuba

³Institut de Physique du Globe de Strasbourg (IPGS), Ecole et Observatoire des Sciences de la Terre (EOST), University of Strasbourg/CNRS, 67084 Strasbourg, France

(Received 29 October 2014; accepted 18 November 2014; published online 3 December 2014)

Understanding the penetration dynamics of intruders in granular beds is relevant not only for fundamental physics, but also for geophysical processes and construction on sediments or granular soils in areas potentially affected by earthquakes. While the penetration of intruders in two dimensional (2D) laboratory granular beds can be followed using video recording, this is useless in three dimensional (3D) beds of non-transparent materials such as common sand. Here, we propose a method to quantify the sink dynamics of an intruder into laterally shaken granular beds based on the temporal correlations between the signals from a *reference* accelerometer fixed to the shaken granular bed, and a *probe* accelerometer deployed inside the intruder. Due to its analogy with the working principle of a lock-in amplifier, we call this technique lock-in accelerometry. © 2014 AIP Publishing LLC. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4902979>]

During earthquakes, some soils can lose their ability to sustain shear and deform, causing subsidence and sometimes substantial building damage due to deformation or tumbling.^{1–3} This soil liquefaction phenomenon happens typically in granular soils, wet or dry, and in saturated sedimentary soils. The stability under seismic waves has been studied for sand⁴ and dry granular soils,⁵ or for sediments.³ Laboratory research related to the subject is usually performed by rheological tests and numerical modeling.³ The study of soil liquefaction using free surface boundary conditions, similar to the natural one, can benefit from direct measurement of the acceleration of soils submitted to oscillatory motion similar to those due to seismic waves. The present article describes the development of a lock-in accelerometry technique aimed at such measurements.

In the case of quasi-2D systems (like an intruder sinking into a Hele-Shaw cell filled with smaller sized grains) the penetration can be followed by means of a video camera.^{6–8} But video techniques are of no use to study the penetration into a 3D system of non-transparent grains, where the dynamics can be quite complex.⁹ In those cases, wireless accelerometry constitutes a natural alternative that has been reported in very few occasions, as far as we know.^{10–13}

However, *in situ* accelerometry has never been used to quantify the penetration into horizontally shaken, sandy granular beds, where the vertical acceleration is small and then, difficult to follow. In this Note, we propose a method to determine the sink time of an intruder into a horizontally shaken, fluidized granular bed based on the correlations between the signals of reference and probe accelerometers. The effectiveness of the system has been tested experimentally both in quasi-2D and in 3D systems.

Figure 1 shows our experimental quasi-2D setup. We use a Hele-Shaw cell that can oscillate laterally using an electromagnetic shaker with an amplitude of 1.5 cm and a maximum frequency of $\nu = 6$ Hz. The cell consists in two vertical glasses separated by a gap of 21.4 ± 0.2 mm with wooden walls at the bottom and sides, filled up with multidisperse polymer particles, with average size of 0.7 ± 0.1 mm. At the bottom of the cell, a horizontal hose with 30 holes of 0.5 mm diameter each can inject air into the granular system at a flow rate ranging from 200 to 2200 cm³/h. In the experiments presented here, the air flow ranges from 600 to 800 cm³/h. Up to here, the system is analogous to previous ones reported in the literature.¹⁴ However, in our case an intruder consisting in a squared parallelepiped 50 mm side, 19 mm thickness, and a weight of 51 g is released on the free surface of the granular medium to study its sinking following a protocol to be explained later on. A digital camera *Hero 2* made by *GoPro* is fixed to the electromagnetic shaker, in such a way that it can take a video of the sinking process from an oscillating reference frame locked to the Hele-Shaw cell. Videos can be taken at a maximum rate of 120 frames per second (fps), with a resolution of 1920×1080 pixels.

Finally, two 3-axis, wireless accelerometers are fixed to the Hele-Shaw cell (labeled *Ref*), and inside the intruder (labeled *Probe*), respectively. The x , y , and z axis of the accelerometers are oriented as illustrated in Fig. 1 for the case of the reference accelerometer. Each 3-axis accelerometer has a resolution of 10^{-4} g and is able to transmit data in real time at 2.4 GHz to a USB node on an external PC at a maximum data point rate of 120 Hz. This signal is used in the experiments here reported. The device¹⁵ has a saturation acceleration of 8 g ($g = 9.81$ m/s²).

The protocol of a typical experiment can be described as follows. First, the granular bed is prepared by injecting air

^{a)}Electronic mail: ealtshuler@fisica.uh.cu

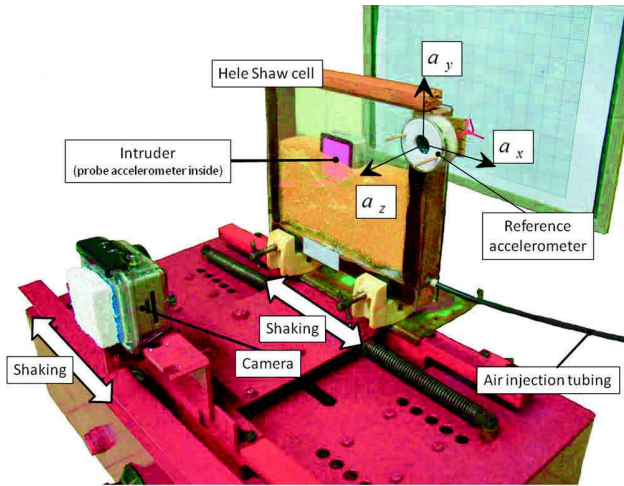


FIG. 1. Experimental setup for quasi-2D measurements. Both the Hele-Shaw cell and the camera are synchronously shaken in the lateral direction. Accelerometers attached to the Hele-Shaw cell and the intruder bring the key information to quantify the sink dynamics.

from the bottom, for 10 s. Then, the intruder is settled on the free surface of the granular bead. After activating the video camera and the accelerometers, the electromagnetic shaker and the air injection system are started at the same time, and turned off after 10 s, where the penetration process has ended. Then, the video and the acceleration records are analyzed.

As the horizontal acceleration is oriented in the x direction for both accelerometers (*Ref* and *Probe*), we will compare both data sets $a_{x,R}$, $a_{x,P}$ using a modification of the Pearson correlation coefficient¹⁶ aimed at decreasing the noise in the output. The modification consists in calculating the evolution of the Pearson's coefficient within time intervals of size D , each one starting at moment k , as follows:

$$r(k) = \frac{\sum_{i=k}^{k+D} a_{x,R}(i)a_{x,P}(i)}{\left[\sum_{i=k}^{k+D} (a_{x,R}(i))^2 \sum_{i=k}^{k+D} (a_{x,P}(i))^2 \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (1)$$

In the formula above, i represents the sampled time index and N is the total number of experimental data points (so k runs from 1 to $N - D$).

The idea behind our experiment is that when the intruder is sinking, it cannot be tightly bounded to the granular mass, so there will be a delay between $a_{x,R}$ and $a_{x,P}$, giving a low correlation coefficient. On the contrary, when the intruder ends the sinking process, it starts to move synchronously with the reference frame, and so the correlation between $a_{x,R}$ and $a_{x,P}$ will be high. Since lock-in amplifiers work by comparing an oscillatory excitation (or reference) signal with an output signal from the probe, we call our technique lock-in accelerometry. However, in our case we can excite the system by a non-periodic vibration as could be expected in the case of earthquakes.

An important property of our lock-in method is that its results do not depend on changes in the relative orientation of the accelerometers caused by fixed misalignment between *Ref* and *Probe*. Also the correlation is not affected by slow

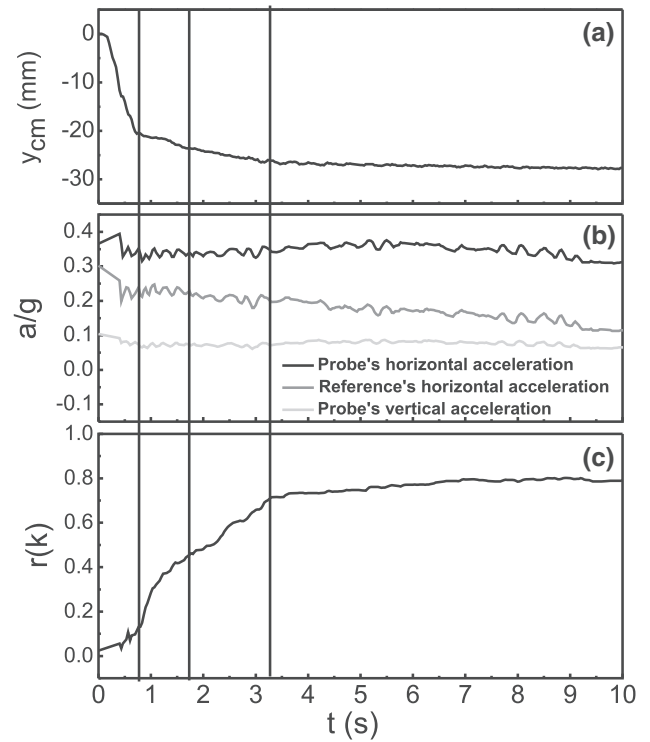


FIG. 2. Time evolution of (a) penetration depth of the center of mass, (b) normalized accelerations, and (c) correlation coefficient for a quasi-2D experiment.

rotations of the intruder. Both statements are confirmed in Ref. 17.

Figure 2 summarizes the main results from one sink experiment.

Figure 2(a) shows the time evolution of the penetration depth of the center of mass of the intruder, measured from a video recorded with the camera. Different stages are clearly identified. After an initial process of fast sinking, that takes around 1 s, the velocity of penetration decreases, and after around 4 s, a slow “creep” process takes place. After approximately 8 s, the sinking process ends as the intruder is confined by the “jammed” granular phase near the bottom of the cell.

In Figure 3(b), three accelerations are shown simultaneously: the horizontal acceleration, $a_{x,R}$, measured by the reference sensor (dark grey central line), the horizontal acceleration, $a_{x,P}$, measured with the probe sensor (black, upper line), and the vertical acceleration, $a_{y,P}$, measured by the probe sensor (light grey line, at the bottom). It is easy to see that the latter shows no evident features allowing us to follow the sinking process.

Finally, Figure 2(c) shows the time evolution of the correlation coefficient, $r(k)$, calculated by Eq. (1) for $D = 70$. It is easy to see that the value of r reflects the main stages shown in Fig. 2(a): fast penetration between 0 and approximately 3 s, and “creep” motion between 3 s and approximately 8 s (a more detailed interpretation of the correlation curve will be the subject of future work).

In order to test our method in a 3D system, sink experiments were performed on a 3D printed cylinder of 44 mm diameter, 10 mm height (external dimensions), and 19.5 ± 0.5 g

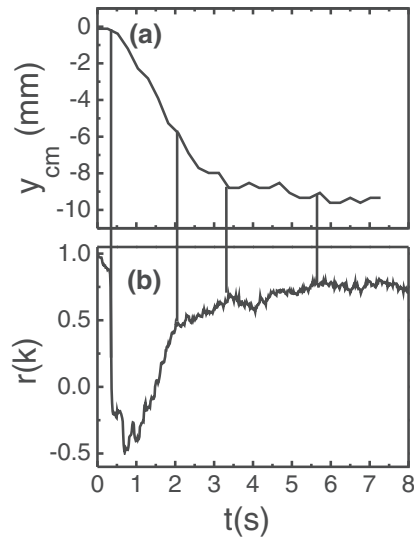


FIG. 3. Time evolution of the (a) penetration depth and (b) the correlation coefficient between the accelerometer of reference and the probe one in a 3D experiment.

of mass—of effective density 1.28 g/cm^3 . It was released in the upright position on the free surface of a granular bed contained into a box of $25 \times 25 \text{ cm}^2$ base and 40 cm height, filled with polystyrene spheres of $80 \mu\text{m}$ diameter (monodisperse within a 1%) and a bulk density of 1.05 g/cm^3 (Ugelstad spheres¹⁸). The box was horizontally shaken with an amplitude of $1.4 \pm 0.1 \text{ cm}$ and a frequency of 2.75 Hz . One accelerometer was fixed to the box, and the other to the sinking cylinder. The correlation between both was calculated during the sinking process, while the top of the cylinder (that never entered the granular bed) was observed, in the same spirit of the Hele-Shaw experiment previously described. Here, the accelerometers were Analog Devices ADXL345 (Ref. 19) and the data were acquired by Arduino 2009 boards (Ref. 20).

The results of the experiment are shown in Fig. 3. Figure 3(a) shows the penetration depth as function of time in the 3D experiment as determined from the video. It is possible to see two stages in the process. First a fast sinking, followed by a slower process until, finally, the depth stays constant.

Figure 3(b) shows the time evolution of the correlation coefficient between the accelerometers located into the intruder and the reference attached to the container in the same experiment. The beginning of time was taken before the start of the oscillations, and coincident with the origin in Fig. 3(a), when the correlation coefficient is 1 because both accelerometers are at rest. We selected $D = 40$ in Eq. (1) (see Ref. 17 for a discussion about its influence on the results).

It is easy to see a steep decrement of r as soon as the oscillations start: it indicates that the intruder moves freely in the first moments, almost uncorrelated with the granular medium. Then, the intruder sinks fast during approximately the first

2 s. As depth increases, it slows down probably when it reaches the “jammed” granular phase, and the correlation increases until approximately 0.8, where it stabilizes. This curve also shows steps with different slopes, related with the two regions in Fig. 3(a).

In summary, we have demonstrated that our method is able to determine the time interval of sinking of an intruder into shaken granular beds for both quasi-2D and 3D systems. Further insight into the dynamics could be attained by studying the maximum normalized cross correlation between the accelerometers in time, and the phase lag between an intruder at different depths, and the granular surface.

In the present contribution we have studied dry materials, but the technique can also be used for wet granular matter. Finally, substituting the intruder by a solid rock and the granular bed by actual soil may expand the technique to measure, *in situ*, the rheological response of a soil during an earthquake.

We acknowledge support from Project 29942WL (Fonds de Solidarité Prioritaire France-Cuba), from the EU ITN FlowTrans, and from the Alsatian network REALISE.

- ¹N. N. Ambraseys, “Engineering seismology,” *Earthquake Eng. Struct. Dyn.* **17**, 1–105 (1988).
- ²National Research Council, *Liquefaction of Soils During Earthquakes* (National Academy Press, Washington, DC, 1985).
- ³C. Y. Wang and M. Manga, *Earthquakes and Water* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2014).
- ⁴J. B. Berrill and R. O. Davis, *Soils Found.* **25**, 106–118 (1985).
- ⁵E. Clement and J. Rajchenbach, *Europhys. Lett.* **16**, 133 (1991).
- ⁶I. Sánchez, G. Gutiérrez, I. Zuriguel, and D. Maza, *Phys. Rev. E* **81**, 062301 (2010).
- ⁷M. J. Niebling, E. G. Flekkøy, K. J. Måløy, and R. Toussaint, *Phys. Rev. E* **82**, 051302 (2010).
- ⁸M. J. Niebling, E. G. Flekkøy, K. J. Måløy, and R. Toussaint, *Phys. Rev. E* **82**, 011301 (2010).
- ⁹T. Shinbrot and F. J. Muzio, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4365 (1998).
- ¹⁰F. Pacheco-Vázquez, G. A. Caballero-Robledo, J. M. Solano-Altamirano, E. Altshuler, A. J. Batista-Leyva, and J. C. Ruiz-Suárez, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 218001 (2011).
- ¹¹H. Torres, A. González, G. Sánchez-Colina, J. C. Drake, and E. Altshuler, *Rev. Cubana Fis.* **29**, 1E45 (2012).
- ¹²R. Zimmermann, L. Fiabane, Y. Gasteuil, R. Volk, and J.-F. Pinton, *New J. Phys.* **15**, 015018 (2013).
- ¹³E. Altshuler, H. Torres, A. González-Pita, G. Sánchez-Colina, C. Pérez-Penichet, S. Waitukaitis, and R. Cruz, *Geophys. Res. Lett.* **41**, 3032 doi:10.1002/2014GL059229 (2014).
- ¹⁴G. Metcalfe, S. G. K. Tennakoon, L. Kondic, D. G. Schaeffer, and R. P. Behringer, *Phys. Rev. E* **65**, 031302 (2002).
- ¹⁵See www.freescale.com/zstar for details of MMA7660FC ZSTAR3 accelerometer.
- ¹⁶F. Katagiri and J. Glazebrook, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **100**, 10842 (2003).
- ¹⁷See supplementary material at <http://dx.doi.org/10.1063/1.4902979> for computations which show, based on Eq. (1), that the correlation between *Ref* and *Probe* is almost unaffected by misorientations or slow rotations of the accelerometers.
- ¹⁸R. Toussaint, J. Akselvoll, E. G. Flekkøy, G. Helgesen, and A. T. Skjeltorp, *Phys. Rev. E* **69**, 011407 (2004).
- ¹⁹See www.analog.com/static/imported-files/data-sheets/ADXL345.pdf for details of the accelerometer ADXL345.
- ²⁰See www.arduino.cc/en/Main/arduinoBoardDuem for details of the Arduino 2009 board.

4.3.3 Application à la géotechnique : recherche de fondations prévenant la subsidence des bâtiments dans les sols liquéfiés

4.3.3.1 Projet de modèles de bâtiment avec et sans fondations

Nous avons également contribué à une étude sur l'impact des fondations dans le phénomène de liquéfaction. Cette étude a été menée suite à l'observation suivante : Nous avons menés des expériences d'enfoncement d'intrus dans un sol liquéfié avec deux formes d'intrus différentes. L'un a une forme de cylindre, voir figure 4.8 en haut, et l'autre est le même cylindre surmontant un anneau, voir figure 4.8 en bas. L'anneau joue le rôle de fondation. La présence de cet anneau

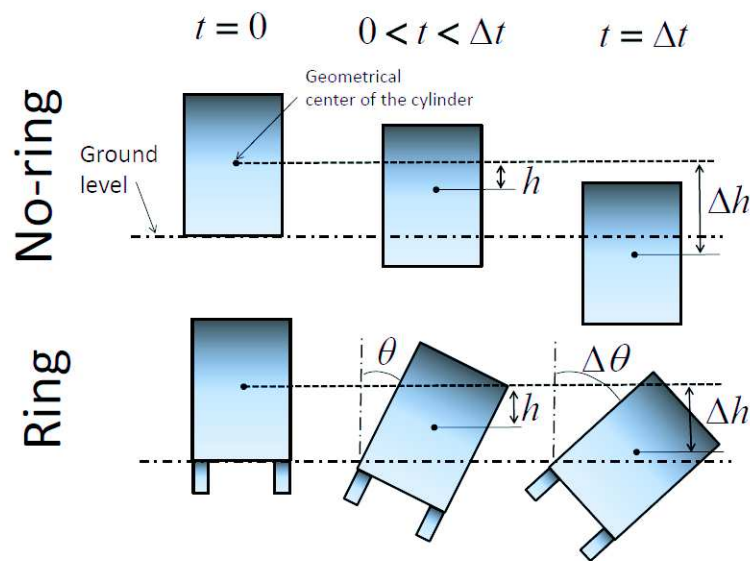


FIGURE 4.8 – Image tirée de [59]. Deux modèles de bâtiments vue en coupe, avec et sans fondations, modélisés par des cylindres. Le cylindre simple en haut modélise un bâtiment sans fondations tandis que le cylindre du bas possède un anneau à sa base, modélisant des fondations.

permet *a priori* de mieux solidariser le cylindre avec le milieu granulaire. Pour une même hauteur de cylindre au dessus du milieu, le cylindre à fondation a une plus grande surface de contact avec le milieu, surface sur laquelle le frottement avec les particules permet de maintenir le cylindre en place. Ces deux nouveaux intrus sont placés alternativement à la surface du milieu granulaire, composé de sphères de Ugelstat. Pour un meilleur contrôle des paramètres du milieu, on utilise un milieu sec. On applique ensuite une secousse horizontale, et on observe qu'alors que le cylindre seul s'enfonce plus ou moins dans le milieu comme l'aurait fait l'intrus sphérique, le cylindre à fondation bascule sur le côté. Pendant que nos collègues Gustavo Sánchez-Colina Alfo J. Batista-Leyva et Ernesto Altshuler de l'université de La Havane ont menés des expériences plus poussées, nous avons adapté notre modèle numérique à ce nouveau problème.

4.3.3.2 Création des bâtiments pour les simulations numériques

Le changement principal à réaliser par rapport à nos simulations précédentes est la forme des intrus. Pour se rapprocher des expériences décrites ci dessus, nous avons construit un intrus carré, voir figure 4.9a), et un intrus carré surmontant deux petites pattes, voir figure 4.9b). Ces formes

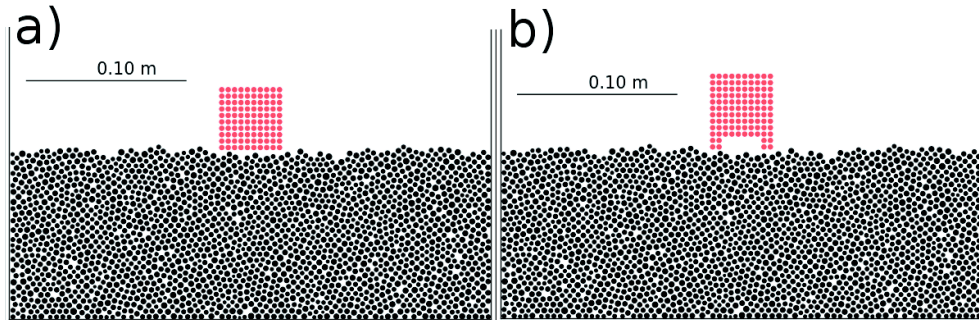


FIGURE 4.9 – Bâtiments avec et sans fondations pour les simulations numériques. On représente un milieu granulaire de 2000 particules avec, figure A), un bâtiment carré, figure B), un bâtiment carré avec deux pattes. Les carrés sont réalisés avec 100 particules numériques de 2 mm de rayon, reliées entre elles par des contacts incassables et non glissants. Chaque patte du carré de la figure B) est réalisée avec 4 particules numériques de 2 mm de rayon, reliées elles aussi par des contacts incassables et non glissants.

correspondent à une section verticale du cylindre seul et du cylindre à fondation des expériences. Nos intrus numériques sont composés de sphères reliées entre elles par des contacts incassables. Les contacts entre les sphères composant les intrus sont composés d'une liaison ressort-piston dans les deux directions normale et tangentielle au contact, comme précédemment, mais les sphères ne peuvent ni se détacher ni glisser. On utilise un milieu sec pour rester proche des conditions expérimentales. On dépose les intrus à la surface du milieu granulaire et on attend qu'ils trouvent un équilibre mécanique. On applique ensuite une secousse de fréquence 5 Hz et d'amplitude 5 mm, ce qui correspond à $\Gamma = 0.5$. Comme avec les expériences, le résultat est univoque : le carré seul s'enfonce dans le milieu alors que le carré avec les pattes bascule et se retrouve allongé sur son côté. L'article qui suit fournit tous les détails ainsi que les courbes de résultats.

4.3.3.3 Article : "Sink vs. tilt penetration into shaken dry granular matter : the role of foundation", soumis dans *Physical Review Applied*

On présente maintenant un article intitulé "Sink vs. tilt penetration into shaken dry granular matter : the role of foundation", soumis dans le journal *Physical Review Applied* et réalisé en collaboration avec des collègues cubain. Cet article exploite leurs expériences où on voit clairement que le cylindre seul s'enfonce verticalement dans les milieux granulaires fluidisés tandis que le cylindre à fondations s'enfonce moins et se penche sur le côté jusqu'à 75 degrés. Cette inclinaison

est due à la forte friction entre le cylindre et le milieu qui provoque un moment par rapport au centre de gravité du cylindre beaucoup plus important que dans le cas sans fondation.

Dans cet article, on montre en particulier que le temps nécessaire pour le cylindre à fondations d'atteindre son degré d'inclinaison final est beaucoup plus court que le temps nécessaire pour le cylindre seul de s'enfoncer jusqu'à sa position finale. En effet à partir de $\Gamma = 0.3$, le cylindre à fondations met entre 8 et 10 secondes pour atteindre son inclinaison finale, entre 20 et 80 degrés. Pour ces mêmes accélérations, le cylindre seul met entre 5 et 30 secondes pour atteindre sa position finale, et il met toujours plus de 20 secondes pour $\Gamma > 1.0$. Replaçons nous un instant dans le contexte sismologique, la durée des séismes est finie ! Généralement la durée des secousses à forte intensité est de l'ordre de la dizaine de secondes, ce point de l'article est donc de grande importance. Construire des bâtiments qui ont besoin de beaucoup de temps pour être affecté par les secousses peut être plus avantageux que construire des bâtiments qui s'enfoncent/penchent relativement peu mais très rapidement, même si les premiers peuvent s'enfoncer sur une plus grande distance en théorie.

Dans cet article, ma contribution concerne principalement les simulations numériques que j'ai développées pendant ma thèse, ainsi qu'une partie mineure de la rédaction.

Sink vs. tilt penetration into shaken dry granular matter: the role of foundation

G. Sánchez-Colina,¹ A. J. Batista-Leyva,² C. Clément,³ E. Altshuler,¹ and R. Toussaint³

¹*Group of Complex Systems and Statistical Physics,
Physics Faculty, University of Havana, 10400 Havana, Cuba*

²*Instituto Superior de Tecnologías y Ciencias Aplicadas (InSTEC). Salvador Allende
esq. Luaces s/n. Plaza de la Revolución CP 10400. POB 6163. La Habana,
Cuba and Group of Complex Systems and Statistical Physics,
Physics Faculty, University of Havana, 10400 Havana, Cuba*

³*Institut de Physique du Globe de Strasbourg (IPGS),
Ecole et Observatoire des Sciences de la Terre (EOST),
University of Strasbourg/CNRS, 67084 Strasbourg, France*

(Dated: May 26, 2016)

We study the behavior of cylindrical objects as they sink into a dry granular bed fluidized due to lateral oscillations, in order to shed light on human constructions and other objects. Somewhat unexpectedly, we have found that, within a large range of lateral shaking powers, cylinders with flat bottoms sink vertically, while those with a “foundation” consisting in a shallow ring attached to their bottom, tilt besides sinking. The latter scenario seems to dominate independently from the nature of the foundation when strong enough lateral vibrations are applied. We are able to reproduce the observed behavior by quasi-2D numerical simulations, and the vertical sink dynamics with the help of a Newtonian equation of motion for the intruder.

PACS numbers: 45.70.-n, 45.70.Mg, 07.05.Tp, 96.15.Wx, 07.07.Df

INTRODUCTION

The Kocalei earthquake occurring on August 17, 1999 affected in various ways many constructions in the city of Adapazari, Turkey. Following observers, some buildings sank vertically into the soil, others tilted as shown on Fig. 1, and some even suffered lateral translation over the ground [1–3]. This case illustrates well the diversity of damage that earthquake fluidization of soils may cause to man-made structures [4].

Liquefaction in the ground may be originated dynamically, by shear waves released during earthquakes, generating cyclic shear stresses that lead to the gradual build-up of pore water pressure. The shaking produced by seismic events is a trigger for extensive liquefaction, as was observed recently in Belgium [5].

Ground fluidization [6, 7] has been investigated in different kinds of media like sand [7], dry granular soils [8] and sediments [9]. Of immediate interest for engineering and for the geosciences is to understand how man-made structures such as buildings, and massive rocks laying on granular soils respond to fluidization associated to seismic waves.

Granular matter itself displays a variety of puzzling phenomena [10–23], but during the last decade or so, our understanding of the dynamics of objects penetrating into granular media has advanced quickly [24–37]. While laterally shaken granular beds have received a certain degree of attention [38, 39], the performance of objects initially laying on the surface of a granular bed submitted to lateral shaking has been rarely studied [40–42].

In this paper we perform systematic experiments asso-



FIG. 1. Tilted building after the Izmit Earthquake, Aug 17th, 1999, Adapazari village, Turkey. Picture: Courtesy of Mustapha Meghraoui, IPGS.

ciated to the latter scenario, which may help understanding the performance of human constructions and rocks laying on granular beds during earthquakes. In particular, using a cylinder as a simplified model for buildings or rocks, we study its settling dynamics on a granular bed submitted to lateral vibrations. Somewhat unexpectedly, we have found that, within a large range of lateral shaking powers, cylinders with flat bottoms sink vertically, while those with a “foundation” consisting in a shallow ring attached to their bottom, tilt besides sinking. The latter scenario seems to dominate independently from the nature of the foundation when strong enough lateral vibrations are applied. Quasi-2D simulations were also performed mimicking the experiments. The settling dynamics of the simulated intruders, with or without foundation

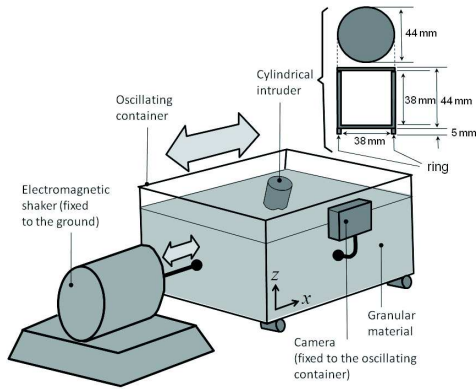


FIG. 2. Experimental setup. At the upper right, we have illustrated the intruder consisting in a cylinder with ring.

reproduces quite well the corresponding experimental results. We also developed a model that reproduces well the sinking dynamics and gives a qualitative explanation of the tilting process.

EXPERIMENTAL

The penetration experiments were performed on a granular bed contained into a test cell of approximately $25 \times 25 \times 25 \text{ cm}^3$ filled with Ugelstad spheres of non expanded polystyrene with a density 1.05 g/cm^3 , and diameter $140 \mu\text{m}$ (monodisperse within a 1 percent), type Dynoseeds ©, produced by Microbeads, Norway. The box was horizontally shaken at different amplitudes (A), and a frequency (f) of 5.0 Hz (a value commonly found in seismic waves), using a TIRA TV51120 shaker, type S51120, see figure 2. The maximum amplitude of oscillations allowed by the shaker corresponds to an acceleration of $\approx 12.2 \text{ m/s}^2$.

Two types of intruders were used in the experiments: (a) a hollow 3D printed cylinder of 44 mm diameter, 44 mm height (external dimensions), and 5 mm thick walls, and (b) the same cylinder with a ring of 5 mm height and 3 mm thickness glued to its bottom (illustrated in the upper right corner of Fig. 2). Intruders (a) and (b) will be called “No-ring” and “Ring”, respectively, from now on. Their masses were adjusted with ballast in such a way that their densities matched the average effective density of the granular medium, which was measured as 0.43 g/cm^3 . As far as the ballast used has a density near the effective density of the granular material, it was almost evenly distributed inside the cylinder. Note that, using a flat bottom cylinder and a ring-like bottom cylinder, we are modifying the “foundation” of our intruder.

A digital camera *Hero 2* made by GoPro was fixed to the electromagnetic shaker, in such a way that it could take a video of the sinking process from an oscillating

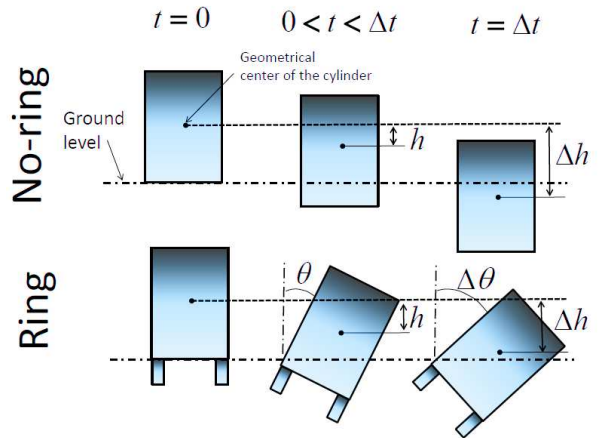


FIG. 3. Sketch of sinking and tilting processes. The top row illustrates the sinking process of a No-Ring cylinder in three moments during the experimental interval from $t = 0$ to a final time $t = \Delta t$. The bottom row shows the same temporal sequence for a Ring cylinder, which tilts in addition to sink.

reference frame locked to the test cell, as proposed in [42]. This method allowed a much better quality of the cylinder’s images, and made easier their digital processing. Videos were taken at a maximum rate of 120 frames per second, with a resolution of 1920×1080 pixels.

The images were processed as follows. We first converted the videos to image sequences in *.jpg format, and cropped each picture, excluding irrelevant space. Then, the images were binarized through an appropriate threshold. Using the tool *regionprops* from *MatlabR2014a*, we identified and assigned coordinates to several bright marks we had glued to certain points of the cylindrical intruder. The coordinates of the marks were used to calculate the position of the intruder’s geometrical center and inclination relative to the vertical in each picture. In some experiments where the sinking was particularly big, it was difficult to obtain the tilt angle, since part of the marks sank below the level of the sand surface, and they were impossible to follow. In such cases the upper border of the cylinder was identified using the Matlab’s tools *find* and *bwtraceboundary*, and then fitted to a polynomial using the function *polyfit*. The fit was used to find the inclination. In the case of experiments ending in a very inclined position, the reference to calculate the inclination was the cylinder’s corner above the sand surface, that was identified as the intersection of the two polynomial fits of the upper and one lateral borders of the cylinder.

As the cylinder vibrates due to the vibration of the box, it is difficult to determine the final position, particularly when there is a big tilting. Then, in order to determine the sinking depth and tilting, we observe in the videos the onset of a cyclic movement of a reference point in

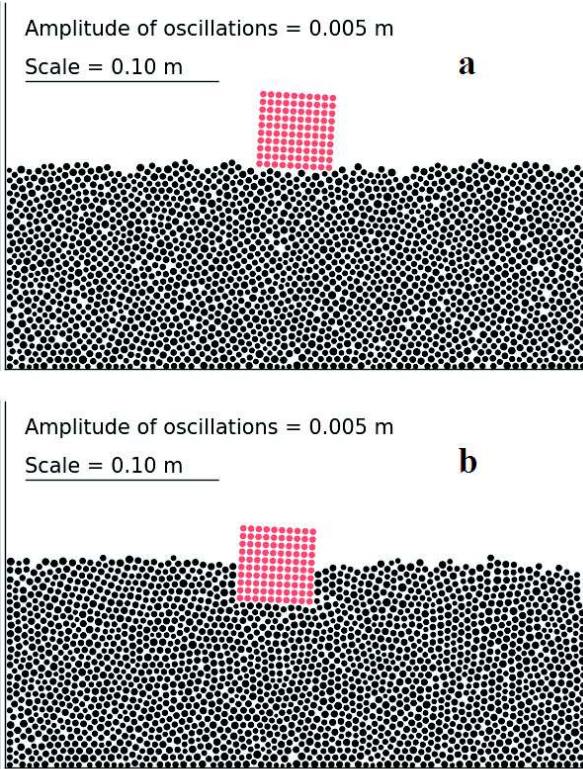


FIG. 4. (color online) Initial (a) and final (b) positions of No-ring intruder in a typical quasi-2D simulation using a frequency of 5 Hz (amplitude included in the graph).

the cylinder. Once this situation was reached, the final position could be measured in the frames filmed after the shaker was stopped.

The experimental protocol can be described as follows: (I) preparing the granular medium by stirring it evenly with a long rod, (II) gently depositing the cylinder in the upright position on the free surface of the granular bed, (III) turning ON the camera, (IV) switching ON the shaker after setting the desired frequency and amplitude (V) turning OFF the shaker and the camera after the penetration process had visibly finished.

In Fig. 3 we define the main parameters describing the sinking process of a No-ring cylinder (upper row), and the tilting and sinking of a Ring cylinder (bottom row), during the experimental lapse, defined as Δt . As the figure indicates, in the following we will call h the penetration of the geometrical center at a time t and Δh the final penetration at time $t = \Delta t$. It is important to note that both magnitudes are defined as the vertical displacement of the geometrical center of the cylinder (without taking into account the ring).

We also explored the observed phenomenology through numerical simulations. They were based on a discrete element method code (DEM) for the computation of gran-

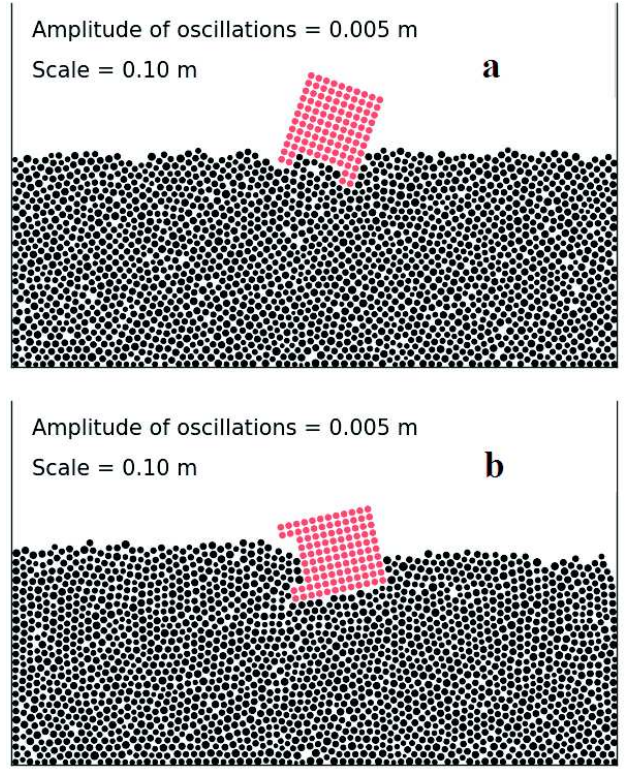


FIG. 5. (color online) Initial (a) and final (b) positions of Ring intruder in a typical quasi-2D simulation using a frequency of 5 Hz (amplitude included in the graph).

ular systems [18, 20, 22, 43, 44]. We modeled a quasi-2D granular medium, made of spheres of diameter 4 mm monodisperse within a 1 percent to avoid the effect of crystallization, and a thickness of 0.2 mm. The numerical medium contains 2000 particles, filling a virtual space of 30 cm width and 10 cm height. The code calculates the position and rotating angle of each sphere derived from the different forces applied on it. The friction coefficient μ is taken as 0.3. To approach the experimental conditions, we simulate particles of density 1.05 g/cm^3 .

We created two intruders made of cohesive particles. One is a square of 40 mm side, made of 100 particles placed in a quasi-2D square arrangement, which simulates the No-ring intruder of the experiments. The second one is another square of 40 mm side attached to two small feet made of 4 particles each, mimicking the cross section of the ring attached to the bottom of the intruder. The particles density of the spheres which form the intruders is 1 g/cm^3 , and the porosity of the intruders is 0.21 percent, so the intruder density is 0.78 g/cm^3 , i.e., approximately the same effective density of the quasi-2D granular medium.

Once our granular medium is created, we place the intruder 1 mm above the medium. We let it drop and

settle until the whole medium reaches equilibrium. Then, we apply a horizontal oscillation of different amplitudes and a frequency of 5 Hz to the walls of the medium and compute the time evolution of the position and tilting angle of the intruder.

Figures 4 and 5 show the initial and final positions of both types of intruders in two typical runs. Fig. 4 indicates that the No-ring cylinders almost do not tilt, while in Fig. 5 is obvious the wide inclination of a Ring one.

RESULTS AND DISCUSSION

Sink vs. tilt penetration

Figure 6(a) shows the time variation of the sinking depth for selected values of the adimensional acceleration $\Gamma = A(2\pi f)^2/g$ (where $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ is the gravitational acceleration and $A(2\pi f)^2$ is the horizontal peak acceleration of the sand box) for No-ring cylinders. It is easy to see that the penetration of the No-ring cylinders follows a common pattern for all the accelerations. A first process of fast sinking is followed by a slow creep. Only the penetration depth increases with Γ . In this figure we do not show the total creep process, due to its long duration. As the height of the cylinder is 44 mm, it is possible to check from Fig. 6(a) that, for an adimensional accelerations of 1.24, the cylinder sinks completely.

Figure 6(b) is similar to the previous one, only measurements were performed with Ring cylinders.

The general features of both graphics are very similar, but there is a difference, that will be better observed in the following figures: the adimensional acceleration at which the cylinder sinks completely in the medium is bigger for the Ring cylinders than for the No-ring ones. We could have a glimpse of why it occurs if we analyze Fig. 6(c), that presents the time evolution of the tilting angle for a Ring cylinder. Let us analyze, for instance, the curve for the highest adimensional acceleration shown in the figure ($\Gamma = 1.24$). In the first second the inclination angle reaches a value around 25° , resulting in the increase of the effective size of the intruder, with the corresponding increase of the forces impeding the sinking process (we will further develop these ideas below). All in all, it explains why the Ring cylinder sinks less than the No-ring one.

Another important difference is that the sinking and tilting dynamics of Ring cylinders is more irregular than that of the No-ring ones. It is easy to understand, if we imagine the tumbling process. Firstly the intruder gets an initial inclination along one of the two possible directions, due to the horizontal acceleration provoked by the shaker, that breaks the symmetry in a non predictable way. When the inclination appears, the gravity produces an additional torque that increases it. But, as the granu-

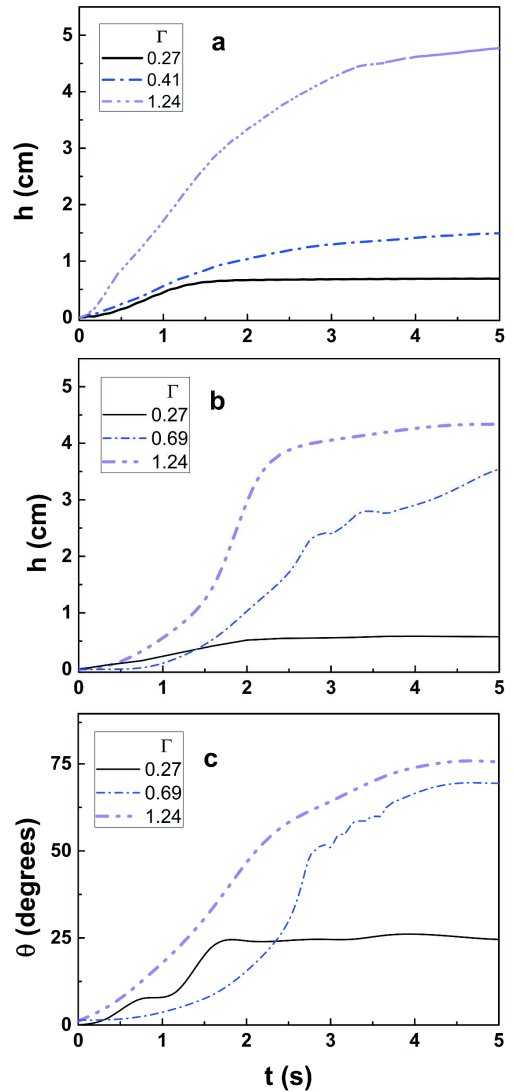


FIG. 6. (color online) Time evolution of penetration depths and tilt angles. Time dependence of the penetration depth of a No-ring cylinder (a), the penetration depth of a Ring cylinder (b) and the tilting angle of a Ring cylinder (c), for different adimensional accelerations. The long-time creep process is not completely shown. The tilting angle of No-ring cylinders is not displayed, due to the fact that it oscillates around angles not larger than 5° relative to the vertical direction

lar medium oscillates, the torque applied on the cylinder by the granular medium changes its orientation, provoking an oscillation in the emerged part of the intruder, so the tilting angle and the height of the center of mass relative to the surface of the granular medium also oscillate. This is illustrated in Fig. 6(b) and (c), even after being submitted to an averaging process.

In general, No-ring cylinders tend to sink vertically as the granular soil is fluidized by horizontal shaking, while cylinders with rings tend to tilt. Figure 7 quanti-

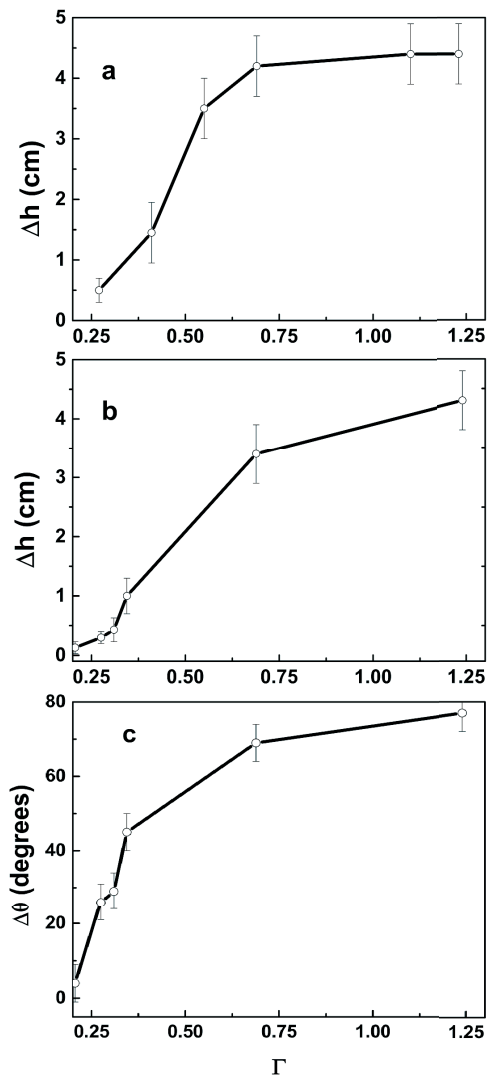


FIG. 7. Sinking and tilting: heights and angles. Final vs. initial sink heights for No-ring cylinders (a) and for Ring cylinders (b). Tilt angles for Ring cylinders (c). Tilt angles of No-ring cylinders are not shown for the same reasons of the previous figure.

fies the differences between the initial and final stages of the process, for almost all the range of accelerations our experimental setup was able to reach.

Figure 7(a) shows sink data for No-ring cylinders. As can be seen, for adimensional accelerations up to $\Gamma = 0.27$, there was no significant penetration of the intruder into the granular bed. Vertical penetrations started to increase significantly above $\Gamma \approx 0.3$, reaching a plateau around $\Gamma \approx 0.75$. At the plateau, the cylinder has sank completely, but stays “floating” into the fluidized granular medium, as expected for an object isodense relative to it.

In Fig. 7(b) the sinking process of the Ring cylinders is summarized. Differently from the previous case,

the plateau is not observed for the range of accelerations recorded. Note that as far as the depth reached at $\Gamma \approx 1.2$ is approximately 4.4 cm (the height of the cylinder), for bigger accelerations this would also be the final penetration, so we can safely imply that the plateau appears at higher accelerations for that type of cylinders. But even at the highest accelerations, there is always a small part of the cylinder above the ground level.

Figure 7(c) shows the tilt data for Ring cylinders. No significant tilting is observed for Γ smaller than approximately 0.25. With the increase of the adimensional accelerations, the cylinder significantly tilts, increasing abruptly the tilting angle with Γ , until saturation starts at $\Gamma \approx 0.75$. As was stated in the figure caption, we do not show the tilting angle of No-ring cylinders, because it is always smaller than 5° , with a random distribution of values around the vertical direction.

Figures 7(b) and (c) are closely related, because they are two descriptions of the same process: the motion of Ring cylinders into the granular medium, that includes both sinking and tilting. The fact that at the accelerations shown in this figure the plateau in the sinking depth is barely reached while for the tilting angle it is, could be explained by the increase of the friction of the intruder with the granular medium when the tilting angle increases. Then, at $\Gamma \approx 0.75$ the intruder has approximately reached its maximum inclination, but is not completely submerged in the medium. An increase in the acceleration does not increase significantly the angle, because the resulting torque has diminished due to the influence of both sinking and tilting, but the increase in fluidization helps further sinking, until most of the cylinder is submerged, reaching the plateau.

The overall behavior in Fig. 7(a) can be understood taking into account the experimental results in Ref. [40]. When the system is submitted to lateral shaking, a “solid” layer is formed, starting at a depth h_f that depends on the adimensional acceleration Γ . For accelerations in the range we used, h_f varies almost linearly with Γ (see Fig. 3(a) in Ref. [40]), so we can write

$$h_f(\Gamma) = \alpha(\Gamma - \Gamma^*); \Gamma > \Gamma^* \quad (1)$$

where Γ^* is the onset of fluidization and α is the slope of the linear dependence. If $\Gamma \leq \Gamma^*$ the depth of the fluidized layer is zero.

According to reference [45], Γ^* can be taken as proportional to the friction coefficient μ between the cylinder and the granular medium. So in this experiments we can approximate $\mu \approx 0.3$, that is the value we use for the simulations. They also conclude that the final depth of intrusion depends on isostasy, and on the severity of shaking. It can be entirely determined by isostasy, when the shaking completely unjam the medium and suppresses the average friction around the intruder.

Then, at low values of Γ the granular media is not fluidized, and the cylinder almost does not sink (merely

5 mm at $\Gamma = 0.27$; see Fig. 7(a)). At accelerations above the fluidization threshold, the cylinder sinks until it gets in contact with the solid layer. The larger is the acceleration, the deeper is that layer, so the bigger is Δh . But as soon as the solid layer appears at a depth larger than the cylinder's height, it does not sink further: instead, it "floats" due to isodensity with the sand, so a plateau is reached.

The strong differences in the dynamics of No-ring and Ring cylinders within the adimensional acceleration range $0.3 \leq \Gamma \leq 1.3$ can be rationalized qualitatively as follows. The bottom of the cylinders with no ring offers small tangential friction to the sand surface during the first moments of the fluidization process (when they are on top of the granular surface), which implies a small torque between the horizontal friction at the bottom and the horizontal inertial force that can be represented at the center of mass of the cylinder. So, the cylinder keeps its vertical position since the beginning of the process, and just sinks vertically into the sand due to the action of gravity.

Differently from No-ring cylinders, the basement of a Ring one is firmly settled in the granular material, so, when an acceleration is imposed by the shaker, a significant torque appears, arising from the force exerted by the sand on the ring, and the inertial force at the cylinder's center of mass, forcing it to tilt. Moreover, the presence of the ring prevents the free flow of sand near the bottom of the cylinder, which makes more difficult its vertical sinking: as the sink time increases, the torque caused by horizontal forces has "better possibilities" to tilt the cylinder.

Two additional factors influence the sinking dynamics of this type of intruder: firstly, the tilting process changes the effective size of the cylinder, changing the drag and hydrostatic forces (in a way that will be analyzed below), which contributes to a Brazil nut like effect: isodense large particles tend to rise during shaking. Additionally, when the inclination is high, most of the cylinder could be inside the sand, and it starts to float, preventing further tilting.

Comparing figures 7 (a) and (b) it is possible to see that when the cylinder tilts it reaches a smaller final depth that when it sinks without tilting, for similar adimensional accelerations. It supports the idea that the inclination of the body increases the resistance forces acting on it.

Figure 8(a) reports the time interval needed by No-ring cylinders to penetrate into the granular material, from the moment when the vibration was turned ON, until they find their new equilibrium position. If we compare this figure with figure 7(a), a main difference can be appreciated: the plateau is now reached at a higher acceleration. Anyway, both the sinking depth and sinking times increase monotonically with the increase of Γ and saturate for accelerations at which the cylinder is eventually

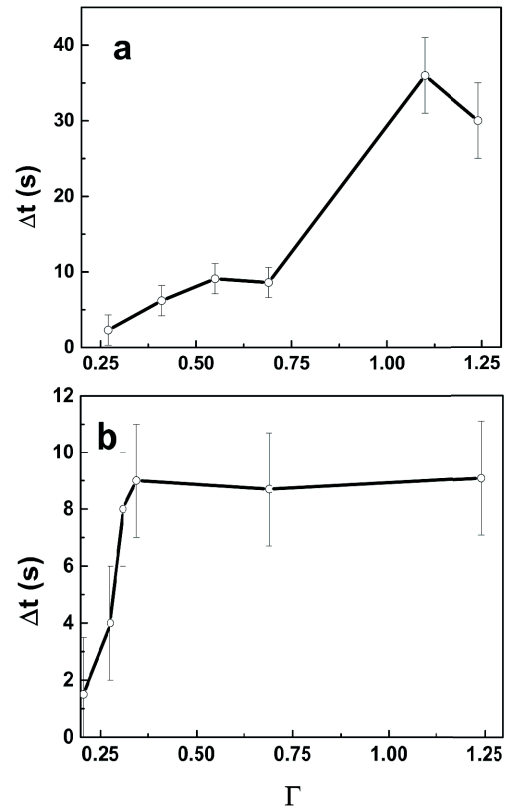


FIG. 8. Sinking times for No-ring cylinders (a) and tilting times for Ring cylinders (b). Sinking times for Ring cylinders are almost equal to their tilting times, so they are not shown.

completely immersed in the material.

Figure 8(b) shows a different tendency: the Ring cylinders tilt very fast, reaching a final inclination long before the final depth of the No-ring ones is reached. A careful inspection of the videos shows that No-ring cylinders sink fast during the first few seconds, but dramatically slow down during the penetration of the last millimeters, resulting in long sinking times. On the other hand, when Ring cylinders end the tilting process, they do not significantly sink further, perhaps due to the increase of the friction and buoyancy. That is why we do not show the sinking times of Ring cylinders: they are almost equal to the times shown in Fig. 8(b).

When we compare this figure with Fig. 7(c), an important difference is easily appreciated: though the tilt angle increases monotonically with Γ , the tilt times increase abruptly, and then saturate. That behavior could be related with the fact that, for small accelerations, the tilting process occurs slowly, but the tilting angle is small. By contrast, for bigger accelerations the tilting angle is larger, but the tilt occurs at bigger angular velocities, giving almost constant tilting times ($\Delta t = \theta/\omega$).

A phenomenological Newtonian model

In order to formulate a model to describe analytically the sinking process, let us consider the forces acting on the cylinder. As soon as the shaking starts, if the adimensional acceleration is above the threshold, the upper part of the granular bed is fluidized, and the intruder sinks.

Let us assume that the cylinder just sinks vertically, and let us name the vertical downward axis as z . The force balance on the intruder can be written as

$$m\vec{a} = m\vec{g} + \int (-P)\hat{n}dS + \int \sigma_s \cdot \hat{n}dS \quad (2)$$

where P is the pressure, σ_s the shear stress tensor, \hat{n} is the vector normal to the intruder's surface, and the integrals run over the boundary of the intruder that is inside the granular material. Assuming a hydrostatic pressure profile, we can write:

$$P = \int_0^h \rho(z')gz' \quad (3)$$

where h , as previously, is the depth reached by the cylinder below the surface of the granular medium. In Eq. (3) we have made explicit that the density of the material varies with depth. Let us assume that it varies as a power law between zero and the density of the solid layer, ρ_{sl} , that is reached at a depth h_f :

$$\rho(z') = \rho_{sl} \left(\frac{z'}{h_f} \right)^p \quad (4)$$

where $p \in [0, 1]$.

By combining (4) and (3) and integrating, we find the hydrostatic buoyancy force acting on the cylinder with a length h under the (average) level of the granular bed, as:

$$\int (-P)\hat{n}dS = -\frac{\rho_{sl}Sg}{(p+1)h_f^p} h^{p+1}\hat{h} \quad (5)$$

where S is the characteristic area of the intruder cross section, and \hat{h} is a unit vector pointing downwards. It is easy to see that the buoyancy force depends on the volume submerged into the granular medium.

Assuming that inertial forces can be neglected, the shear stress component goes as

$$\int \sigma_s \cdot \hat{n}dS = -D\gamma v\hat{h} \quad (6)$$

where γ has the dimensions of a viscosity, D is the characteristic size of the cross section of the intruder, v is

its sinking speed and \hat{h} is the unit vector pointing downwards [46, 47]. By substituting Eq. (5) and Eq. (6) into Eq. (2), and only recovering the modular values, we get:

$$m \frac{d^2h}{dt^2} + D\gamma \frac{dh}{dt} + \frac{\rho_{cs}Sg}{(p+1)h_f^p} h^{p+1} = mg \quad (7)$$

Before solving Eq. (7) we will assume that the sink velocity is constant, which follows quite well the behavior during the fast sink regime, as seen in Fig. 8 (*i.e.*, we neglect the inertial term). So,

$$\frac{dh}{dt} + \frac{\rho_{sl}Sg}{D\gamma(p+1)h_f^p} h^{p+1} = \frac{mg}{D\gamma} \quad (8)$$

which can be written as

$$\frac{dh}{dt} + ah^{p+1} = b \quad (9)$$

The definitions of a and b are easily deduced comparing Eqs. (8) and (9).

Equation (9) has analytical solutions if $p = 0$ or $p = 1$, which correspond to the extreme cases of constant density and a linear density profile with depth, respectively. The solutions are

$$h(t) = \frac{b}{a}(1 - e^{-at}) \quad (10)$$

if $p = 0$, and

$$h(t) = \sqrt{\frac{b}{a}} \tanh(\sqrt{abt}) \quad (11)$$

if $p = 1$.

It is easy to see that both expressions correspond to an exponential growth that saturates.

Figure 9 shows the experimental results (continuous line) obtained for an adimensional acceleration $\Gamma \simeq 0.3$. It is possible to see in more detail the initial fast sinking process, followed by the slow creep. Fig. 9 also shows the fitting of equations (10, 11) to experimental data. Even the simplified Eq. (10) reproduces well the main features of the sinking process.

It is almost impossible to determine experimentally the exact density profile. But we do not need to know it in order to validate our model, if we use the following rationale. Firstly, we fit Eqs. (10, 11) to the experimental data and obtain the values of a , b that correspond to $p = 0$ ($a(p = 0)$, $b(p = 0)$) and $p = 1$ ($a(p = 1)$, $b(p = 1)$). Let us assume that a and b vary linearly with p between the extremes values which were obtained from the fitting process. For an intermediate value of p (say, p_1) we can calculate the corresponding values of $a(p_1)$ and $b(p_1)$.

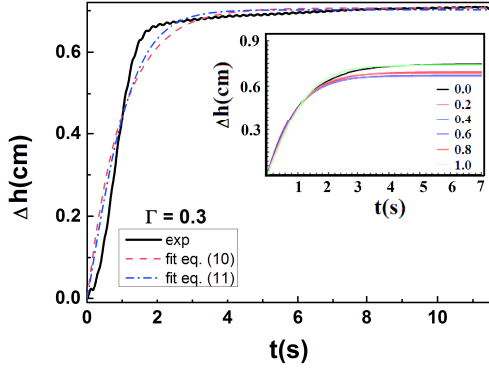


FIG. 9. (color online) Time dependence of sinking depth for the No-ring cylinder from experiment, compared with that determined from Eqs. (10, 11). The inset shows the solutions of Eq. (7) for different values of p (see text).

With them, we can in turn determine the constants of Eq. (7). Then, we solve this equation numerically. This procedure is repeated for values of p between 0 and 1, with a step of 0.1.

The inset in Fig. 9 shows some of the numerical solutions for the values of p in the legend. The main conclusion is that the density profile has small influence on the first (and most important) part of the sinking process. Of course, the final depth is influenced by the value of p , but due to experimental uncertainties, it is almost impossible to choose any particular value.

Let us now study the influence of the values of p in the quality of the fit of the solution of Eq. (7) to the experimental data. For doing this we note that the values of a and b in Eq. (10) can be easily obtained from the experiments. Considering Eq. (9) in the first moments of motion, as h is small, $h'(t) \simeq b$, so b can be evaluated as the initial slope. As at large times $h(t) \sim h_{eq}$ ($h_{eq} = \Delta h$ if $h(0) = 0$) then $a = b/h_{eq}^{p+1}$. Then solving Eq. (7) for a given value of $b, p, a(p)$ and naming the result h_{mod} , the best value of p arises from the minimization:

$$\min \sum_{i=1}^N (h_{mod}(t, p) - h_{exp}(t))^2 \quad (12)$$

where $h_{exp}(t)$ are the experimental values of h .

The result for $\Gamma \leq 1.0$ is indifferent to p : the fit is equally good no matter which is the value of $p \in [0, 1]$. For $\Gamma = 1.24$ there are differences in the quality of fits for different p , but Eq. (12) gives a minimum for $p = 0$, so, we will assume $p = 0$ in the following. Then, Eq. (7) becomes:

$$m \frac{d^2 h}{dt^2} + D\gamma \frac{dh}{dt} + \frac{\rho_{sl} S g}{h_f} h = mg \quad (13)$$

that can be taken as the simplest equation of motion that describes the vertical sink dynamics of our cylinders. It is worth noticing that Eq. (13) reproduces quite closely the results reported in Fig. 8, and can be used to explain the vertical sinking of Ring-cylinders while tilting, as we will see below.

Before that, it is instructive to compare equation (13) for a granular bed fluidized by shaking, with that proposed in [28] to describe the penetration of an intruder into ultra-light granular material that eventually behaves like a fluid medium even in the absence of shaking. The equation proposed in [28] reads as:

$$m \frac{d^2 h}{dt^2} = mg - \eta \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 - \kappa \lambda \left(1 - e^{-\frac{h}{\lambda}} \right) \quad (14)$$

Firstly we will analyze the last term of Eq. (14) which is related to Janssen's pressure. If we were applying this equation to our system, we should have taken into account that the shaking promotes the destruction of the force chains. That is equivalent to assume a very big λ , which yields a pressure force of the form $\kappa \lambda (z/\lambda) = \kappa z$, as proposed earlier in [26]. Comparing with Eq. (13) we see that the depth-dependent terms in both equations are similar, provided that

$$\kappa = \frac{\rho_{sl} S}{h_f} g \quad (15)$$

(notice that the linear relation of κ with g has been demonstrated experimentally in [34]).

However, there is an important difference in the “viscous drag” terms between equations (13) and (14): in the first, the velocity is linear, while it is squared in the second. Indeed, we cannot reproduce our experimental sink process if we insert in Eq. (13) a squared velocity term. However, the difference can be justified by the fact that the sink velocities in our shaken-bed experiment are much smaller than those observed in the penetration experiments reported in [28] and [34].

Now we concentrate again in the interpretation of our experimental results. In order to understand the tilting dynamics, it is useful to note that, when applying Eq. (13) to a tilted cylinder, the values of both D and S change. The reason is that when we calculate the surface integral, the result will be proportional to the cylinder's immersed volume. As the cylinder tilts, the immersed surface increases more than in the case of sinking without tilting, so the drag force is bigger in the former case. Considering, for instance, the situation represented in the lower row of Fig. 3, when the cylinder sinks a distance Δh , the surface increases as the inverse of $\cos \theta$ (of course, other intruder geometries may follow different laws).

To test it, let us assume a simplified model: the increase factor of S and D is proportional to the characteristic size of the cross section of the cylinder projected

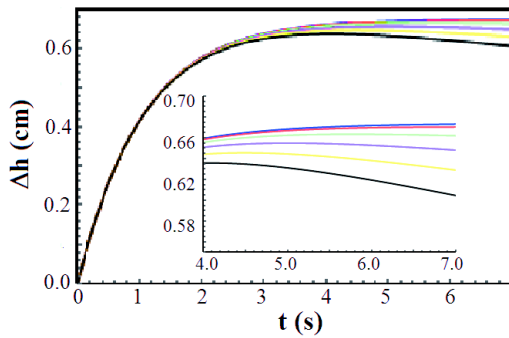


FIG. 10. (color online) Time dependence of sinking depth as calculated solving numerically Eq. (13) considering the variation of S and D provoked by tilting (see text). Upper curve is for $\theta_{max} = 0$ while the lower one is for $\theta_{max} = \pi/3$. Between them, θ_{max} varies in steps of $\pi/15$. The inset shows the last three seconds.

on the horizontal plane, i.e., it is proportional to the inverse of $\cos \theta$. Then, instead of D and S , we will solve Eq. (13) using $D/\cos \theta(t)$ and $S/\cos \theta(t)$, where $\theta(t)$ is a function that grows from zero to the maximum angle θ_{max} reached by the cylinder, mimicking Fig. 6(c).

The consequences can be seen in Fig. 10. While in the beginning the sinking process in all situations occurs with the same dynamics, as the cylinder approaches the final angle, the behavior changes, been the final depth larger for the situations corresponding to low tilting.

The upper curve, calculated for $\theta = 0$ coincides with the upper curve in the inset of Fig. 9 (calculated for $p = 0$). Subsequent curves are calculated for values of θ_{max} varying in steps of $\pi/15$, the lowermost curve corresponds to $\theta_{max} = \pi/3$. As the inclination of the cylinder increases, both the buoyancy and the viscous drag do. The effect of these factors on the sinking process of Ring cylinders was already noted in Fig. 6(b): an immediate consequence is the decrease of the sinking depth (for a given Γ), compared with that of the No-ring ones, which can be easily observed in the experiments. In the inset it is possible to deduce that, for the larger angles, a small decrease in the depth is observed, suggesting the influence of a Brazil nuts like effect.

In spite of the simplifications assumed, it is worth noting that the basic differences between Fig. 7 (a) and (b) are reproduced by our model.

Finally, there is another element that was also not considered in our model: as the container shakes horizontally, it is equivalent to a horizontal drag that changes periodically its direction. According to [48], it creates an additional lift force, and also a dependence of the drag force with depth, which, of course, must influence the detailed penetration dynamics of the Ring cylinders.

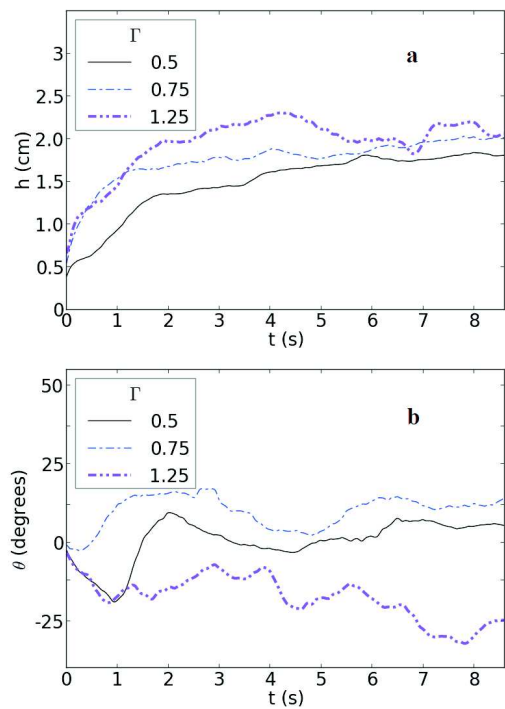


FIG. 11. (color online) Time dependence of sinking depth (a) and tilting angle (b) for a simulated quasi-2D No-ring cylinder.

Quasi-2D numerical simulations

In figure 11 we can see the behavior of the quasi-2D No-ring intruder for three different adimensional accelerations. The same accelerations have been applied to a medium containing the simulated Ring intruder, see Fig. 12.

Regarding the vertical sinking, we do not observe major changes between Ring and No-ring intruders. We can notice that they sink less than in the experiments, which may be related with the dimensionality of the simulation relative to the real experiment. Quasi-2D granular media allow less choices of readjustment than in 3D: they are easily jammed, which makes it more difficult for an object to sink. Moreover, the size ratio of the intruder over the particles is 15 times smaller in the simulations than in the experiments (experiments: $44\text{mm}/0.280\text{mm} = 150$; simulations: $40\text{mm}/4\text{mm} = 10$), which means that if one particle is stuck under the intruder during the simulations, it will slow down the intruder significantly more than if the particle were 15 times smaller. In addition, since the numerical intruder is made out of particles of the same size as the particles of the medium, it may be rougher than the experimental intruder.

For the tilting, we find that the presence of foundation at the bottom of the intruder causes a large tilting. Indeed, for the shaking with No-ring, the intruder tilting

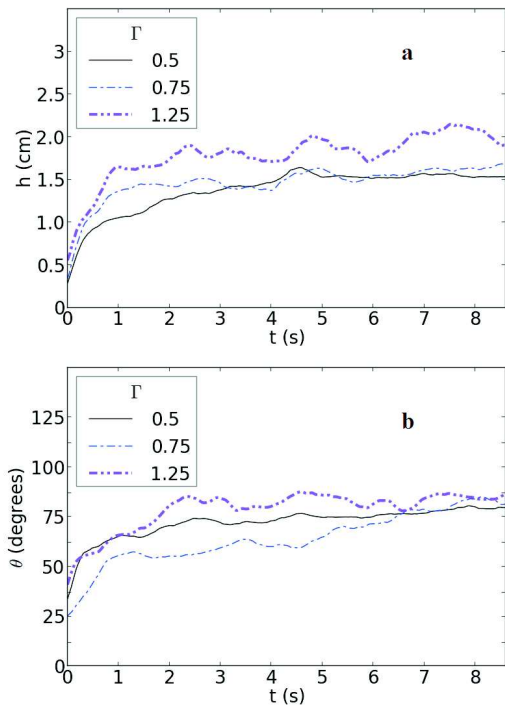


FIG. 12. (color online) Time dependence of sinking depth (a) and tilting angle (b) for a simulated quasi-2D Ring cylinder.

angle is a few tens of degrees, but during the shaking with ring, the intruder tilts fast, reaching an angle between 80 and 90° (see Fig. 5): the intruder almost ends up lying on one of its sides.

An interesting result of the simulations is seen in figure 11 (b): while for the smaller accelerations the tilting angle of the No-ring cylinders oscillate around 0°, for the adimensional acceleration $\Gamma = 1.25$ the No-ring cylinder reaches an angle of approximately 25°. It suggests that, for big enough accelerations, it is possible to tilt the cylinder, independently of the details of its foundation. Some preliminary experimental results obtained by us using higher frequencies of shaking (which gives higher adimensional accelerations) does confirm that finding.

Conclusions

In this paper, we have studied the behavior of cylindrical objects as they sink into a dry granular bed fluidized by horizontal oscillations, as a model system to understand the effects of earthquake-related fluidization of soils on human constructions and other objects like rocks.

We have found that, within a relatively large range of lateral shaking amplitudes at a frequency of 5 Hz, cylinders with flat bottoms sink vertically, while those with a “foundation” consisting in a shallow ring attached to their

bottom, tilt laterally besides vertically sink. The tilting is associated to the torque experienced by the cylinder when the ring at the bottom increases the friction with the laterally-accelerated granular bed.

We have been able to mimic the above described behaviors by quasi-2D numerical simulations. We have also reproduced the vertical sink dynamics of cylinders with a flat base using a Newtonian equation of motion for an object penetrating a fluidized layer of granular matter, where the granular effective density increases with depth, eventually reaching a solid phase. The same model allows to understand the sinking even in the present of tilting.

Finally, it is worth noting that preliminary experimental data and quasi-2D numerical simulations suggest that, when strong enough lateral shaking is applied, the tilting scenario tends to dominate regardless the nature of the intruder’s foundation.

ACKNOWLEDGEMENTS

We acknowledge support from Project 29942WL (Fonds de Solidarité Prioritaire France-Cuba), from the EU ITN FlowTrans, and from the Alsatian network REALISE. E. A. drew inspiration from the late M. Álvarez-Ponte.

-
- [1] J. D. Bray and J. P. Stewart “Damage patterns and foundation performance in Adapazari, in Kocalei, Turkey earthquake of August 17, 1999”. Reconnaissance Report, *Earthquake Spectra* **16** (Suppl. A), 163 (2000).
 - [2] R. B. Sancio, J. D. Bray, J. P. Stewart, T. L. You, H. T. Durgunoglu, A. Onalp, R. B. Seed, C. Christensen, M. B. Baturay and T. Karadayilar, *Soil Dyn. Earthquake Engng.* **22**, 1093 (2002).
 - [3] R. B. Sancio, J. D. Bray, T. Durgunoglu and A. Onalp. Proc. 13th Conference in Earthquake Engineering, Vancouver, B.C., Canada (August 1-6, 2004), Paper No. 935.
 - [4] N. N. Ambraseys, Engineering seismology, Special Issue—the 1987 Mallet-Milne lecture. *J. Earthq. Eng. Struct. Dyn.* **17**, 1 (1988).
 - [5] K. Vanneste, M. Meghraoui and T. Camelbeeck, *Tectonophysics* **309**, 57 (1999).
 - [6] National Research Council, “Liquefaction of Soils During Earthquakes”, (National Academy Press, Washington, DC, 1985).
 - [7] J. B. Berril and R. O. Davis, *Soils Found.* **25**, 106 (1985).
 - [8] E. Clément and J. Rajchenbach, *Europhys. Lett.* **16**, 133 (1991).
 - [9] C. Y. Wang and M. Manga, “Earthquakes and Water” (Springer, Berlin, Heidelberg, 2014).
 - [10] H. Jaeger, S. Nagel and R. Beringer, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 1259 (1996).
 - [11] T. Shinbrot and F. J. Muzzio, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4365 (1998).

- [12] E. Altshuler, O. Ramos, E. Martínez, A. J. Batista-Leyva, A. Rivera and K. E. Bassler, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 014501 (2003).
- [13] I. S. Aranson and L. S. Tsimring, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 641 (2006).
- [14] B. Andreotti, Y. Forterre and O. Pouliquen, “Granular matter: between fluid and solid” (Cambridge University Press, Cambridge, 2013).
- [15] E. Altshuler, R. Toussaint, E. Martínez, O. Sotolongo-Costa, J. Schmittbuhl and K. J. Måløy, *Phys. Rev. E* **77**, 031305 (2008).
- [16] J. F. Boudet, Y. Amarouchene, B. Bonnier and H. Kellay, *Journal of Fluid Mechanics*, **572**, 413 (2007).
- [17] J. L. Vinningland, Ø. Johnsen, E. G. Flekkøy, R. Toussaint and K. J. Måløy, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 048001 (2007).
- [18] Ø. Johnsen, R. Toussaint, K. J. Måløy and E. G. Flekkøy, *Phys. Rev. E* **74**, 011301 (2006).
- [19] Ø. Johnsen, C. Chevalier, A. Lindner, R. Toussaint, E. Clément, K. J. Måløy, E. G. Flekkøy and J. Schmittbuhl, *Phys. Rev. E* **78**, 051302 (2008).
- [20] M. J. Niebling, E. G. Flekkøy, K. J. Måløy and R. Toussaint, *Phys. Rev. E* **82**, 051302 (2010).
- [21] M. J. Niebling, E. G. Flekkøy, K. J. Måløy and R. Toussaint, *Phys. Rev. E* **82**, 011301 (2010).
- [22] M. J. Niebling, R. Toussaint, E. G. Flekkøy and K. J. Måløy, *Phys. Rev. E* **86**, 061315 (2012).
- [23] S. Turkaya, R. Toussaint, F. K. Eriksen, M. Zecevic, G. Daniel, E. G. Flekkøy and K. J. Måløy, *Frontiers in Physics* **3**, 70 (2015).
- [24] J. S. Uehara, M. A. Ambroso, R. P. Ojha and D. J. Durian, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 194301 (2003).
- [25] J. F. Boudet, Y. Amarouchene and H. Kellay, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 158001 (2006).
- [26] H. Katsuragi and D. Durian, *Nat. Phys.* **3**, 420 (2007).
- [27] D. I. Goldman and P. Umbanhowar, *Phys. Rev. E* **77**, 021308 (2008).
- [28] F. Pacheco-Vázquez, G. A. Caballero-Robledo, J. M. Solano-Altamirano, E. Altshuler, A. J. Batista-Leyva and J. C. Ruiz-Suárez, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 218001 (2011).
- [29] L. Kondic, X. Fang, W. Losert, C. S. O’Hern and R. P. Behringer, *Phys. Rev. E* **85**, 011305 (2012).
- [30] H. Torres, A. González, G. Sánchez-Colina, J. C. Drake and E. Altshuler, *Rev. Cub. Fis.* **29**, 1E45 (2012).
- [31] A. H. Clark and R. P. Behringer, *Europhys. Lett.* **101**, 4001 (2013).
- [32] J. C. Ruiz-Suárez, *Rep. Prog. Phys.* **76**, 066601 (2013).
- [33] T. A. Brzinski III, P. Mayor and D. J. Durian, arXiv: 1307.4638 [cond-mat.soft] (2013).
- [34] E. Altshuler, H. Torres, A. González-Pita, G. Sánchez-Colina, C. Pérez-Penichet, S. Waitukaitis and R. C. Hidalgo, *Geophys. Res. Lett.* **41**, 3032 (2014).
- [35] R. Harich, T. Darnige, E. Kolb and E. Clément, *Europhys. Lett.* **96**, 54003 (2011).
- [36] E. Kolb, J. Cviklinski, J. Lanuza, P. Claudin and E. Clément, *Phys. Rev. E* **69**, 031306 (2004).
- [37] S. Joubaud, T. Homan, Y. Gasteuil, D. Lohse and D. van der Meer, *Phys. Rev. E* **90**, 060201(R) (2014).
- [38] G. Metcalfe, S. G. K. Tennakoon, L. Kondic, D. G. Schaeffer and R. P. Behringer, *Phys. Rev. E* **65**, 031302 (2002).
- [39] Ch. A. Kruelle, *Rev. Adv. Mater. Sci.* **20**, 113 (2009).
- [40] S. G. K. Tennakoon, L. Kondic, R. P. Behringer, *Europhys. Lett.* **45(4)**, 470 (1999).
- [41] H. Liu and R. Dobry, *J. Geotechnical and Geoenvironmental Engng.* **123**, 557 (1997).
- [42] G. Sánchez-Colina, L. Alonso-Llanes, E. Martínez, A. J. Batista-Leyva, C. Clément, C. Flidner, R. Toussaint and E. Altshuler *Rev. Sci. Inst.* **85**, 126101 (2014).
- [43] P. A. Cundall and O. D. Strack. A discrete numerical model for granular assemblies. *Geotechnique, Ice Virtual Library*, **29**, 47 (1979).
- [44] S. Perez, E. Aharonov and R. Toussaint, *Phys. Rev. E* **93**, 042902 (2016).
- [45] R. Toussaint, C. Clément, C. Flidner, M. Stojanova, E. Aharonov, G. Sanchez-Colina, E. Altshuler, A. J. Batista-Leyva and E. G. Flekkøy, *Geophysical Research Abstracts* **16** EGU2014, 12539, (2014).
- [46] J. R. de Bruyn and A. M. Walsh, *Can. J. Phys.* **82**, 439 (2004).
- [47] M. Hou, Z. Peng, R. Liu, Y. Wu, Y. Tian, K. Lu and C. K. Chan, *Sci. Tech. Adv. Mat.* **6**, 855 (2005).
- [48] X. Zhang, D. Sheng, G. P. Kouretzis, K. Krabbenhoft and S. W. Sloan, *Phys. Rev. E* **91**, 022204 (2015).

4.4 Application de nos travaux à du sable

Jusqu'à présent nous avons présenté des expériences et des simulations réalisées avec des grains de densité 1.05 kg dm^{-3} . L'utilisation de particules si légères a permis d'élargir la fenêtre d'accélération où le phénomène de liquéfaction est attendu. En effet, notre modèle analytique prévoit qu'avec une telle densité de particules, le comportement **de liquéfaction hétérogène** peut avoir lieu pour Γ compris entre 0.047μ et μ . On peut maintenant passer à l'étude d'un milieu granulaire plus proche de la réalité. Dans ce qui suit, on confronte notre modèle analytique avec le cas d'un véritable sable régulièrement liquéfié naturellement, issu du port d'Oran, et d'un milieu granulaire numérique où les particules ont une densité de 2.6 kg dm^{-3} . Le comportement **de liquéfaction hétérogène** est alors attendu pour Γ compris entre 0.6μ et μ .

4.4.1 Expériences dans du sable sec et saturé

Avec le même protocole expérimental que celui décrit à la section 3.1, nous avons réalisé des expériences de liquéfaction avec un sable venant du port d'Oran. Les caractéristiques de ce sable sont les suivantes [76] :

- Densité moyenne des grains : 2.66 kg dm^{-3}
- Porosité : entre 0.41 et 0.5
- Coefficient de friction du matériel : 0.6

Ce sable a la particularité d'avoir une porosité élevées, donc une densité effective légère comprise entre 1.8 et 2.0. La différence principale entre ces nouvelles expériences et celles présentées dans la partie 3.1 est le matériel granulaire utilisé, un vrai sable à la place des sphères de Ugelstat. La mise en place du milieu est quelque peu différente également. On ne peut plus réutiliser deux fois de suite la même configuration de sol, que ce soit un milieu sec ou saturé. En effet au contraire des sphères de Ugelstat qui ont toutes la même densité, la même forme et quasiment la même taille (polydispersion de 1%), les grains qui composent le sable d'Oran sont polydisperses et non isodenses. Lorsque le sable est soumis à une vibration un effet de ségrégation intervient [42, 77] que l'on ne peut pas contrôler.

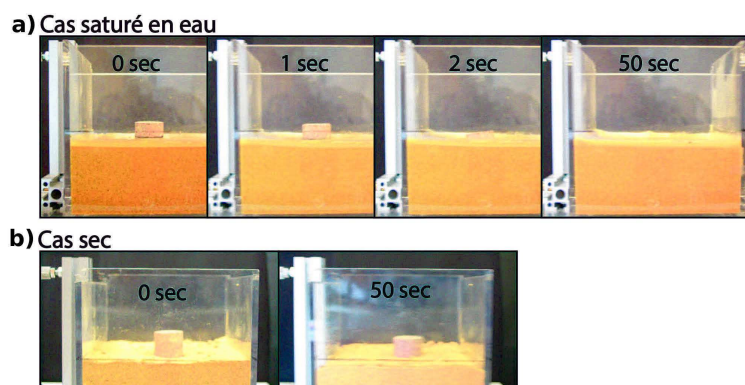


FIGURE 4.10 – Snapshots de deux expériences réalisées avec le sable d'Oran dans un cas a) saturé en eau et dans un cas b) sec. Les paramètres de secousse sont 10 Hz et 7 m s^{-2} .

Pour chaque expérience on recommence donc systématiquement le remplissage de la boîte expérimentale avec du sable qui a été préalablement séché et mélangé. L'intrus utilisé est un cylindre de granite de 25 mm de diamètre et 25 mm de haut. Les expériences retenues et présentées ici ont été réalisées par Mohammed Bousmaha, enseignant et doctorant de l'université d'Oran. À une secousse de fréquence 10Hz et d'accélération 7 ms^{-2} on retrouve l'observation présentée dans l'introduction : un intrus de densité égale à la densité des grains s'enfonce jusque sous la surface du milieu granulaire dans un sable saturé en eau, figure 4.10 a), mais ne s'enfonce quasiment pas dans un sable sec, figure 4.10 b). Ainsi la seule présence de l'eau a permis de liquéfier le milieu et l'enfoncement de l'intrus. Encore une fois nous sommes en conditions drainées avec une interface eau/air libre à la surface. La pression hydrodynamique n'a donc pas le temps d'augmenter car l'eau contenue dans les pores peut s'écouler vers le haut. Un calcul détaillé dans la partie méthode de notre article 'Shake and sink : liquefaction without pressurization' [56] montre que le milieu est en conditions drainées. La force qui diffère entre les cas secs et saturés est la force d'Archimède, s'appliquant seulement dans les cas saturés. Comme on le décrit dans l'introduction de notre modèle, c'est la présence de cette force qui est responsable de l'enfoncement de l'intrus.

Pour étudier le phénomène dans du sable sec, nous avons effectué des expériences systématiques en variant la fréquence et l'amplitudes des secousses. Un diagramme de phases est présenté sur la figure 4.11. Nous avons rencontré trois comportements, le cas **rigide**, le cas **de liquéfaction**

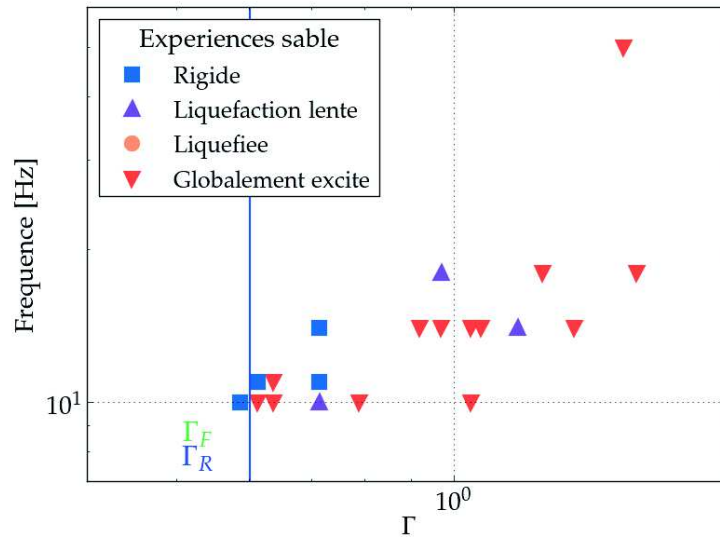


FIGURE 4.11 – Diagramme de phases des expériences réalisées avec le sable d'Oran sec.

hétérogène et le cas **de liquéfaction globalement excitée**. Dans les cas rigides on n'observe ni déformation du sable ni enfoncement de l'intrus, par contre on note systématiquement un tassement du sable. Dans les cas **de liquéfaction globalement excitée** l'intrus à la surface du milieu bouge sans arrêt en restant globalement à la surface, il ne trouve pas de position d'équilibre, voir les snapshots figure 4.12. Dans les cas **de liquéfaction hétérogène** l'intrus

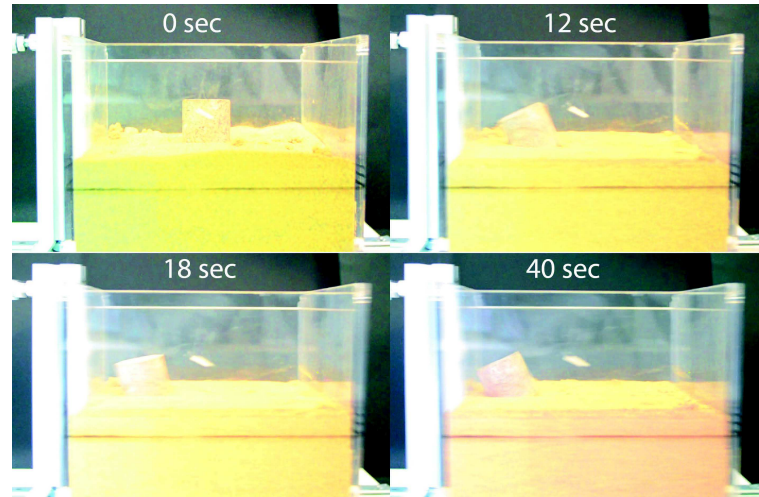


FIGURE 4.12 – Quatre snapshots d'un cas **de liquéfaction globalement excitée** dans les expériences réalisées avec le sable d'Oran. Les paramètres de secousse sont 10 Hz et 10.25 m s^{-2} .

s'enfonce progressivement dans le milieu. Contrairement aux expériences réalisées dans du sable saturés en eau (figure 4.10a)), le comportement **de liquéfaction hétérogène** est assez rare dans le cas sec, on en reporte seulement trois dans le diagramme de phases figure 4.11.

Ces cas sont marqués par le symbole 'liquéfaction lente' car l'enfoncement de l'intrus est lent comparé à l'enfoncement observé dans le sable saturé en eau. Bien que le cylindre s'enfonce dans le cas **de liquéfaction hétérogène**, il reste toujours visible en haut du milieu et ne se rapproche pas d'un équilibre isostatique qui le placerait juste sous la surface, en considérant que lui et les grains ont la même densité. Ainsi se sont majoritairement les cas **rigide** et **de liquéfaction globalement excitée** que l'on rencontre dans le sable sec. Ceci est tout à fait cohérent avec le modèle analytique de la section 2.1 qui prévoit que dans les cas secs (si la densité du fluide est négligeable), les limites Γ_R et Γ_F sont égales entre elles et égales à μ . La fenêtre d'accélération où on attend le comportement de liquéfaction tel qu'on le décrit dans le modèle analytique disparaît. Avec l'augmentation de l'accélération imposée, le milieu est donc supposé passer directement du régime **rigide** au régime **de liquéfaction globalement excitée**, et c'est bien ce que l'on observe.

4.4.2 Simulations numériques dans du sable numérique saturé

Pour étudier plus en détail la liquéfaction des milieux denses comme du sable, nous avons mis à contribution notre programme de simulations une nouvelle fois. La densité des grains est fixée à 2.6 kg dm^{-3} ce qui correspond à une densité classique de grains de sable. En saturant le milieu par un fluide de densité 1.0 kg dm^{-3} , on obtient un milieu granulaire de densité effective 2.3 kg dm^{-3} . La liquéfaction de ces milieux granulaires numérique est encore caractérisée par l'enfoncement d'un objet, l'intrus, initialement posé à la surface. On fixe la densité de l'intrus à 1.8 kg dm^{-3} ce

qui permet de calculer une position isostatique. On garde un coefficient de friction inter-particule de $\mu = 0.6$, ce qui nous donne un coefficient de friction global de $\mu = 0.3$ [78]. On construit le milieu granulaire de la même façon qu'avec les particules légères, selon le protocole détaillé à la section 3.2.3. On applique enfin une oscillation horizontale contrôlée. On remarque tout d'abord que l'on retrouve bien les trois comportements, **rigide**, **de liquéfaction hétérogène** et **de liquéfaction globalement excitée**, comme dans les milieux composés de grains légers, figure 4.13. On se examine où se situent ces cas par rapport aux seuils théoriques d'accélération.

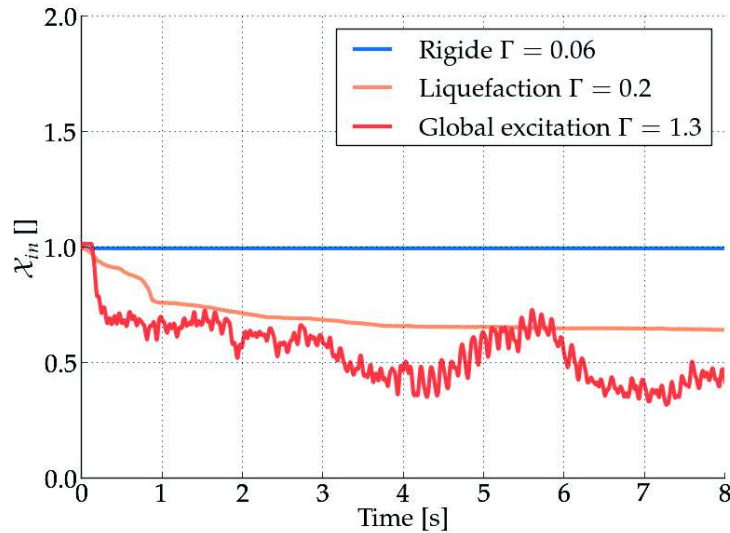


FIGURE 4.13 – Évolution de la variable \mathcal{X}_{in} pour des simulations réalisées avec des grains de densité 2.6 kg dm^{-3} . On retrouve les trois comportements **rigide** (en bleu) **de liquéfaction hétérogène** (en jaune) et **de liquéfaction globalement excitée** (en rouge).

On calcule les seuils relatifs à ce nouveau milieu, $\Gamma_{R.sable} = 0.18$ et $\Gamma_{F.sable} = 0.3$. On observe un comportement **rigide** pour $\Gamma = 0.06$, figure 4.13 en bleu, ce qui est bien une accélération inférieure au seuil de liquéfaction $\Gamma_{R.sable}$. Le comportement **de liquéfaction hétérogène** se trouve à $\Gamma = 0.2$ ce qui est bien entre $\Gamma_{R.sable}$ et $\Gamma_{F.sable}$, figure 4.13 en jaune. Enfin le cas **de liquéfaction globalement excitée** est observé sur la figure 4.13 en rouge pour un Γ de $1.3 > \Gamma_{F.sable}$. Sur la figure 4.14 on peut voir l'état initial du milieu, figure a), ainsi que l'état final pour le cas **de liquéfaction hétérogène** à $\Gamma = 0.2$, figure b), et l'état final du cas **de liquéfaction globalement excitée** à $\Gamma = 1.3$, figure c).

Nous avons réalisé des simulations à plusieurs fréquences et amplitudes de manière à construire un diagramme de phases. Le résultat est présenté sur la figure 4.15. Tout comme avec les particules légères, on observe que la limite théorique entre le comportement **rigide** et le comportement **de liquéfaction hétérogène** est très bien représentée par les simulations. La limite entre le comportement **de liquéfaction hétérogène** et le comportement **de liquéfaction globalement excitée** est quant à elle un peu moins bien représentée. On observe en effet le comportement **de liquéfaction hétérogène** jusqu'à $\Gamma = 0.6$.

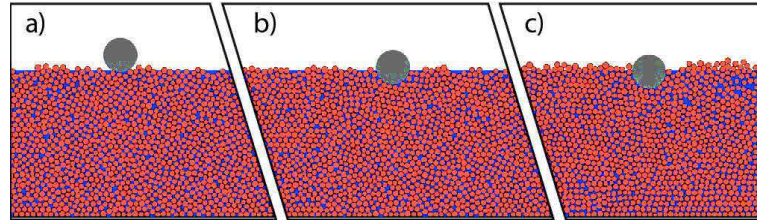


FIGURE 4.14 – a) Etat initial d’une simulation réalisée avec des grains de densité 2.6 kg dm^{-3} . b) et c) Etat final de simulations réalisées avec des grains de densité 2.6 kg dm^{-3} . b) accélération de $\Gamma = 0.2$ correspondant à un cas de **liquéfaction hétérogène**. c) accélération de $\Gamma = 1.3$ correspondant à un cas de **liquéfaction globalement excitée**.

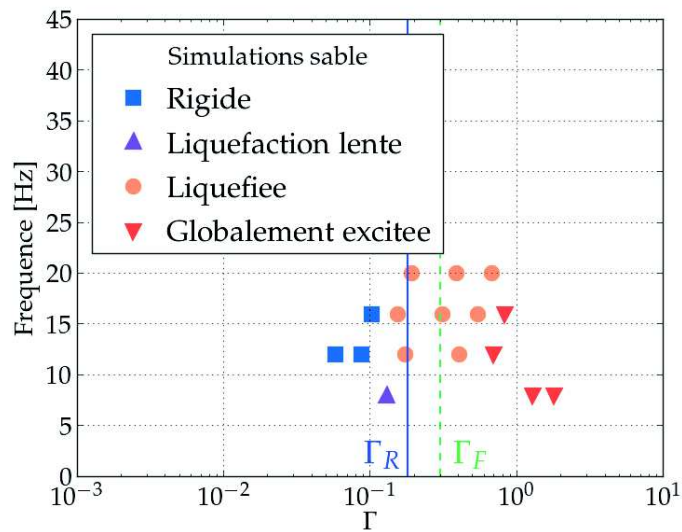


FIGURE 4.15 – Diagramme de phases pour des simulations réalisées avec des particules de densité 2.6 kg dm^{-3} .

Les expériences et simulations réalisées avec du sable sont donc en accord avec les prévisions de notre modèle. La liquéfaction des milieux apparaît pour des accélérations proches de $\Gamma_{R,\text{sable}}$. Il semblerait cependant que les intrus ne s’enfoncent pas jusqu’à leur position isostatique, voir la figure 4.13. Ainsi les milieux de particules denses saturé d’eau ne se liquéfierait pas comme les milieux de particules peu denses et conserveraient une certaine résistance au cisaillement. Au nouvel état d’équilibre atteint par l’intrus dans le milieu liquéfié, une part non négligeable du poids de l’intrus est encore soutenue par les contacts entre les grains. Le coefficient de friction du matériel n’est pas la cause de cet état de fait car il est le même pour toutes les simulations présentées dans ces résultats, avec les particules denses et les particules peu denses. Ces résultats témoignent de la contribution des forces de friction qui ne s’annule pas en moyenne dans le milieu granulaire qui s’oppose à la pénétration de l’intrus [79]. Dans [79], les auteurs montrent l’importance d’une telle force, indépendante de la vitesse de l’intrus et dépendante de sa profondeur. En insufflant

un flux d'air vertical montant dans leur milieu granulaire, les auteurs observent que cette force est diminuée. Quand le débit d'air se rapproche de la pression nécessaire pour contrebalancer la pression hydrostatique dans le milieu, la profondeur à laquelle leur intrus est stoppé semble augmenter sans limite. Dans nos travaux des sections précédentes, le fait d'utiliser un matériel granulaire de densité seulement 5% plus grande que l'eau semble avoir le même effet qualitatif sur cette force qu'envoyer un flux d'air par le bas qui contrebalance la pression hydrostatique, nos particules sédimentent dans l'eau mais sont très faiblement maintenues par la gravité.

Chapitre 5

Conclusions et Perspectives

5.1 Perspectives

Nous avons réalisé de nombreuses simulations, expériences et interprétations théoriques qui ne sont pas montrées dans ce manuscrit car soit ils ne faisaient pas partie des résultats principaux, ou bien ils ont simplement servi à développer nos modèles. Néanmoins il nous paraît intéressant de présenter ici une partie de ces recherches inachevées qui pourrait servir de base pour continuer ce travail. On présente tout d'abord l'application de notre modèle aux sables mouvants, l'application à un séisme réel de durée finie et la liquéfaction des sols sous d'autres champs gravitationnels qui sont des pistes d'extension de ces travaux. On discute ensuite de plusieurs volets de notre sujet que nous n'avons pas ou très peu étudié, il s'agit de simulations numériques de milieux granulaires en 3 dimensions, de la viscosité du fluide interstitiel qui est une réalité que nous n'avons pas modélisée, et de l'application de notre modèle aux coulées pyroclastiques.

5.1.1 Application aux sables mouvants

Notre travail peut être adapté à l'étude des sables mouvants. Les sables mouvants sont une manifestation de liquéfaction de sols déclenchés par un élément perturbateur à la surface du sol. C'est la présence même de cet élément qui applique une contrainte sur le sol avec des oscillations, liées au mouvement autonome de l'intrus, qui déclenche la liquéfaction du sable mouvant. Les sols sujets à cet effet sont généralement composé de sables, d'argile et d'eau salée. La viscosité de ces sols augmente pendant le temps où ils sont au repos, et diminue rapidement de plusieurs ordre de grandeurs lorsqu'on applique une contrainte dessus, ce qui permet aux objets à la surface de s'enfoncer [14, 15, 80]. C'est un phénomène de thixotropie.

On peut appliquer notre étude aux sables mouvants qui sont saturés en eau, comme ceux de la baie du Mont St Michel, France, [15, 81] qui est un exemple récurrent de site comptant des sables

mouvants. Dans les expériences présentées par Asmae Khaldoun et al. [14], le matériel granulaire adopte un phénomène de sable mouvant pour une accélération supérieure à 3.16 m s^{-2} , ce qui correspond à $\Gamma = 0.32$. Calculons à présent le seuil de liquéfaction $\Gamma_{\text{R.sable.mouvant}}$ nécessaire à la liquéfaction de leur milieu, avec la relation que nous avons démontré tout au long de cette thèse. Le sable utilisé dans ces expériences est composé à 90% de grains de quartz et à 10% d'argile bentonite (montmorillonite). La masse volumique des grains est donc de 2.7 [14]. La teneur en eau de ce matériau est de 50%. Pour calculer $\Gamma_{\text{R.sable.mouvant}}$ on a besoin de connaître le coefficient de friction du matériau. On se base pour cela sur une référence [67] qui compare quatre études expérimentales qui ont pour objet de mesurer le coefficient de friction des mélanges quartz-montmorillonite. A la figure 4a) de la référence [14], on trouve $\mu = 0.6$, ce qui nous donne $\Gamma_{\text{R.sable.mouvant}} = \mu \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_s} = 0.37$. Cette valeur est relativement proche de la limite que Asmae Khaldoun et ses collègues observent. Notre modèle permet donc d'expliquer la transition que les auteurs observent entre le comportement rigide du sable mouvant à fort coefficient de viscosité, et le comportement fluide du sable mouvant dont le coefficient de viscosité a chuté. Enfin on peut noter que comme dans notre étude, les objets qui s'enfoncent dans les sables mouvants s'arrêtent une fois leur position isostatique atteinte. C'est en tout cas ce que conclut Asmae Khaldoun et ses collègues quant à l'enfoncement d'un corps humain ou de billes de plomb [14].

5.1.2 Application à un séisme réel

Jusqu'à présent nous avons utilisé exclusivement des oscillations sinusoïdales comme excitation extérieure. Cela permet de savoir comment le système réagit pour chaque fréquence et chaque accélération. Lors d'un séisme, c'est un signal bien plus complexe qu'une simple oscillation qui anime le sol, contenant parfois des fréquences aussi faible que 10^{-3} Hz et aussi haute que 100 Hz . De plus, les secousses sismiques sont finies, heureusement. Dans nos expériences, un intrus de 4 cm de diamètre met entre 2 et 5 secondes pour atteindre 50% de sa descente dans les sphères de Ugelstad saturées, voir figures 2.4 et 2.9. Dans l'article [59], les cylindres de 4.4 cm de diamètre mettent entre 2 et 5 secondes pour atteindre leur position finale dans les sphères de Ugelstad sèches. Dans nos expériences réalisées dans le sable d'Oran saturé, les snapshots de la figure 4.10 montrent également que le cylindre de 25 mm de diamètre parcourt la moitié de sa descente en quelques secondes. Pour s'introduire dans les milieux, les intrus doivent déplacer un nombre de grains au moins égal au nombre de grains que contient leur volume qui s'enfonce. On ne connaît pas la loi d'échelle qui donne le temps nécessaire à l'enfoncement en fonction du nombre de grains à déplacer, mais c'est certainement une fonction croissante. Par exemple, un bâtiment de 100 m^2 de surface doit déplacer 10^5 fois le volume de notre intrus sphérique pour s'enfoncer de 10 cm. Dans ces conditions, les infrastructures à taille humaine nécessitent plusieurs minutes de secousses pour s'enfoncer jusqu'à une position finale dans un sol liquéfié. Or le passage des ondes sismiques qui provoque une accélération dangereuse du point de vue des infrastructures durent typiquement entre quelques dizaine de secondes pour les petits séismes et 2 ou 3 minutes pour

les très gros séismes. Ainsi il est probable que les bâtiments qui s'enfoncent dans les sols liquéfiés n'aient pas le temps d'atteindre leur position finale, leur descente est interrompue par l'arrêt des secousses.

Si la position finale est bien dictée par l'isostasie, comme on le montre à l'échelle de nos simulations numériques et expériences, quelle serait cette position pour un bâtiment classique? Comme on le détaille dans [56], un bâtiment en béton de 6 étages, haut de 21 m, a une densité moyenne de 0.39 kg dm^{-3} en prenant en compte le volume des vides. Pour un sol de densité effective 2.7 kg dm^{-3} , la hauteur immergée isostatique est de 3 m environ. Il faut prendre en compte qu'un tel bâtiment a généralement des fondations allant jusqu'à 1 mètre de profondeur dans le cas de fondations superficielles. Ainsi un enfoncement qui se prolongerait jusqu'à sa hauteur isostatique ferait descendre ce bâtiment de 2 m. Pour un bâtiment deux fois moins haut, la hauteur immergée isostatique est de 1.5 m environ, ce qui donne un enfoncement de 50 cm en considérant la présence des fondations. Bien qu'un peu plus importante que les observations faites sur le terrain [25, 36, 82], nos valeurs ont le bon ordre de grandeur et sont cohérentes avec notre hypothèse que les bâtiments n'ont en réalité pas le temps d'atteindre leur position isostatique.

5.1.3 Différents champs gravitationnels

Notre modèle analytique explique que la liquéfaction des sols saturé en eau est le reflet d'une compétition entre l'attraction gravitationnelle et les forces d'Archimède. Il nous a donc paru intéressant d'étudier le phénomène sous d'autres champs gravitationnels. La problématique de sédimentation d'objet dans un milieu granulaire soumis à des champs gravitationnels extra-terrestre a été initié par Ernesto Altshuler et ses collègues [83].

Nous avons mené une étude préliminaire avec des simulations numériques de liquéfaction dans le champ gravitationnel lunaire, $g = 1.622 \text{ ms}^{-2}$. Les résultats sont présentés sur la figure 5.1 sous la forme d'un diagramme de phases. Les trois comportements **rigide**, **de liquéfaction hétérogène** et **de liquéfaction globalement excitée** sont retrouvés dans le diagramme. On a également tracé les seuils Γ_R et Γ_F , on voit qu'ils délimitent relativement bien l'espace des trois comportements. Notre normalisation de l'accélération de la boîte par l'accélération gravitationnelle g dans les diagrammes de phases est donc une bonne normalisation. Les paramètres des simulations sont les mêmes que dans les cas présentés dans la section 3.2.7, seul la valeur de l'accélération gravitationnelle est différente. Le milieu granulaire est saturé en eau. Sur la figure 5.2 on a représenté la variable \mathcal{X}_{in} pour plusieurs simulations réalisées à des fréquences et amplitudes différentes. Sur le graphique du haut on représente la descente de l'intrus en fonction du temps, tandis que sur le graphique du bas on représente la descente de l'intrus en fonction du temps multiplié par la vitesse des secousses. Cette représentation a déjà été utilisée dans la figure 2.7. Sur le graphique du bas on voit que après quelques oscillations, le rapprochement de l'intrus vers sa position finale suit la même courbe pour toutes les simulations. Comme on l'a montré

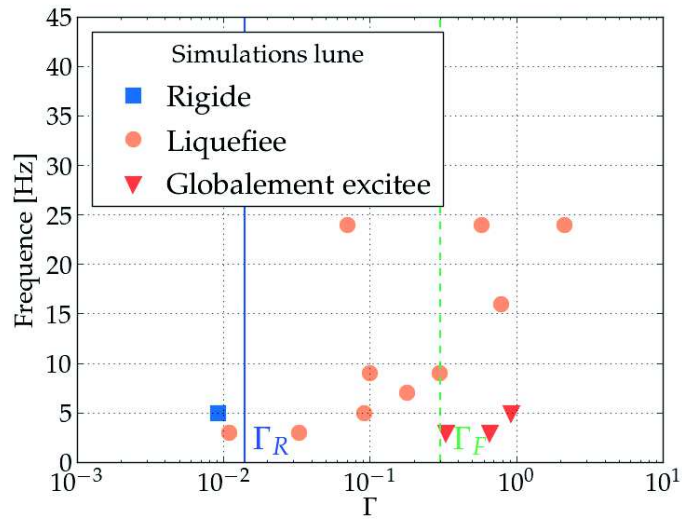


FIGURE 5.1 – Diagramme de phases pour les simulations réalisées avec une accélération gravitationnelle correspondant au cas de notre lune.

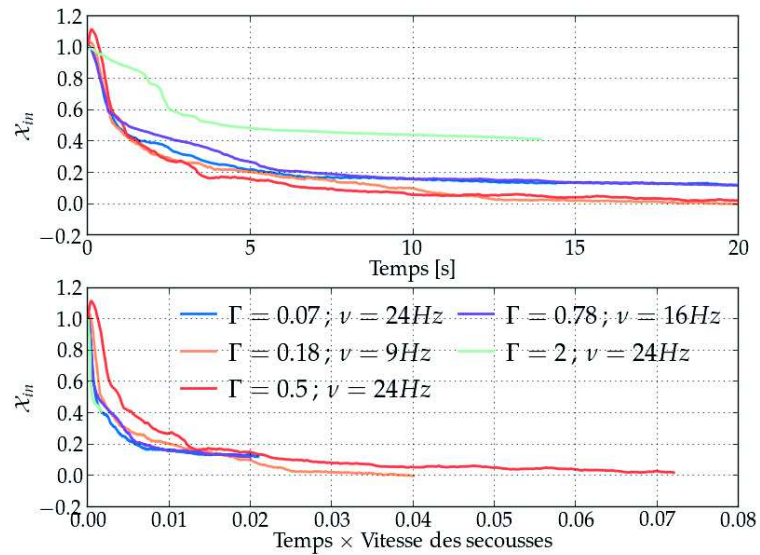


FIGURE 5.2 – Évolution de \mathcal{X}_{in} pour plusieurs simulations réalisées avec une accélération gravitationnelle correspondant au cas de notre lune, à différentes fréquences et amplitudes. Sur la figure supérieure \mathcal{X}_{in} est représenté en fonction du temps. Sur la figure inférieure l'axe des abscisses est multiplié par la vitesse pic de l'excitation extérieure.

dans la partie la vitesse avec laquelle l'intrus se rapproche de sa position finale est donc fonction de la vitesse pic des secousses. La figure 2.7 nous permet également de constater que l'intrus finit sa course à sa position isostatique, comme avec l'accélération gravitationnelle terrestre, alors que g a été divisé par 6. Cette observation correspond à un des principaux résultats montrés dans [83].

Enfin, comme on l'explique dans la section précédente 5.1.5, une pression dans le fluide interstitielle peut s'apparenter à une variation significative de l'accélération gravitationnelle, il serait donc intéressant de comparer des simulations de liquéfaction en champs gravitationnel réduit avec des simulations où on impose une pression de fluide à la base inférieure du milieu.

5.1.4 Simulations numériques en 3D

Le programme informatique que nous avons créé pour ce travail simule le mouvement de particules dans un environnement en deux dimensions. C'est le cas pour bien des études. Il existe cependant des outils numériques pour simuler le comportement des milieux granulaires dans les trois dimensions de l'espace. Nous avons initialisé l'adaptation à notre problématique du programme numérique open-source ESyS-Particle (<https://launchpad.net/esys-particle/>). Ce programme est basé sur la méthode des éléments discrets (DEM) et permet l'utilisation de plusieurs millions de particules lorsqu'il est utilisé en calcul parallèle. Nous avons implémenté une force d'Archimède sur les particules et laissons le reste du travail comme perspective pour une autre étude. Il serait intéressant de simuler le comportement d'un milieu granulaire en 3 dimensions soumis à une oscillation horizontale. On s'attend à ce qu'un intrus sphérique posé à la surface s'enfonce dans le milieu comme lors de nos expériences et simulations. Comme le milieu granulaire a beaucoup plus de choix pour se réarranger en 3 dimensions on observerait peut être des différences avec les simulations en 2 dimensions. Un autre paramètre qui change lors du passage en 3 dimensions est l'augmentation de la porosité, ce qui réduit la densité effective du milieu granulaire et peut conduire à des résultats différents de ceux que l'on a obtenu en 2 dimensions.

5.1.5 La mobilité du fluide

Implémenter la mobilité du fluide dans notre programme est une perspective vraiment importante étant donné que le modèle conventionnel de liquéfaction du sol fait intervenir la pression hydrodynamique du fluide. En donnant au fluide une viscosité et en modélisant son mouvement entre les particules [6, 8, 9], on pourrait avoir accès au gradient de pression dans le milieu et au champ de vitesse du fluide. Ces informations nous permettraient tout d'abord de vérifier à l'échelle microscopique que la situation de liquéfaction que l'on a exploré a bien lieu dans des conditions drainées. Pour l'instant on fonde notre preuve que notre milieu est drainé sur un calcul

détaillé dans la partie méthode de notre article [56] ainsi que sur la présence de la surface libre entre l'air et l'eau.

Une fois qu'on observe que notre milieu granulaire est drainé, le gradient de pression et le champ de vitesse du fluide nous permettraient de quantifier quelle part de liquéfaction est due à la force d'Archimède et quelle part est due à la surpression de pores. Si on montre que la surpression de pores est faible, on apporterait du crédit à notre modèle de liquéfaction. Dans tous les cas on améliorerait notre compréhension du phénomène.

On pourrait enfin imposer une pression de fluide à la base inférieure du milieu puis appliquer les secousses horizontales. Dans notre article [56] on prédit qu'une telle pression va réduire l'accélération seuil Γ_R nécessaire au déclenchement de liquéfaction. Cette estimation mérite d'être étudiée plus en détail et pourrait fournir des explications quant aux cas de liquéfaction en champs lointain où la densité d'énergie libérée par les séismes est trop faible pour expliquer à elle seule la liquéfaction des sols.

En plus de la problématique de liquéfaction en champ lointain expliquée ici, le programme numérique pourrait être appliqué à l'étude des sables mouvants sec. En effet des expériences de milieux granulaires destabilisés par un flux venant du dessous ont déjà été réalisées [5, 38], notamment par Detlef Lohse et ses collègues, qui ont créé une variété de sable mouvant sec. Si on adapte notre programme pour retrouver leurs résultats, on pourra étudier le mouvement des particules du milieu granulaire et apporter une nouvelle compréhension aux sables mouvants.

5.1.6 Les coulées pyroclastiques, glissements de terrain terrestres et sous-marins et transport en milieux poreux

Enfin, une perspective intéressante serait d'appliquer nos recherches aux coulées pyroclastiques [84–86] et au glissements de terrain terrestres [19] et sous-marins [20]. Ces deux phénomènes sont des situations d'écoulement qui sont contrôlées d'une part par la gravité et d'autre part par la rhéologie du matériel à l'intérieur des coulées. Ce sont des milieux granulaires généralement chargé en matière liquide et en gaz, ils constituent donc des milieux triphasiques. Ces coulées peuvent dévaler des pentes sur de très grandes distance qu'on explique parfois par la liquéfaction du milieu à l'intérieure. De façon plus générale, notre travail est relié au transport en milieux poreux [22], à la fluidisation de milieux granulaires et aux instabilités avec des fluides et des grains comme les avalanches [17, 87].

5.2 Conclusions

5.2.1 Conclusions quant au modèle analytique

Nous commençons cette conclusion avec un rappel de nos problématiques, pour le lecteur qui se serait perdu.

Dans cette thèse, nous avons étudié le phénomène de liquéfaction, provoqué par des secousses horizontales, dans des milieux drainés à saturations variables. Il existe un modèle conventionnel qui explique une partie des cas de liquéfaction. Ce modèle stipule que lorsque la densité d'énergie sismique dépasse un certain seuil et que le milieu granulaire est saturé et non-drainé, alors il peut se liquéfier.

Nous avons alors mené l'expérience suivante : on se munit d'un sable saturé en eau, sur lequel on dépose un objet. Le sable est dans des conditions drainées et on lui applique une oscillation horizontale. D'après le modèle conventionnel, ces conditions sont insuffisantes pour provoquer la perte de la résistance au cisaillement. Nous avons pourtant observé l'enfoncement de l'objet dans le sable, ce qui correspond à un comportement de liquéfaction. Cet enfoncement a lieu pour des conditions particulières d'oscillation. Nous avons ensuite mis au point notre propre modèle de liquéfaction pour tenter d'expliquer conjointement les cas de liquéfaction en milieu drainé ainsi que les cas de liquéfaction en deçà du seuil minimal d'énergie sismique donné par le modèle conventionnel.

Notre modèle est basé sur les équations de la physique newtonnienne. On considère qu'un sol liquéfié est caractérisé par l'enfoncement des structures plus denses déposées à sa surface. On calcule deux accélérations théoriques qui délimitent selon nous les milieux granulaires liquéfiés des milieux rigides et globalement excités, ces derniers se rapprochent des milieux fluidisés dans lesquels les particules sont animées d'un mouvement de convection et ne correspondent pas à la description courante de la liquéfaction sismique. Nous avons ensuite mené des expériences et des simulations numériques pour tester les limites de notre nouveau modèle. Pour discriminer les sols liquéfiés des sols non-liquéfiés, on place un objet à la surface des sols que l'on soumet à une oscillation horizontale de fréquence et amplitude contrôlées. Si l'objet s'enfonce on considère que le milieu n'est plus rigide et qu'on est en présence d'un sol liquéfié. Si l'accélération de l'objet dépasse un certain seuil, on considère qu'on est en présence d'un sol globalement excité.

Nous avons utilisé dans un premier temps des particules légères de densité 1050 kg dm^{-3} comme composant des milieux granulaires. On constate tout d'abord que le comportement liquéfié ne dépend que de l'accélération du milieu, et non indépendamment de la fréquence ou de l'amplitude, ce qui est en adéquation avec notre modèle. De nos expériences et simulations, il ressort également que le phénomène de liquéfaction intervient à partir de l'accélération seuil dictée par notre modèle

analytique. Notre modèle nous permet donc de prévoir avec précision pour quelles secousses les milieux granulaires, réels et numériques, vont se liquéfier. Dans un second temps nous avons répété les mêmes expériences et simulations avec un véritable sable, dont les grains ont une densité moyenne de 2600 kg dm^{-3} . Avec des expériences dans du sable sec, et avec des simulations dans du sable saturé en eau, on retrouve que le régime liquéfié intervient à partir de l'accélération donnée par le modèle analytique. Nous avons réalisé quelques expériences dans du sable saturé en eau qui laissent présager un résultat tout aussi positif. Il serait très intéressant de procéder à plus d'expériences dans du sable saturé en eau pour construire le diagramme de phases qui compléterait cette étude. De ces résultats, on peut conclure que la liquéfaction peut tout à fait avoir lieu en conditions drainée. Notre modèle explique bien les observations sur le terrain de liquéfaction en milieu drainé.

Nous avons également étudié la transition entre les régimes liquéfié et globalement excité. Cette transition est globalement bien représenté par les simulations numériques, et un peu moins bien par les expériences. D'après nos différents diagramme de phases, il est possible que contrairement à la transition rigide-liquéfié, la transition liquéfié-globalement excité dépende de l'accélération des secousses et de leur fréquence. On voit en effet que sur le tout premier diagramme de phases des simulations réalisées avec des particules de densité 1050 kg dm^{-3} et sur le diagramme de phases des simulations réalisées avec une attraction gravitationnelle lunaire, le comportement globalement excité est atteint à des accélérations plus faible si on se place à basse fréquence. Le setup expérimental utilisé n'est pas le plus adapté pour traquer le régime globalement excité, et on préconise d'utiliser le dispositif sensible développé par Gustavo Sanchez-Colina dans sa thèse [60, 83] pour obtenir de meilleurs résultats.

Un autre point qui ressort de notre modèle analytique est que dans les cas de liquéfaction, si la secousse dure dans le temps, les objets posés en surface s'enfoncent jusqu'à une position correspondant à un état isostatique dans un fluide de densité effective comprenant les grains et l'eau. Nos simulations et nos expériences illustrent parfaitement bien cette prévision : avec les particules légères, les intrus posés à la surface des milieux expérimentaux et numériques s'enfoncent jusqu'à l'isostasie ; les simulations dans le sable ne durent pas assez longtemps pour observer véritablement une convergence des intrus à leur position isostatique, mais les résultats préliminaires sont prometteurs. On peut donc tirer des conclusions quant à la profondeur maximale à laquelle un bâtiment peut s'enfoncer. Une construction en béton classique de six étages, soit 21m de haut, originalement enfoncé de 1 m dans le sol (fondations) doit s'enfoncer de 2 m pour atteindre sa position isostatique dans un sol typique. Une construction moitié moins haute en revanche doit s'enfoncer de 50 cm seulement.

Enfin, on a pu voir que l'étude de la micromécanique à l'intérieur des milieux granulaires numériques confirme la dynamique exposée dans le modèle analytique. Le comportement de liquéfaction est bien marqué par un réarrangement lointain des particules et un non-glissement entre l'intrus et les particules du milieu. Le comportement globalement excité est quant à lui caractérisé par

un glissement entre toutes les particules du milieu ainsi qu'un glissement de l'intrus avec les particules.

Une conclusion qui s'impose est que ce n'est pas en attachant le bâtiment au sol qu'on prévient son enfoncement en cas de liquéfaction. Cette conclusion est également démontrée par notre étude portant sur la forme des intrus et notamment sur la présence de fondation qui relie les intrus au sol initialement [59]. On montre en effet que dans le cas d'intrus cylindriques posés sur leur base la présence de fondations provoque une inclinaison importante, au delà de 50° , pour des accélérations assez grandes.

5.2.2 Conclusions quant à la dynamique de l'intrus

Nous sommes allés plus loin dans la compréhension du phénomène d'enfoncement d'objets dans un sol liquéfié.

Commençons par les résultats obtenus avec des particules légères de densité 1050 kg dm^{-3} . Pour des objets sphériques, nos travaux nous permettent de conclure que l'enfoncement se fait selon une loi exponentielle décroissante. Pour deux configurations initiales identiques, le temps de demie-vie est une fonction de la vitesse maximale des oscillations, il varie inversement par rapport à cette dernière. Pour des configurations différentes, nos calculs montrent une dépendance linéaire du temps de demi-vie avec la densité effective du milieu ρ_{eff} et avec un paramètre β qui dépend de la forme de l'objet. On relève également la présence de cas que l'on nomme liquéfaction lente qui ont lieu à la transition entre le régime rigide et le régime liquéfié. Dans ces cas, l'enfoncement de l'objet ne se fait pas selon une loi exponentielle décroissante, mais suit une descente logarithmique. Ce phénomène est relié aux problématiques de la dynamique des verres.

Avec le sable, une étude plus profonde mérite d'être réalisée sur la dynamique de pénétration de l'intrus. Il est certain que le temps nécessaire à l'enfoncement de l'intrus est allongé par rapport aux cas ayant lieu dans le milieu peu dense, ce qui est en accord avec les conclusions tirées dans le paragraphe précédent. Nos simulations ne sont donc pas assez longues pour discriminer correctement une décroissance exponentielle ou une décroissance logarithmique. On peut observer que le mouvement de l'intrus n'est pas aussi régulier que dans le cas peu dense. La descente se fait par palliers, c'est un comportement de stick-slip.

5.2.3 Élargissement à différentes saturations

Nous avons étudié le comportement de ces milieux pour différentes saturations, allant des milieux secs au milieux inondés. On peut conclure de ces travaux que l'enfoncement maximale de l'intrus a lieu quand le niveau d'eau affleure en haut du milieu granulaire. Ce résultat est en adéquation avec le modèle conventionnel selon lequel la liquéfaction a lieu principalement dans les sols saturé

en eau. Ce point permet de donner plus de crédit à notre modèle, car on retrouve le même résultat que le modèle conventionnel et que les observations sur le terrain.

Notre modèle apporte plus de détails quant-aux cas non totalement saturé. On calcule que si la nappe d'eau n'arrive pas jusqu'en surface, alors ce sont les couches plus profonde qui vont se liquéfier en premier. Nos simulations numériques nous ont permis de confirmer ce calcul, une étude plus en profondeur mérite tout de même d'être menée.

Références Bibliographiques

- [1] Jan Ludvig Vinningland, Øistein Johnsen, Eirik G Flekkøy, Renaud Toussaint, and Knut Jørgen Måløy. Experiments and simulations of a gravitational granular flow instability. *Physical Review E*, 76(5) :051306, 2007.
- [2] Jan Ludvig Vinningland, Øistein Johnsen, Eirik G Flekkøy, Renaud Toussaint, and Knut Jørgen Måløy. Granular rayleigh-taylor instability : Experiments and simulations. *Physical review letters*, 99(4) :048001, 2007.
- [3] Jan Ludvig Vinningland, Øistein Johnsen, Eirik G Flekkøy, Renaud Toussaint, and Knut Jørgen Måløy. Size invariance of the granular rayleigh-taylor instability. *Physical Review E*, 81(4) :041308, 2010.
- [4] DA Huerta, Victor Sosa, MC Vargas, and JC Ruiz-Suárez. Archimedes' principle in fluidized granular systems. *Physical Review E*, 72(3) :031307, 2005.
- [5] Detlef Lohse, Remco Rauhé, Raymond Bergmann, and Devaraj Van Der Meer. Granular physics : creating a dry variety of quicksand. *Nature*, 432(7018) :689–690, 2004.
- [6] Øistein Johnsen, Renaud Toussaint, Knut Jørgen Måløy, and Eirik Grude Flekkøy. Pattern formation during air injection into granular materials confined in a circular hele-shaw cell. *Physical Review E*, 74(1) :011301, 2006.
- [7] Semih Turkaya, Renaud Toussaint, Fredrik Kvalheim Eriksen, Megan Zecevic, Guillaume Daniel, Eirik Grude Flekkøy, and Knut Jørgen Måløy. Bridging aero-fracture evolution with the characteristics of the acoustic emissions in a porous medium. *Frontiers in Physics*, 3 : 70, 2015.
- [8] Michael J Niebling, Eirik G Flekkøy, Knut Jørgen Måløy, and Renaud Toussaint. Sedimentation instabilities : impact of the fluid compressibility and viscosity. *Physical Review E*, 82 (5) :051302, 2010.
- [9] Michael J Niebling, Eirik G Flekkøy, Knut Jørgen Måløy, and Renaud Toussaint. Mixing of a granular layer falling through a fluid. *Physical Review E*, 82(1) :011301, 2010.

- [10] Jon Alm Eriksen, Benjy Marks, Bjørnar Sandnes, and Renaud Toussaint. Bubbles breaking the wall : Two-dimensional stress and stability analysis. *Physical Review E*, 91(5) :052204, 2015.
- [11] Raphaël Poryles, Valérie Vidal, and Germán Varas. Bubbles trapped in a fluidized bed : Trajectories and contact area. *Physical Review E*, 93(3) :032904, 2016.
- [12] Germán Varas, Jean-Christophe Géminard, and Valérie Vidal. Air invasion in a granular layer immersed in a fluid : morphology and dynamics. *Granular Matter*, 15(6) :801–810, 2013.
- [13] Gabriel Ramos, Germán Varas, Jean-Christophe Géminard, and Valérie Vidal. Gas-induced fluidization of mobile liquid-saturated grains. *Physical Review E*, 92(6) :062210, 2015.
- [14] A Khaldoun, E Eiser, GH Wegdam, and Daniel Bonn. Rheology : Liquefaction of quicksand under stress. *Nature*, 437(7059) :635–635, 2005.
- [15] A Khaldoun, G Wegdam, E Eiser, and D Bonn. Quicksand ! *Europhysics News*, 37(4) :18–19, 2006.
- [16] ME Cates, JP Wittmer, J-P Bouchaud, and Ph Claudin. Jamming, force chains, and fragile matter. *Physical review letters*, 81(9) :1841, 1998.
- [17] L Goren and E Aharonov. Long runout landslides : the role of frictional heating and hydraulic diffusivity. *Geophysical research letters*, 34(7), 2007.
- [18] Liran Goren and Einat Aharonov. On the stability of landslides : a thermo-poro-elastic approach. *Earth and Planetary Science Letters*, 277(3) :365–372, 2009.
- [19] Stanislav Parez, Einat Aharonov, and Renaud Toussaint. Unsteady granular flows down an inclined plane. *Physical Review E*, 93(4) :042902, 2016.
- [20] C Cassar, M Nicolas, and O Pouliquen. Submarine granular flows down inclined planes. *Physics of Fluids (1994-present)*, 17(10) :103301, 2005.
- [21] Anne Mangeney. Geomorphology : Landslide boost from entrainment. *Nature Geoscience*, 4 :77–78, 2011.
- [22] L. Goren, R. Toussaint, E. Aharonov, D. W. Sparks, and E. Flekkøy. A general criterion for liquefaction in granular layers with heterogeneous pore pressure. In *Poromechanics V - Proceedings of the 5th Biot Conference on Poromechanics*, pages 415–424, 2013.
- [23] N Ambraseys and S Sarma. Liquefaction of soils induced by earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 59(2) :651–664, 1969.

- [24] Elizabeth A Hausler and Nicholas Sitar. Performance of soil improvement techniques in earthquakes. In *4th International Conference on Recent Advances in Geotechnical Earthquake Engineering and Soil Dynamics, San Diego, USA*, 2001.
- [25] Yu Huang and Miao Yu. Review of soil liquefaction characteristics during major earthquakes of the twenty-first century. *Natural hazards*, 65(3) :2375–2384, 2013.
- [26] TD O'Rourke and PA Lane. *Liquefaction hazards and their effects on buried pipelines*. National Center for Earthquake Engineering Research, 1989.
- [27] Raymond B Seed, K Onder Cetin, Robb ES Moss, Annie M Kammerer, Jiaer Wu, Juan M Pestana, Michael F Riemer, Rodolfo B Sancio, Jonathan D Bray, Robert E Kayen, et al. Recent advances in soil liquefaction engineering : a unified and consistent framework. In *Proceedings of the 26th Annual ASCE Los Angeles Geotechnical Spring Seminar : Long Beach, CA*, 2003.
- [28] Chi-Yuen Wang and Michael Manga. *Earthquakes and Water*, volume 114. Springer Verlag, 2010.
- [29] kazue Wakamatsu. recurrent liquefaction induced by the 2011 great east japan earthquake compared with the 1987 earthquake. *proceedings of the international symposium on engineering lessons learned from the 2011 great east japan earthquake*, 2012.
- [30] S Bhattacharya, M Hyodo, K Goda, T Tazoh, and CA Taylor. Liquefaction of soil in the tokyo bay area from the 2011 tohoku (japan) earthquake. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 31(11) :1618–1628, 2011.
- [31] Misko Cubrinovski, Jonathan D Bray, Merrick Taylor, Simona Giorgini, Brendon Bradley, Liam Wotherspoon, and Joshua Zupan. Soil liquefaction effects in the central business district during the february 2011 christchurch earthquake. *Seismological Research Letters*, 82(6) : 893–904, 2011.
- [32] Anton K Gulley, Nicholas F Dudley Ward, Simon C Cox, and Jari P Kaipio. Groundwater responses to the recent canterbury earthquakes : a comparison. *Journal of Hydrology*, 504 : 171–181, 2013.
- [33] Fusayoshi KAWAKAMI and Akie ASADA. Damage to the ground and earth structures by the niigata earthquake of june 16, 1964. *Soils and Foundations*, 6(1) :14–30, 1966.
- [34] H Bolton Seed and Izzat M Idriss. Analysis of soil liquefaction : Niigata earthquake. *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, 93(3) :83–108, 1967.
- [35] Roger M Waller. *Effects of the March 1964 Alaska earthquake on the hydrology of south-central Alaska*. US Government Printing Office, 1966.

- [36] K Soga. Soil liquefaction effects observed in the kobe earthquake of 1995. *Proceedings of the ICE-Geotechnical Engineering*, 131(1) :34–51, 1998.
- [37] A Mazzini, H Svensen, GG Akhmanov, Giovanni Aloisi, S Planke, A Malthé-Sørensen, and B Istadi. Triggering and dynamic evolution of the lusi mud volcano, indonesia. *Earth and Planetary Science Letters*, 261(3) :375–388, 2007.
- [38] TA Brzinski III, P Mayor, and DJ Durian. Depth-dependent resistance of granular media to vertical penetration. *Physical review letters*, 111(16) :168002, 2013.
- [39] Troy Shinbrot and Fernando J Muzzio. Reverse buoyancy in shaken granular beds. *Physical Review Letters*, 81(20) :4365, 1998.
- [40] Thorsten Pöschel and Hans J Herrmann. Size segregation and convection. *EPL (Europhysics Letters)*, 29(2) :123, 1995.
- [41] CP Clement, HA Pacheco-Martinez, MR Swift, and PJ King. The water-enhanced brazil nut effect. *EPL (Europhysics Letters)*, 91(5) :54001, 2010.
- [42] Dimitrios Geromichalos, Mika M Kohonen, Frieder Mugele, and Stephan Herminghaus. Mixing and condensation in a wet granular medium. *Physical review letters*, 90(16) :168702, 2003.
- [43] TL Youd, IM Idriss, Ronald D Andrus, Ignacio Arango, Gonzalo Castro, John T Christian, Richardo Dobry, WD Liam Finn, Leslie F Harder Jr, Mary Ellen Hynes, et al. Liquefaction resistance of soils : summary report from the 1996 nceer and 1998 nceer/nsf workshops on evaluation of liquefaction resistance of soils. *Journal of geotechnical and geoenvironmental engineering*, 2001.
- [44] Geert H Wortel, Joshua A Dijkstra, and Martin van Hecke. Rheology of weakly vibrated granular media. *Physical Review E*, 89(1) :012202, 2014.
- [45] K Terzaghi. Theoretical soil mechanics. *John Wiley & Sons, New York*, 1943.
- [46] Stephen F Obermeier. Use of liquefaction-induced features for paleoseismic analysis—an overview of how seismic liquefaction features can be distinguished from other features and how their regional distribution and properties of source sediment can be used to infer the location and strength of holocene paleo-earthquakes. *Engineering Geology*, 44(1) :1–76, 1996.
- [47] TL Holzer, TC Hanks, and TL Youd. Dynamics of liquefaction during the 1987 superstition hills, california, earthquake. *Science*, 244(4900) :56–59, 1989.
- [48] T Leslie Youd and Seena N Hoose. *Historic ground failures in northern California triggered by earthquakes*, volume 993. US Govt. Print. Off., 1978.

- [49] JA Diaz-Rodriguez, S Leroueil, and JD Aleman. Yielding of mexico city clay and other natural clays. *Journal of geotechnical engineering*, 118(7) :981–995, 1992.
- [50] Chi-Yuen Wang. Liquefaction beyond the near field. *Seismological Research Letters*, 78(5) : 512–517, 2007.
- [51] Michael Manga, Igor Beresnev, Emily E Brodsky, Jean E Elkhoury, Derek Elsworth, SE Ingebritsen, David C Mays, and Chi-Yuen Wang. Changes in permeability caused by transient stresses : Field observations, experiments, and mechanisms. *Reviews of Geophysics*, 50(2), 2012.
- [52] L. Goren, E. Aharonov, D. Sparks, and R. Toussaint. Pore pressure evolution in deforming granular material : A general formulation and the infinitely stiff approximation. *Journal of Geophysical Research*, 115(B9), Sep 2010. doi : 10.1029/2009JB007191. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2009JB007191>.
- [53] Liran Goren, Einat Aharonov, David Sparks, and Renaud Toussaint. The mechanical coupling of fluid-filled granular material under shear. *Pure and Applied Geophysics*, 168(12) : 2289–2323, 2011.
- [54] Daniel L Lakeland, Amy Rechenmacher, and Roger Ghanem. Towards a complete model of soil liquefaction : the importance of fluid flow and grain motion. In *Proc. R. Soc. A*, volume 470, page 20130453. The Royal Society, 2014.
- [55] R A Green and JK Mitchell. Energy-based evaluation and remediation of liquefiable soils. *ASCE, Proc. Geotechnical Engineering for Transportation Projects*, pages 1961–1970, 2004.
- [56] Cécile Clément, Einat Aharonov, and Renaud Toussaint. Shake and sink : liquefaction without pressurization. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 2017.
- [57] Cécile Clément, Menka Stojanova, Einat Aharonov, and Renaud Toussaint. The art of sinking during earthquake. *Physical Review E*, 2017.
- [58] Michael Niebling, Renaud Toussaint, Eirik Grude Flekkøy, and KJ Måløy. Numerical studies of aerofractures in porous media/estudios numericos de aerofractures en medios porosos. *Manuscrito*, 2012.
- [59] G Sanchez-Colina, AJ Batista-Leyva, C Clement, E Altshuler, and R Toussaint. Sink vs. tilt penetration into shaken dry granular matter : the role of foundation. *arXiv preprint arXiv :1605.08024*, 2016.
- [60] G Sánchez-Colina, L Alonso-Llanes, E Martínez, AJ Batista-Leyva, C Clement, C Fliedner, R Toussaint, and E Altshuler. Note :“lock-in accelerometry” to follow sink dynamics in shaken granular matter. *Review of scientific instruments*, 85(12) :126101, 2014.

- [61] Patrick Richard, Mario Nicodemi, Renaud Delannay, Philippe Ribiere, and Daniel Bideau. Slow relaxation and compaction of granular systems. *Nature materials*, 4(2) :121–128, 2005.
- [62] Andrea J Liu and Sidney R Nagel. Nonlinear dynamics : Jamming is not just cool any more. *Nature*, 396(6706) :21–22, 1998.
- [63] Amy J Kolan, Edmund R Nowak, and Alexei V Tkachenko. Glassy behavior of the parking lot model. *Physical Review E*, 59(3) :3094, 1999.
- [64] James B Knight, Christopher G Fandrich, Chun Ning Lau, Heinrich M Jaeger, and Sidney R Nagel. Density relaxation in a vibrated granular material. *Physical review E*, 51(5) :3957, 1995.
- [65] Edmund R Nowak, James B Knight, Eli Ben-Naim, Heinrich M Jaeger, and Sidney R Nagel. Density fluctuations in vibrated granular materials. *Physical Review E*, 57(2) :1971, 1998.
- [66] Annie Souriau. Quantifying felt events : A joint analysis of intensities, accelerations and dominant frequencies. *Journal of Seismology*, 10(1) :23–38, 2006.
- [67] Sheryl Tembe, David A Lockner, and Teng-Fong Wong. Effect of clay content and mineralogy on frictional sliding behavior of simulated gouges : Binary and ternary mixtures of quartz, illite, and montmorillonite. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 115(B3), 2010.
- [68] GD Scott and DM Kilgour. The density of random close packing of spheres. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 2(6) :863, 1969.
- [69] James G Berryman. Random close packing of hard spheres and disks. *Physical Review A*, 27(2) :1053, 1983.
- [70] Peter A Cundall and Otto DL Strack. A discrete numerical model for granular assemblies. *Geotechnique*, 29(1) :47–65, 1979.
- [71] Mike P Allen and Dominic J Tildesley. *Computer simulation of liquids*. Oxford university press, 1989.
- [72] S Luding, HJ Herrmann, and A Blumen. Simulations of two-dimensional arrays of beads under external vibrations : Scaling behavior. *Physical Review E*, 50(4) :3100, 1994.
- [73] Irfan Ghani, Daniel Koehn, Renaud Toussaint, and Cees Willem Passchier. Dynamic development of hydrofracture. *Pure and Applied Geophysics*, 170(11) :1685–1703, 2013.
- [74] D Bideau and JP Troadec. Compacity and mean coordination number of dense packings of hard discs. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 17(28) :L731, 1984.
- [75] Toshiyasu Unno, Motoki Kazama, Ryosuke Uzuoka, and Noriaki Sento. Liquefaction of unsaturated sand considering the pore air pressure and volume compressibility of the soil particle skeleton. *Soils and Foundations*, 48(1) :87–99, 2008.

- [76] Mohammed Bousmaha, Hanifi Missoum, Karim Bendani, Mohammed Derkaoui, and Fethi Belhouari. Experimental study of mechanical instability of sandy soils. *ARPJ Journal of Engineering and Applied Sciences*, 2006.
- [77]
- [78] Julia K Morgan. Particle dynamics simulations of rate-and state-dependent frictional sliding of granular fault gouge. *Pure and Applied geophysics*, 161(9-10) :1877–1891, 2004.
- [79] TA Brzinski III, P Mayor, and DJ Durian. Matériel supplémentaire : Depth-dependent resistance of granular media to vertical penetration. *arXiv preprint arXiv :1307.4638*, 2013.
- [80] T Ferroir, HT Huynh, X Chateau, and P Coussot. Motion of a solid object through a pasty (thixotropic) fluid. *Physics of Fluids (1994-present)*, 16(3) :594–601, 2004.
- [81] Jean-Claude Lefeuvre and Virginie Bouchard. From a civil engineering project to an ecological engineering project : An historical perspective from the mont saint michel bay (france). *Ecological Engineering*, 18(5) :593–606, 2002.
- [82] Roger Bilham, Paul Doyle, Russ Evans, Paul Greening, Robert May, Alan Stewart, Berrak Teymur, and Vince Dale. The kocaali, turkey earthquake of 17 august 1999 : a field report by eefit. *A FIELD REPORT BY EEFIT Dina D’Ayala (editor) Matthew Free (editor)*, 2003.
- [83] E Altshuler, H Torres, A González-Pita, G Sánchez-Colina, C Pérez-Penichet, S Waitukaitis, and RC Hidalgo. Settling into dry granular media in different gravities. *Geophysical Research Letters*, 41(9) :3032–3037, 2014.
- [84] Olivier Roche, Y Niño, A Mangeney, B Brand, N Pollock, and GA Valentine. Dynamic pore-pressure variations induce substrate erosion by pyroclastic flows. *Geology*, 41(10) :1107–1110, 2013.
- [85] V Licata, A d’Onofrio, F Silvestri, L Olivares, and V Bandini. A laboratory investigation on the cyclic liquefaction resistance of pyroclastic soils. *Volcanic Rocks and Soils*, page 141, 2015.
- [86] G Sorbino, G Migliaro, and V Foresta. Laboratory investigations on static liquefaction potential of pyroclastic soils involved in rainfall-induced landslides of the flow-type. In *Proceedings of the 5th International Conference on Unsaturated Soils, London*, volume 1, pages 375–380, 2011.
- [87] Liran Goren and Einat Aharonov. On the stability of landslides : a thermo-poro-elastic approach. *Earth and Planetary Science Letters*, 277(3) :365–372, 2009.

Le rôle du fluide dans la liquéfaction sismique : étude théorique, numérique et expérimentale

Résumé

La liquéfaction des sols s'observe lors de forts séismes dans des zones saturées en eau et peut causer un enfoncement des bâtiments dans le sol. On propose ici un nouveau modèle qui explique de nombreux cas de liquéfaction incompris jusque là. Un modèle analytique de milieu granulaire a été conçu avec une sphère modélisant un bâtiment. Le milieu est soumis à une oscillation horizontale et on caractérise l'état liquéfié par l'amplitude d'enfoncement de la sphère. On suppose que la liquéfaction a lieu lorsque la secousse permet aux grains du milieu de glisser les uns sur les autres. La fenêtre d'accélération permettant ce glissement dépend de la hauteur d'eau dans le milieu, du coefficient de frottement et de la densité du matériau. Les expériences et les simulations numériques réalisées confirment nos prédictions précédentes, caractérisent la micromécanique des milieux liquéfiés, explique la vitesse de pénétration de la sphère et ouvrent des pistes pour l'étude des sables mouvants.

Mots-clefs :

liquéfaction des sols, milieu granulaire, modèle numérique, flux et transport en milieux poreux

Résumé en anglais

Soil liquefaction happens during important earthquakes in water-saturated zones and can make the buildings sink in the soil. A new model explaining many occurrences of liquefaction we cannot understand yet is presented in this paper. A new analytical model of granular medium, with a sphere representing a building, has been developed. A horizontal oscillation is applied on the medium. The penetration rate of the sphere then characterizes the liquefaction state of the modeled soil. We suppose that liquefaction happens when the shaking makes the grains slide on each other. The interval of acceleration allowing this sliding depends on the water height in the medium, on the friction coefficient and on the material density. Experiments and numerical simulations have been carried out. They confirm our previous predictions, they characterize the micromechanics of liquefied media, they explain the penetration speed of the sphere and they suggest perspectives to study quicksands.

Keys words:

soil liquefaction, granular media, numerical model, flow and transport in porous media