



**HAL**  
open science

# Le Chant des Dunes, Mouvements Collectifs dans un Écoulement Granulaire

Simon Dagois-Bohy

► **To cite this version:**

Simon Dagois-Bohy. Le Chant des Dunes, Mouvements Collectifs dans un Écoulement Granulaire. Acoustique [physics.class-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2010. Français. NNT : 2010PA077081 . tel-00770253

**HAL Id: tel-00770253**

**<https://theses.hal.science/tel-00770253>**

Submitted on 4 Jan 2013

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

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



Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT (Paris 7)

École Doctorale MATIÈRE CONDENSÉE ET INTERFACES

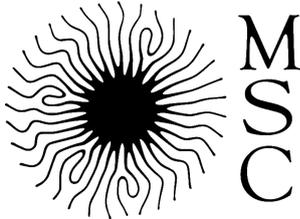
# THÈSE

pour obtenir le titre de

**Docteur en Sciences**

de l'Université Paris Diderot (Paris 7)

**Mention : Physique**



Présentée par

Simon DAGOIS-BOHY

## Le Chant des Dunes

*Mouvements Collectifs dans un Écoulement Granulaire*

Thèse dirigée par Stéphane DOUADY

préparée au laboratoire Matière et Systèmes Complexes, UMR 7057

### Jury :

<i>Rapporteurs :</i>	Olivier POULIQUEN	-	IUST, Polytech Marseille
	François CHEVOIR	-	ENPC
<i>Directeur :</i>	Stéphane DOUADY	-	CNRS
<i>Examineurs :</i>	Pierre MILLS	-	Université Marne-La-Vallée
	Jérôme GAILLARDET	-	IPGP
	Philippe WALTER	-	CNRS



## Résumé

Le chant des dunes est un phénomène naturel qui a longtemps éveillé la curiosité des hommes du désert, de Marco Polo à R.A. Bagnold. Les observations scientifiques du XX<sup>ème</sup> siècle ont montré que le son est émis par la vibration cohérente de la surface libre d'un écoulement de ces grains chantants, et que ce son est soumis à un phénomène de seuil qui dépend de beaucoup de paramètres. Pour comprendre le mécanisme qui synchronise le mouvement des grains entre eux, nous avons effectué deux voyages au Maroc et à Oman pour observer les dunes chantantes sur le terrain, dont nous avons rapporté plusieurs échantillons de sable chantant. En étudiant leurs propriétés microscopiques, nous avons montré que ces sables sont recouverts d'un vernis qui augmente leurs propriétés d'adhésion et de frottement. Grâce à une expérience à cisaillement variable, nous avons caractérisé la dépendance du seuil avec l'humidité et les paramètres d'écoulement. Dans une expérience d'avalanches, nous avons réussi à reproduire le chant des dunes sur le terrain, et nos observations montrent qu'une partie de l'écoulement a une vitesse homogène, comme un bloc solide. De plus, cette expérience montre aussi que la synchronisation ne peut être due à une onde acoustique dans le milieu granulaire. Nous avons alors développé un modèle basé sur l'interaction entre les chaînes de forces dans l'écoulement de cisaillement et la partie où la vitesse est homogène. Ce modèle a un bon accord quantitatif avec les mesures, et il permet de rendre compte de toutes les observations qualitatives faites sur le chant des dunes.

## Abstract

The song of dunes is a natural phenomenon that have arisen men's curiosity for a long time, from Marco Polo to R.A. Bagnold. Scientific observations in the XX<sup>th</sup> century have shown that the sound is emitted by a coherent vibration of the free surface of a flow in these special singing grains, and that this sound is linked to a threshold effect that depends on many parameters. In order to understand the synchronization mechanism that links the movements of the grains, we have made two missions in Morocco and in Oman to study on field these singing dunes, from which we brought back many samples. On the basis of a study of their microscopic properties, we showed that these grains are covered by a varnish that increases their friction and adhesion properties. In an experiment with varying shear rate, we characterized the threshold dependency on relative humidity as well as on flow parameters. In an avalanche experiment, we reproduced with high fidelity the song of dunes that can be heard on field and our observations showed that the flow has a part at the surface where the velocity is homogeneous like a solid movement. This experiment also showed that the synchronization is not due to an acoustic wave propagating inside the granular layer. We then developed a model based on the interaction between the force chains in the shear part of the flow and the plug part of the flow. This model have a good quantitative agreement with the experiments, and it also explains all the qualitative observations that have been made on this subject.



## Remerciements

Le travail d'une thèse est souvent un travail de longue haleine, complexe, au chemin tortueux, qui comporte plusieurs phases (transfert, rejet, abandon, rédaction ...), et il est pratiquement impossible de l'affronter sans aide. C'est pourquoi j'aimerais remercier un grand nombre de personnes qui m'ont aidé, de près ou de loin.

J'aimerais d'abord remercier Stéphane Douady qui a dirigé mon travail pendant ces quatre années passées dans son équipe et sans qui rien de tout ceci n'aurait été possible. Sa rapidité d'esprit et sa grande créativité m'ont énormément motivé et permis de mener à bien ce travail de longue haleine, et sa bonne humeur légendaire n'a jamais fait défaut, même lorsqu'il conduit une Jeep qui s'enlise dans le sable au milieu du désert ou lorsqu'un thésard affamé mange tous les croissants qu'il apporte régulièrement.

J'aimerais aussi remercier Sylvain Courrech du Pont qui m'a lui aussi beaucoup aidé, que ce soit par sa très grande maîtrise expérimentale ou bien en me forçant à tenir un discours plus clair et plus concis. Sa volonté d'aller au bout des choses m'a de nombreuses fois empêché de bâcler mon travail.

Je remercie la "bande des thésards" pour leur bonne humeur, leur sympathie et leurs discussions très variées, avec par ordre d'apparition Etienne Couturier, Renaud Bastien et Raphaël Clément, sans qui le labo n'aurait jamais été aussi bien, aussi vert, aussi agréable, aussi tropical.

Je voudrais aussi remercier les membres de mon Jury, et particulièrement Olivier Pouliquen et François Chevoir qui ont accepté de rapporter ce manuscrit.

Je remercie ensuite le laboratoire Matière et Systèmes Complexes dans son ensemble pour l'excellent cadre de travail dont il dispose et dont il fait profiter ses étudiants en thèse, et en particulier Claudine, Danièle, Nadine et Carole pour leur assistance sans faille.

Je voudrais aussi remercier Mathias et Etienne pour leur merveilleux documentaire, dont le succès ne faiblit pas et qui m'a beaucoup aidé à faire découvrir le laboratoire à de nombreuses personnes peu familières au travail de recherche.

Je remercie, ma mère, première lectrice de ce manuscrit, mon père sans qui je n'aurai pas fait de physique.

Je remercie mes amis scientifiques et mes amis non scientifiques, dont l'apport à cette thèse fut différent, mais que j'aime tout autant.

Je remercie beaucoup mes amis anglophones, qui m'ont autrefois appris à écrire des discours en anglais, ce qui m'a beaucoup servi ensuite pour pratiquer cette langue.

Je remercie beaucoup Sibylle pour le soutien qu'elle m'a apporté à de nombreuses reprises.

Je remercie enfin tous ceux et toutes celles qui m'ont aidé à franchir les étapes de ce travail.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction : Aux origines du chant des dunes</b>	<b>3</b>
1.1	Les grands explorateurs, premiers écrits . . . . .	3
1.2	Chant des dunes et Superstitions . . . . .	8
1.3	Premières observations scientifiques . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Le chant des dunes sur le terrain</b>	<b>17</b>
2.1	Sud-ouest du Maroc, ou comment faire chanter une dune. . . . .	17
2.2	Vibration de la surface de l'écoulement, onde de surface et seuil . . . . .	25
2.3	Emplacements géographiques . . . . .	27
2.4	Comparaison des fréquences : loi en $\sqrt{g/d}$ . . . . .	31
2.5	Modèle du tac-tac . . . . .	35
<b>3</b>	<b>Problématique</b>	<b>41</b>
3.1	Résumé . . . . .	41
3.2	questions fondamentales . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Caractérisation des grains</b>	<b>45</b>
4.1	Tailles et Dispersion . . . . .	45
4.2	Vernis . . . . .	49
4.3	Géologie des sables chantants : systèmes salins (Sebkhas, lacs salés, ...) . . . . .	52
4.4	Restauration de sable usé et recettes de sable chantant . . . . .	58
4.5	Frottement / Adhésion . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Le manège : première expérience contrôlée</b>	<b>71</b>
5.1	Description . . . . .	71
5.2	Relation fréquence / cisaillement . . . . .	78
5.3	Seuil en vitesse et hauteurs . . . . .	81
5.4	Comparaison des différents sables . . . . .	85
5.5	Seuil en humidité . . . . .	87
5.6	Sable de plage . . . . .	89
5.7	Limites de l'expérience du manège . . . . .	90
<b>6</b>	<b>Avalanches de sables chantants en laboratoire</b>	<b>93</b>
6.1	Description . . . . .	93
6.2	Comparaison micro / signal des accéléromètres, Synchronisation . . . . .	98
6.3	Écoulement en bouchon . . . . .	102
6.4	Reproductibilité et comparaison avec le terrain . . . . .	106
6.5	Importance du fond . . . . .	110
6.6	Mise en évidence des zones de cohérence et mesure de leur taille moyenne. . . . .	111
6.7	Évolutions . . . . .	118

---

<b>7</b>	<b>Modélisation et discussions</b>	<b>121</b>
7.1	Résonance dans la couche en cisaillement . . . . .	121
7.2	Modèles de Guides d'ondes . . . . .	125
7.3	Chaînes de forces . . . . .	131
7.4	Modèle du Bouchon solide . . . . .	134
7.5	Discussion . . . . .	142
7.6	Limites et améliorations du modèle . . . . .	152
<b>8</b>	<b>Conclusion</b>	<b>155</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>158</b>
<b>A</b>	<b>Instabilité de Stick-Slip.</b>	<b>169</b>
<b>B</b>	<b>Grains et Sons.</b>	<b>175</b>
<b>C</b>	<b>Synchronisation par frottement - première pistes</b>	<b>191</b>
<b>D</b>	<b>Compaction dans un tube</b>	<b>201</b>

# Chapitre 1

## Introduction : Aux origines du chant des dunes

### 1.1 Les grands explorateurs, premiers écrits

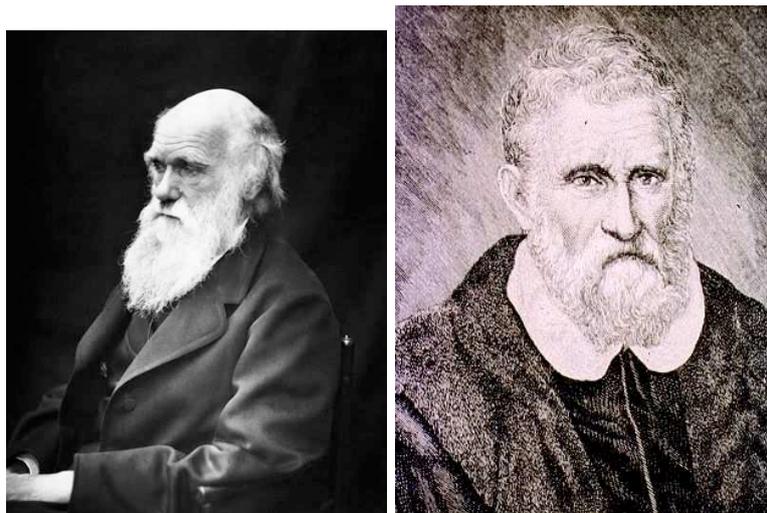


FIG. 1.1: (a) Charles Darwin à la fin de sa vie. (b) Marco Polo - gravure du XVIIème siècle

Le chant des dunes est évoqué pour la première fois dans la littérature occidentale par Marco Polo [1], dans son récit de voyage “Le devisement du monde”. Il raconte son voyage à travers le désert du Taklamakan, en pays Ouïgour, et décrit le péril que représente ce désert pour une caravane se rendant en Chine.

*Lop est une grande cité au début du désert, et c’est par elle qu’on entre dans le très grand désert qui est appelé le désert de Lop [Taklamakan], et il est entre*

*Levant et Grec.[...] Les gens donnent pour chose manifeste que dans ledit désert habitent nombre d'esprits qui produisent aux voyageurs de grandes et surprenantes illusions pour les faire périr. Et il est vrai que lorsqu'on chevauche de nuit par ce désert, et qu'un des marchands ou autre reste en arrière, et se trouve séparé de ses compagnons pour dormir ou pour autre cause, si la compagnie en marchant disparaît derrière une colline ou montagne, quand il veut aller rejoindre ses compagnons, lors souvent arrive qu'il ouïsse en l'air esprits malins parler en manière que semblent être ses compagnons ; car souventes fois l'appellent par son nom, et souventes fois, lui faisant croire qu'ils sont de ses compagnons, il suit ses voix et sort de la bonne route ; de la sorte, ne rejoint jamais ses compagnons, et jamais plus on ne le retrouve, et n'ouït de ses nouvelles, car point ne sait comment retourner ; et se retrouvant sans manger ni boire, aux temps passés sont morts maints voyageurs et perdus. Et vous dis encore que la chose advient non seulement la nuit, mais aussi de jour ; des hommes oient ces voix d'esprits, et vous semble maintes fois que vous oyez résonner dans l'air maints instruments de musique et notamment des tambours et le choc des armes.[...] Ainsi, ceux qui ne s'engardent pas bien de ces déceptions parviennent à une fin misérable. Ce sont des choses merveilleuses à ouïr, et difficiles à croire, ce que font ces esprits.[...] Désormais nous laisseront ce désert, car nous vous en avons dit toute l'affaire.*

La cité de Lop, étape de la route de la soie aujourd'hui disparue, était probablement située aux abords du Lop Nor ("Lac de Lop"), un lac aujourd'hui asséché et couvert de sel.

Au travers de ce récit haut en couleurs, on reconnaît toutefois l'exactitude de description propre à Marco Polo, qui au milieu des superstitions et des amplifications "de rigueur" dans le récit, parle de "sons et accords d'instruments de musique" : C'est précisément ce qui relie cette description au chant des dunes, un son caractérisé avant tout par une fréquence fondamentale, ce qui le rapproche effectivement de celui d'un instrument de musique<sup>1</sup>. Il est probable que Marco Polo ait en fait reproduit des récits classiques plus anciens ; c'est en tout cas ce que rapporte L. Bulnois qui cite un récit de voyage de Xuan Zhang (VII<sup>e</sup> siècle) [3] :

---

1. Il serait intéressant de retracer le voyage de Marco Polo et de tenter de retrouver des dunes qui chantent près du Lop Nor, mais ce lieu est actuellement une zone de tests d'armes nucléaires de l'armée chinoise, ce qui rend l'entreprise légèrement plus ardue [2].

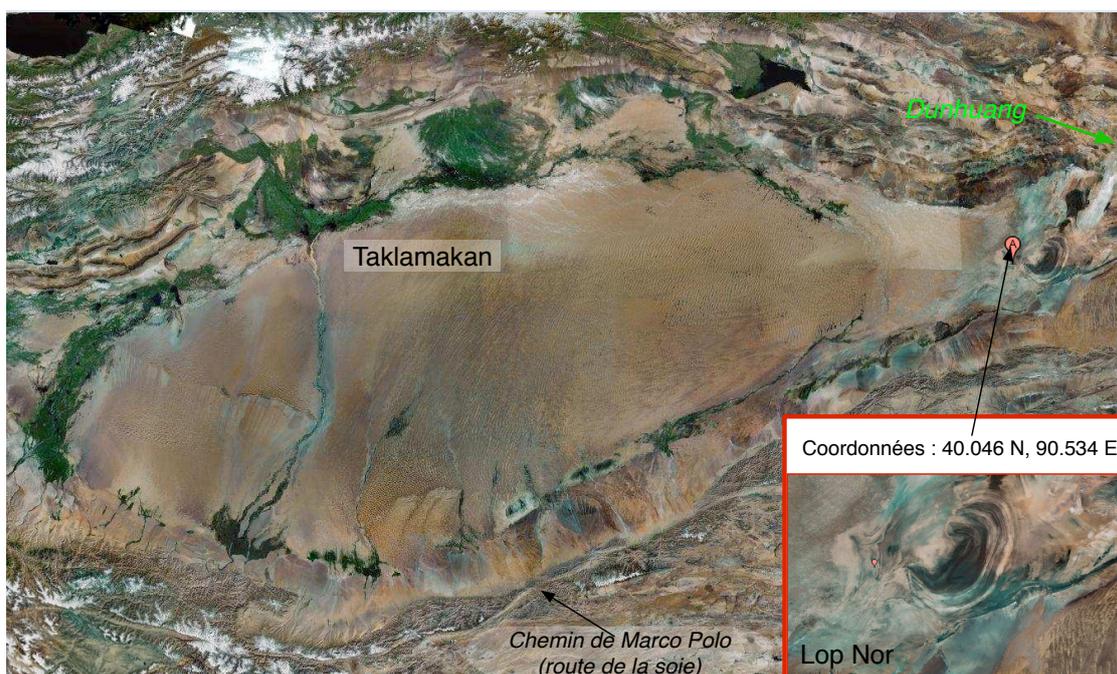


FIG. 1.2: Le désert du Taklamakan aujourd'hui - source google maps (chaque photo représente 500 km de côté).

*Parfois on entend comme des chants tristes ou des pleurs, de sorte que, de ce qu'on voit et de ce qu'on entend, on en perd la tête et l'on ne sait plus où l'on va. Et beaucoup ont péri ainsi. Mais tout cela c'est l'oeuvre des démons.[4]*

L'histoire est très semblable à celle de Marco Polo, et L. Bulnois relève une grande concordance des témoignages reliés au son, au bruit, au tonnerre et aux tambours : il y a en fait non loin de là, près de la cité actuelle de Dunhuang, une grande dune de sable nommée “Ming Sha Shan” ( “Ming” : bruit/son, “Shensha Shan” : montagne sacrée/divine), que l'on trouve décrite dans des manuscrits du IX<sup>e</sup> siècle découverts par Sir Aurel Stein [5]<sup>2</sup>. Actuellement, le site est assez touristique, et la dune comporte au milieu un petit lac en croissant de lune, bordé par un temple. Durant le moyen âge, d'autres voyageurs mentionnent le phénomène comme fra Odoric de Pordenone (1286, 1331) — cité par Lord Curzon [6] , et il est possible que d'autres voyageurs missionnaires occidentaux aient été témoin de ce phénomène.

Nous n'avons pas connaissance de description de ce phénomène dans le monde occidental entre la fin du moyen-âge et le début du XIX<sup>ème</sup> siècle. En 1839, Charles Darwin publie son célèbre récit de voyage, “The voyage of the Beagle” [7] (le texte est en accès libre sur internet

2. voir le fac-similé à l'adresse : <http://dsr.nii.ac.jp/toyobunko/VIII-5-B2-7/V-1/page/0001.html.en>

[8]). Au cours de ses explorations, Darwin traverse le désert de l'Atacama et raconte dans son journal :

*On July 1st [1835] we reached the valley of Copiapo. The smell of the fresh clover was quite delightful, after the scentless air of the dry, sterile Despoblado. Whilst staying in the town I heard an account from several of the inhabitants, of a hill in the neighbourhood which they called "El Bramador", the roarer or bellower. I did not at the time pay sufficient attention to the account; but, as far as I understood, the hill was covered by sand, and the noise was produced only when people, by ascending it, put the sand in motion. The same circumstances are described in detail on the authority of Seetzen and Ehrenberg [9], as the cause of the sounds which have been heard by many travellers on Mount Sinai near the Red Sea. One person with whom I conversed had himself heard the noise : he described it as very surprising; and he distinctly stated that, although he could not understand how it was caused, yet it was necessary to set the sand rolling down the acclivity. A horse walking over dry coarse sand, causes a peculiar chirping noise from the friction of the particles; a circumstance which I several times noticed on the coast of Brazil.*



FIG. 1.3: *El Cerro Bramador*, vu de la route. Juste avant le sommet, du sable forme une pente à l'angle d'avalanche, qui émet des sons très graves entendus jusqu'en ville (photo : S. Douady)

Le Cerro Bramador est une montagne à l'ouest de la ville de Copiapò, dans les contreforts des Andes, à l'orée du Désert de l'Atacama qui s'étend des montagnes jusqu'à la mer. Le vent souffle le sable depuis la côte vers l'intérieur des terres jusqu'à la cordillère — un obstacle de taille. Une pente sablonneuse se forme alors au flanc de la montagne, et la forme naturelle en cuvette du lieu amplifie le chant de ce sable, grave et puissant.<sup>3</sup> Darwin a bien compris de la description que lui en ont fait les habitants de Copiapò que le sable doit être mis en mouvement pour chanter. Il le compare ensuite au son produit sur une plage du Brésil lorsque son cheval enfonce ses sabots dans le sable. Cette comparaison révèle implicitement deux lieux différents où le sable chante : les côtes et les dunes. Il cite aussi Seetzen et Ehrenberg, deux explorateurs

ayant découvert une montagne similaire dans le massif du Sinaï, près de la mer rouge ; nous parlerons plus en détail de cet endroit un peu plus loin<sup>4</sup>. Certains voyageurs et auteurs naturalistes, comme H. Miller [12] et David Thoreau (journal, septembre 1858 [13]) tombent au cours de leur voyage sur des plages chantantes, et décrivent le phénomène, mais c'est surtout le chant des dunes de sable qui va déchaîner les passions de certains explorateurs européens.

---

3. On peut trouver une vidéo tournée au cerro bramador sur le site internet de Stéphane Douady [10], où l'on entend très clairement le chant du sable au flanc de la montagne.

4. Le récit d'Ehrenberg est disponible aussi sur internet en accès libre [11].

## 1.2 Chant des dunes et Superstitions

Le chant des dunes se popularise dans la deuxième moitié du XIX<sup>ème</sup> siècle car il est rapporté dans de nombreux de récits d’explorateurs comme Gray (1818), Wellstedt (1823), Ward (1855), Palmer (1868), ... (tous mentionnés par Lord Kurzon dans son chapitre consacré au chant des dunes [6] ). Le son est alors décrit de très différentes manières suivant l’endroit et le narrateur. Il est parfois comparé au son d’un instrument de musique, parfois à celui de tambours, parfois à celui d’une armée en marche, parfois à celui du vent. Si les descriptions des voyageurs occidentaux sont si variées, c’est d’abord parce que tous n’ont pas forcément été réellement témoins du phénomène, et beaucoup retranscrivent plutôt le récit des autochtones ou — pire — copient le récit d’autres explorateurs. Citons par exemple Guy de Maupassant [14], dans la nouvelle “La Peur” (in *Les Contes de la Bécasse* ), qui décrit la frayeur du voyageur perdu dans le désert et qui assiste à ce qui semble être une explosion sonore dans le désert :

*Je traversais les grandes dunes au sud de Ouargla. C’est là un des plus étranges pays du monde. Vous connaissez le sable uni, le sable droit des interminables plages de l’Océan. Eh bien ! figurez-vous l’Océan lui-même devenu sable au milieu d’un ouragan ; imaginez une tempête silencieuse de vagues immobiles en poussière jaune. Elles sont hautes comme des montagnes, ces vagues inégales, différentes, soulevées tout à fait comme des flots déchaînés, mais plus grandes encore, et striées comme de la moire. Sur cette mer furieuse, muette et sans mouvement, le dévorant soleil du sud verse sa flamme implacable et directe. Il faut gravir ces lames de cendre d’or, redescendre, gravir encore, gravir sans cesse, sans repos et sans ombre. Les chevaux râlent, enfoncent jusqu’aux genoux, et glissent en dévalant l’autre versant des surprenantes collines. Nous étions deux amis suivis de huit spahis et de quatre chameaux avec leurs chameliers. Nous ne parlions plus, accablés de chaleur, de fatigue, et desséchés de soif comme ce désert ardent. Soudain un de nos hommes poussa une sorte de cri ; tous s’arrêtèrent ; et nous demeurâmes immobiles, surpris par un inexplicable phénomène, connu des voyageurs en ces contrées perdues.*

*Quelque part, près de nous, dans une direction indéterminée, un tambour battait,*

*le mystérieux tambour des dunes ; il battait distinctement, tantôt plus vibrant, tantôt affaibli, arrêtant, puis reprenant son roulement fantastique.*

*Les Arabes, épouvantés, se regardaient ; et l'un dit, en sa langue : "La mort est sur nous". Et voilà que tout à coup mon compagnon, mon ami, presque mon frère, tomba de cheval, la tête en avant, foudroyé par une insolation.*

*Et pendant deux heures, pendant que j'essayais en vain de la sauver, toujours ce tambour insaisissable m'emplissait l'oreille de son bruit monotone, intermittent et incompréhensible ; et je sentais glisser dans mes os la peur, la vraie peur, la hideuse peur, en face de ce cadavre aimé, dans ce trou incendié par le soleil entre quatre monts de sable, tandis que l'écho inconnu nous jetait, à deux cents lieues de tout village français, le battement rapide du tambour.*

*Ce jour-là, je compris ce que c'était que d'avoir peur ; je l'ai su mieux encore une autre fois . . .*

*Le commandant interrompit le conteur :*

*– Pardon, Monsieur, mais ce tambour ? Qu'était-ce ?*

*Le voyageur répondit :*

*– Je n'en sais rien. Personne ne sait. Les officiers, surpris souvent par ce bruit singulier, l'attribuent généralement à l'écho grossi, multiplié, démesurément enflé par les vallonnements des dunes, d'une grêle de grains de sable emportés dans le vent et heurtant une touffe d'herbes sèches ; car on a toujours remarqué que le phénomène se produit dans le voisinage de petites plantes brûlées par le soleil, et dures comme du parchemin. Ce tambour ne serait donc qu'une sorte de mirage du son. Voilà tout. Mais je n'appris cela que plus tard.*

Le récit de Maupassant se focalise avant tout sur le sentiment d'étrangeté du son entendu, et sur la peur que cela suscite. Cependant, l'explication proposée n'est pas très satisfaisante, et ne cadre pas du tout avec d'autres récits, scientifiques ceux-ci, expliquant bien que le son ne se produit que lorsque du sable est en mouvement, et non lors de la collision de grains de sable avec des touffes d'herbe. Il est donc probable que Maupassant n'ait pas lui-même entendu le chant des dunes. Toutefois reconnaissons-lui qu'en sa qualité de romancier, il est en droit de moins se soucier de l'exactitude de son explication physique, pour se concentrer sur la véracité des

sentiments ressentis, en l'occurrence la peur. La principale différence entre les descriptions de voyageurs présents ou non se fait principalement dans les termes utilisés : les récits de personnes ayant entendu le chant le comparent invariablement à un son précis (Violoncelle, roulement de tambour<sup>5</sup>, ...) alors que la plupart des auteurs n'ayant pas assisté au phénomène parlent de en terme sonores beaucoup moins précis et plus imagés ("bruit", "grondement", "rugissement"). L'utilisation du chant des dunes dans une nouvelle fantastique rappelle un autre endroit où le sable chante, le Jebel Nagous dans le mont sinaï, décrit par Seetzen et Ehrenberg[9] ; la légende voudrait qu'un ancien monastère soit englouti sous le sable, et que le chant de la dune soit en fait le son de la cloche fantôme du monastère englouti<sup>6</sup>. Comment résister à l'envie de raconter des histoires et légendes autour de tels sites, surtout lorsque les histoires sont racontées par des gens que l'on ne connaît par définition pas très bien, et dont on parle mal la langue. Ainsi le Jebel Nagous, ou encore le Reg-i-Ruwan, près de Kaboul<sup>7</sup>, où d'après Kurzon et ses prédécesseurs [6] le son produit à cet endroit est sensé annoncer la venue du prophète Mehdi lors de la fin des temps décrite dans le Coran. Toutefois il faut se méfier de la prétendue superstition des habitants de telles régions. Par exemple, dans un témoignage (recueilli par S. Douady au Rub-Al-Khali, dans la péninsule arabe), un homme éleveur de chameau compare ce son à celui produit par le vent dans les vergers de son enfance, avant de l'expliquer par "le frottement des grains entre eux quand ils descendent"<sup>8</sup>. Mais aussi, lors de notre premier voyage au Maroc, nous avons eu la chance de rencontrer un éleveur de chèvres habitant au pied de la dune la plus importante, près de Tarfaya (voir partie suivante). Pendant le thé, nous avons mené à deux ou trois une conversation approximative en espagnol mâtiné d'arabe, qu'aucun d'entre nous ne parlait. Nous avons compris à un moment qu'il nous déconseillait d'aller sur la grande dune chantante, notamment à cause de la présence de Djinns. Nous avons alors tout de suite imaginé

---

5. La comparaison à un roulement de tambour revient très souvent dans les descriptions. On trouve même dans les grottes de Mogaoku (près de Dunhuang et du Lop Nor) une peinture rupestre pré-bouddhiste du génie du tonnerre Leishen, représenté en train de jongler avec des tambours. Malheureusement, la comparaison est en fait très imprécise, car le son évoqué varie considérablement si l'on pense à une caisse-claire, un instrument à timbre et dont le roulement ressemble à un bruit, ou si l'on pense à une timbale, instrument accordé avec plusieurs harmonique, et qui produit un son plein et chaud à une note donnée. Cette comparaison peut alors avoir plusieurs sens bien différents selon la culture et même l'histoire personnelle de celui qui l'emploie.

6. Le journal d'exploration de Seetzen en terre sainte est consultable en partie sur le web, et il explique page ... qu'il n'a pas pu se rendre dans le Sinaï faute de moyen. Peut-être s'y est-il rendu plus tard, finalement, mais malheureusement le deuxième tome de ce récit est introuvable...

7. Partir actuellement à la recherche des sables chantants d'Afghanistan n'est peut-être pas non plus une très bonne idée

8. une explication assez proche de ce qui suit dans ce manuscrit !

qu'il associait le chant des dunes à ces êtres fantasmagoriques issus du folklore arabe, et nous lui avons demandé des précisions sur le rapport entre ces Djinns et le chant des dunes. Il nous a alors tous surpris en nous expliquant, hilare, qu'il n'y en avait aucun puisque les quatre dunes chantaient mais que seule la première était infestée de ces démons. Nous ne savons toujours pas s'il associait ces djinns aux tourbillons de sables, effectivement plus fréquents sur la plus grande des dunes, ou bien s'il pensait encore à autre chose de plus spirituel, sans aucun lien évident avec le réel, mais ce qui est sûr c'est que le chant n'était pas pour lui objet de superstition, seulement un moyen de s'amuser avec ses enfants. Nous avons donc dû revoir nos préjugés, et il n'est pas certain que tous les explorateurs du XIXème siècle aient eu la chance d'en faire autant<sup>9</sup>.

### 1.3 Premières observations scientifiques

Les expérimentateurs ayant tenté de caractériser le sable sonore sont nombreux, et il serait impossible de citer tous les travaux effectués dans ce sens. Nous allons donc tenter de résumer les expériences réalisées au cours du XXème siècle, sans toutefois prétendre à une éventuelle exhaustivité, nécessaire pour une thèse d'histoire des sciences, mais malheureusement présomptueuse dans notre cas, compte tenu de la difficulté à se procurer simplement des articles scientifiques datant de plus de 50 ans. Les premières observations scientifiques du sable qui chante ne datent que de la fin du XIXème siècle. En mars 1884, le professeur H. Carrington Bolton rend compte à l'académie des sciences de New York de ses voyages en écosse (Eigg island), ainsi que sur les abords du lac Champlain au Canada, où le sable des plages chante [15]. Mieux, il a l'idée d'en parler au surintendant de l'office national de secours en mer des États-Unis, qui envoie une circulaire à tous ses employés sur les côtes et plages américaines. C'est le premier effort de recensement systématique des lieux de sables sonores, effort couronné de succès, puisque pas moins de 40 endroits ont été répertoriés de cette manière. Toutefois, en poursuivant ses études du sujet, le professeur Bolton découvre l'existence du chant des dunes dans les déserts [16]. Il compare alors les hauteurs de son à des notes d'instruments de musique, et établit aussi que le chant n'est pas lié à un phénomène électrique entre les grains, le tout avec une approche expérimentale et concrète cherchant à caractériser le phénomène avant de le comprendre. Il a

---

9. Il y a peut-être aussi, avant le filtre occidental, une séparation entre le monde de la ville et le monde du désert dans la perception de ce phénomène.

aussi développé des tests simples pour faire chanter le sable, comme les tests du sac ou bien de la bouteille : on emplit un sac de sable chantant, on le pose sur un support plan, et on tire rapidement le sac vers le haut : les parois se rapprochant mettent le sable en mouvement et le font chanter.

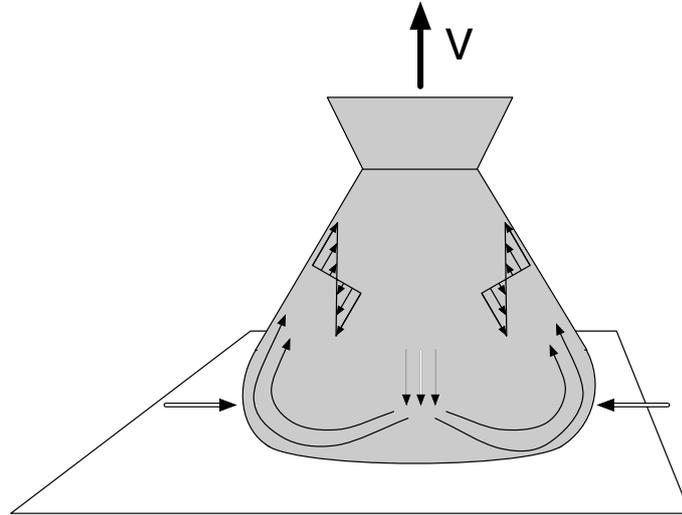


FIG. 1.4: Le sac de H.C. Bolton : on remplit un sac de toile avec du sable musical, et on le soulève du sol assez vite. Pendant que les parois sont soulevées et se rapprochent, le centre reste plus longtemps au contact du sol, ce qui entraîne un écoulement de cisaillement qui produit du son. On peut aussi l'utiliser dans l'autre sens, c'est à dire en lâchant le sac sur une surface plane.

Bolton — et son collègue et assistant le Dr Julien — explorent les propriétés du chant des dunes, et on peut résumer leur conclusions à ceci :

- Le chant est produit lors d'un écoulement de sable
- Le chant des dunes va de 60Hz (désert) à 1000 Hz (plages)
- Le sable ne chante plus lorsqu'on le mélange avec des poussières, ou autres particules bien plus petites
- Le sable des dunes ne chante plus lorsque l'humidité est trop importante
- La composition géologique du sable chantant des dunes comme des plages n'est pas particulière.

Mais surtout, c'est la naissance d'une première controverse scientifique sur le chant des dunes, avec le professeur Carus-Wilson [18]. Ce dernier affirme que le chant vient d'un frottement entre les grains de même taille, qui excite la résonance naturelle des grains de sable. Au contraire

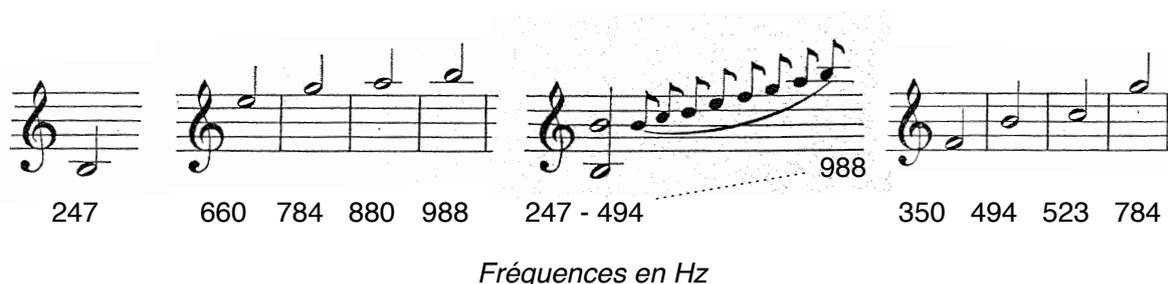


FIG.1.5: Les notes de musiques reportées par Bolton et al. [17]. Les chiffres indiqués en-dessous sont les fréquences en Hz ; il semble peu probable que Bolton puisse obtenir une telle variation de fréquence (2 octaves), il a donc peut-être octavié certains de ses signaux, ou alors il a présenté ensemble les sons de sable de plage et de sable du désert.

Bolton pense que le chant des dunes dans le désert est un phénomène différent du son du sable de plage, notamment par la hauteur des notes produites. Pour lui l'interprétation de Carus-Wilson rend compte du sable de plage, mais pas du sable des dunes, pour lequel un "coussin d'air élastique" piégé par condensation autour des grains assure une élasticité de surface des particules, ce qui leur permet de vibrer lorsque le sable est "dérangé" de sa position d'équilibre : autrement dit c'est l'air entre les grains qui entre en résonance. Bolton et Julien ont bien compris que lorsqu'on met en mouvement le sable, le son produit varie avec la force et la vitesse imposée, mais ils restent imprécis dans leurs mesures de fréquence, et leur théorie est un peu farfelue, même pour cette époque. Cette théorie va tout de même prédominer — faute d'adversaire sérieux — jusqu'en 1908, date à laquelle J.H. Poynting la réfute [19], ainsi que celle de Carus-Wilson, en arguant qu'une résonance à l'échelle des grains de  $200 \mu m$ , pour une vitesse du son dans la roche de l'ordre de  $2000 m.s^{-1}$ , produirait des fréquences de l'ordre de 1 MHz, bien loin des observations approximativement situées entre 60 Hz (sable du désert) et 1 Khz (sable de plage). Il développe alors en collaboration avec J.J. Thomson une nouvelle théorie de l'émission du son qui sera publiée en 1922 [20](après la mort de Poynting). Cette théorie utilise des principes de dilatation des milieux granulaires — introduits par Reynolds en 1885 [21, 22] — de la manière suivante : un milieu granulaire composé de particules de la même taille, lorsqu'il est cisailé, devra se dilater et se contracter de manière périodique pourvu que le cisaillement reste constant, et la fréquence d'oscillation ne dépendra alors que du cisaillement.

Nous discuterons en détail ce modèle, après l'avoir un peu plus explicité, dans la partie suivante ;

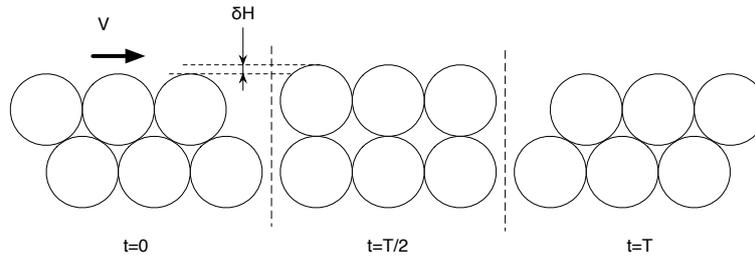


FIG. 1.6: Illustration du modèle de Thomson : une assemblée de sphères dures soumise à un cisaillement se transforme en un mouvement vertical dont la période est donnée par le taux de cisaillement.

toutefois, nous ne pouvons fermer les yeux sur les contradictions évidentes de ce modèle : le sable “naturel” sur les dunes ou les plages n’est évidemment pas un sable composé de particules sphériques de même taille, et un écoulement de ce sable est à priori beaucoup plus complexe que ce modèle simple où toutes les particules d’un même plan bougent en même temps. En 1936, A.D. Lewis [23] mesure plus précisément les sons émis (en les comparant au son de tuyaux calibrés, utilisés comme une flûte de pan), et découvre que la fréquence varie dans le même sens que le cisaillement ; plus précisément il se rend compte que doubler la vitesse augmente sensiblement la fréquence (sans la doubler exactement) et qu’augmenter le volume de grains poussés diminue cette fréquence, ces observations étant à la fois favorable et défavorable à la théorie de Poynting et Thomson. Citons aussi D.W. Humphries[24] qui, en 1965, se penche sur la différence entre le sable sonore du désert et des plages. La distinction entre les deux avait déjà été effectuée par Bolton auparavant, mais il insiste sur la différence entre les sons produits. Mais surtout, il trie le sable d’une même dune, à un emplacement où il chante, et un autre où il ne chante pas, et se rend compte que le sable silencieux est en fait du sable chantant mélangé à des grains d’autres tailles, moins bien trié. Il propose alors une modification au modèle de Poynting et Thomson pour expliquer la différence de son entre le sable des plages et le sable des dunes : pour lui, le sable des plages est au repos dans un autre arrangement cristallographique que le sable des dunes, et la présence de petites particules lui suggère une configuration cubique centrée (au lieu de rhombique pour le sable mono-disperse) dont le cisaillement produit un mouvement de dilatation à une fréquence différente. Cette variante originale souffre malheureusement des mêmes contradictions que le modèle de Poynting et Thomson. L’année suivante, R.A. Bagnold propose un modèle différent et beaucoup plus réaliste basé sur la répulsion des plans cisailés

[25] : les particules de plans A et B en cisaillement vont, par collision, être éjectées dans la direction opposée du cisaillement, et donc créer une pression de cisaillement. Mais cette pression de cisaillement dépend très fortement de la dilatation granulaire, ce qui mène à une sorte de mécanisme d'instabilité. Pour calculer le temps caractéristique de la compression suivant la dilatation par collision, il calcule alors simplement une chute libre sur la hauteur d'un grain, et trouve un temps :

$$\tau \propto \sqrt{\frac{d}{g}} .$$

Bien qu'élégant et qualitativement correct (la fréquence de vibration varie effectivement avec la taille des grains lors d'une avalanche), ce modèle ne rend pas compte correctement des fréquences entendues<sup>10</sup>.

Peu de temps après, Criswell et Lindsay [26, 27] remarquent qu'une avalanche qui produit du son produit aussi une onde sismique bien plus intense en énergie<sup>11</sup>. A partir de cette observation, ils rapprochent le chant des dunes du caractère arrondi des grains de sables : pour eux ce sable dissipe beaucoup moins l'énergie lors du cisaillement et agit donc comme un résonateur avec un meilleur facteur de qualité, donc avec une fréquence mieux définie. Malheureusement, cette interprétation ne rend pas compte d'une simple observation du professeur P.K. Haff [29] : des billes de verres, malgré leur arrondi parfait et leur restitution plus faible que le sable, ne chantent pas. Haff, ainsi que Scholtz, Bretz et Nori [30] , ont dans les années 1980 - 1990 remarquablement bien recensé et résumé les recherches sur le chant des dunes effectuées durant le XIXème siècle et le XXème siècle, et en plus de cette analyse historique ils proposent une nouvelle direction de recherche, encore peu développée : l'étude de la surface de ces grains, et notamment des propriétés de frottement.

Nous avons exploré la perception du chant des dunes dans les esprits : de la superstition à la théorisation, aucune explication n'est complètement satisfaisante, aussi nous allons maintenant rendre compte de nos propres explorations et de nos propres découvertes des dunes chantantes.

---

10. environ un facteur 5

11. Cette onde sismique est selon eux responsable de curieux tremblements de lunes enregistrés par les missions Apollo 11, 14, 15 et 17! [28]



## Chapitre 2

# Le chant des dunes sur le terrain

### 2.1 Sud-ouest du Maroc, ou comment faire chanter une dune.

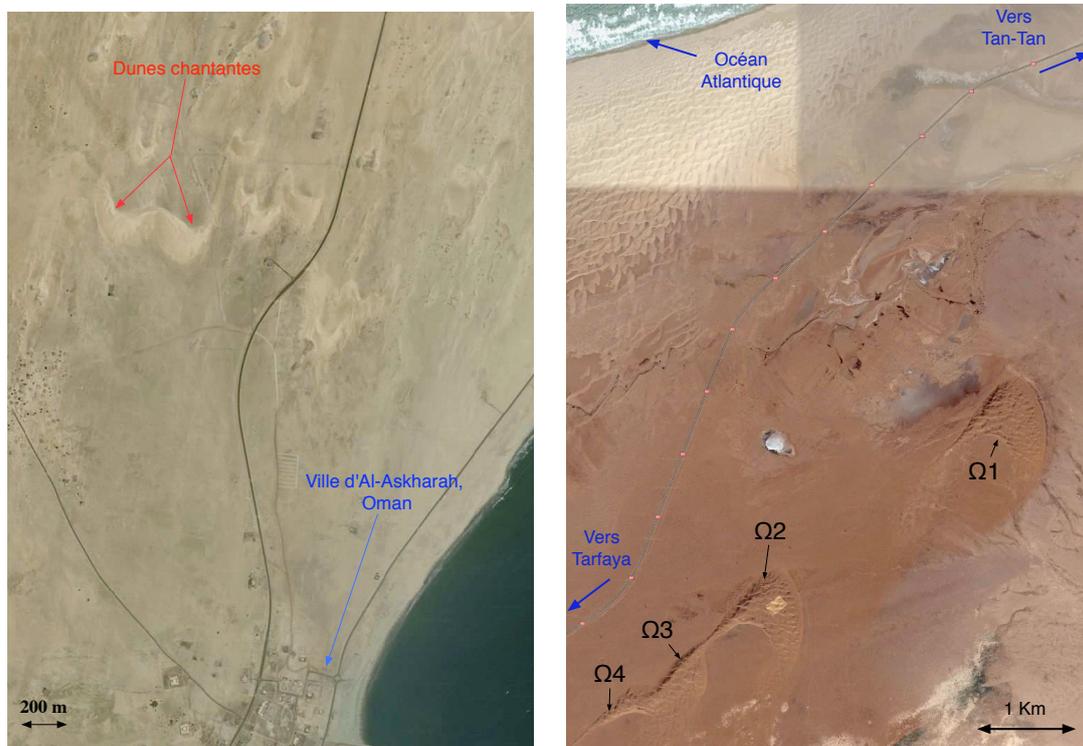


FIG. 2.1: A gauche : Emplacement d'une double dune barkhane aux incroyables propriétés de chant, située près d'Al-Askharah, en Oman. Coordonnées gps : 21.677848 Nord, 68.752441 Est. A droite : Emplacement des 4 dunes chantantes "Omega" de Sidi Aghfinir, près de Tarfaya, au sud-ouest du Maroc. Coordonnées gps : 28.036446 Nord, 12.159548 Ouest (source : google maps)

Le premier voyage effectué au cours de cette thèse nous a mené au sud du Maroc, près de la frontière avec le Sahara occidental.

Entre les villes de Tarfaya et Tan-Tan, le long de la route nationale n°1, dans la région de Fom Agoutir se trouvent 4 dunes barkhanes géantes ou mega-barkhanes, au pied desquelles nous avons passé la semaine de mission. Ces quatre dunes (fig. 2.1) ont été baptisées du nord au sud  $\Omega 1$ ,  $\Omega 2$ ,  $\Omega 3$  et  $\Omega 4$ .

Une dune Barkhane est une dune dont la vision aérienne rappelle une sorte de croissant, avec un “dos” plus pointu. Ces dunes sont très fréquentes dans les déserts, car c’est la forme la plus rapide à émerger d’un lit plat de sable soumis à un vent dans une seule direction [31].

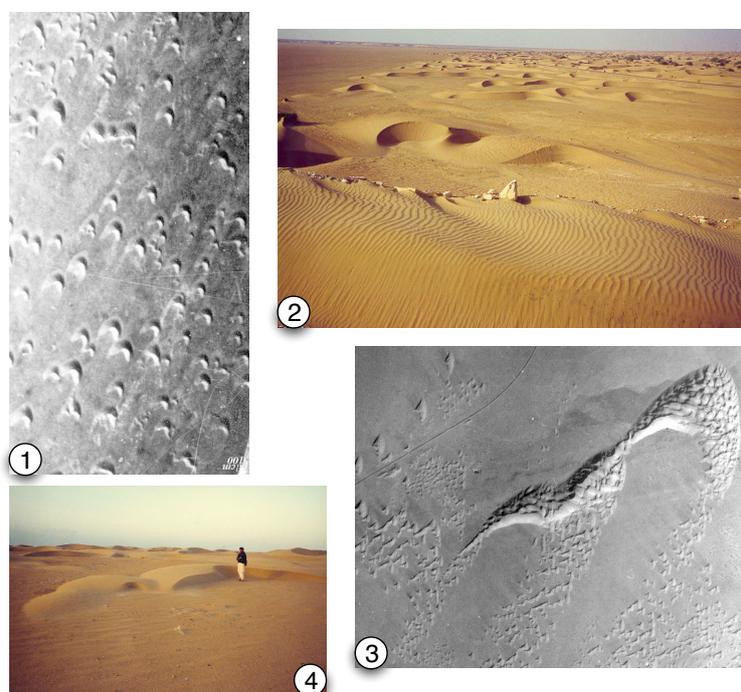


FIG. 2.2: Photos de dunes barkhanes. 1, 2 : champs de dunes barchanes près de la région de Fom Agoutir, au Maroc. 3 : Dunes barkhanes géantes  $\Omega 2$  puis  $\Omega 3$  et  $\Omega 4$  dans le prolongement du bras de  $\Omega 2$ ; l’autre bras se désagrège en un couloir de petites dunes barkhanes. 4 : Dune barkhane naine, à côté de la géante  $\Omega 2$ .

Lorsque l’on regarde le profil en coupe d’une barkhane, on constate globalement deux pentes d’angle différent : la première, face au vent, est très faible. A sa surface les grains de sables sont arrachés et transportés par le vent, jusqu’à ce qu’ils atteignent le sommet de la dune. De l’autre côté la pente est beaucoup plus raide, et les grains qui dépassent le sommet dévalent la pente, parfois jusqu’en bas de la dune, et c’est ainsi que les dunes avancent progressivement dans le sens

du vent. En réalité, le processus est discontinu à temps court : les grains transportés au sommet s'accumulent pour former une congère qui lorsqu'elle dépasse un angle critique cède et se vide dans la pente, formant une avalanche qui s'arrête lorsque l'angle de la pente repasse en-dessous d'un deuxième angle critique ; le premier angle critique est l'angle de départ d'avalanche, et le second l'angle d'arrêt. Ainsi l'avancée des dunes dans le vent se fait par avalanches successives, ce qui implique que l'angle de la pente la plus raide de la dune est toujours l'angle d'arrêt. La largeur de ces dunes barkhanes est très variable et peut aller de 1m pour les plus petites à 1km pour les plus grandes [32] ; leur hauteur est en général de l'ordre d'un dixième de leur largeur. Pour la dune  $\Omega 1$ , la largeur est environ de 800 m de largeur pour 80 m de hauteur. Enfin, la vitesse d'avancée de ces dunes dépend de leur taille ; pour  $\Omega 1$ , la vitesse est de quelques cm par an [33, 34, 35].

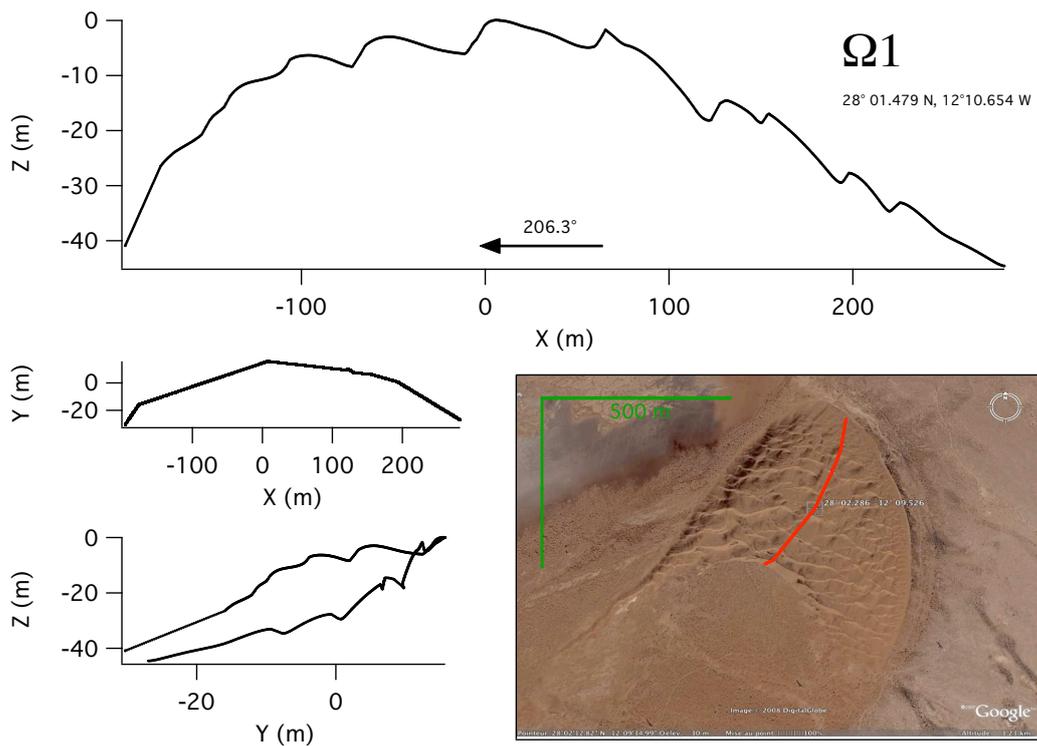


FIG. 2.3: La dune Omega1, mesurée en novembre 2007. La partie avec une pente douce est face au vent, et la partie la plus pentue est le lieu d'avalanches de sable, par lesquelles la dune avance peu à peu (environ 2cm par an).Le profil est beaucoup moins lisse que pour d'autres dunes barkhanes plus petites : la dune est tellement grande que sa surface est suffisamment plate pour que d'autres dunes se développent à sa surface.

Cette dune géante est composée de grains de  $150\mu\text{m}$  environ, avec peu d'écart à la moyenne

(Voir le chapitre 4 pour une granulométrie plus précise). Elle est même suffisamment grande pour que de petites dunes se soient développées à sa surface, ce qui en fait une méga-barchane (d'où l'appellation "Ω" de ces dunes).



FIG.2.4: Une manière très simple de faire chanter le sable : une avalanche est créée en poussant avec ses jambes du sable devant soi, le long de la pente

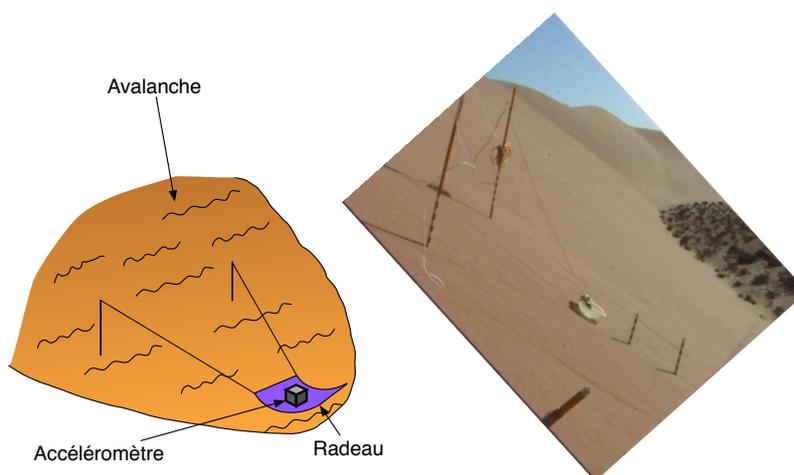


FIG.2.5: Dispositif pour mesurer l'accélération de la surface de l'avalanche : deux piquets maintiennent par une ficelle un radeau flottant à la surface de l'avalanche, sur lequel est collé un accéléromètre. La difficulté est dans le réglage du câble de l'accéléromètre : il faut réussir à l'utiliser comme un ressort dont la raideur assure le contact entre le radeau et la surface sans perturber l'écoulement.

Le premier contact avec le chant des dunes se fait en gravissant la face d’avalanche de la dune. Ici, le sable est très lâche et on s’y enfonce facilement, comme dans d’autres dunes. Mais en plus le simple fait de mettre le sable en mouvement provoque - à l’étonnement général - des sons d’intensité et de fréquence variable (à l’oreille, entre 50 et 400 Hz). Une fois en haut de la face d’avalanche, il est facile d’en démarrer une en détruisant une congère qui se vide en avalanche, comme lorsque cela se passe naturellement. Dans certains cas cette avalanche émet un son puissant et grave pendant 1-2 minutes, c’est à dire toute la durée de l’avalanche pour cette dune. Pour produire à coup sûr des avalanches qui durent longtemps, il est préférable de la suivre et de l’alimenter en permanence pour éviter qu’elle ne s’arrête : pour cela, le meilleur moyen connu [36],[37] est de s’asseoir en haut de la dune, d’écartier ses jambes en chasse-neige et de pousser vers le bas avec ses mains, ce qui mobilise le sable situé entre ses jambes en avalanche. L’avalanche produite se répartit en un doigt [38] qui a pour taille l’écart entre les jambes environ, une épaisseur de quelques cm et une vitesse moyenne d’environ  $25 \text{ cm/s}$ <sup>1</sup>. Le son alors produit est en première approximation à une seule fréquence de 110 Hz, d’amplitude variable, allant jusqu’au delà de 110 dB près de la source<sup>2</sup>. Le son est parfois aussi coloré de battements, souvent lorsque l’on pousse trop de sable d’un coup ; au contraire, il est très pur lorsque l’on pousse moins de sable, de façons la plus régulière possible. Cette technique pour

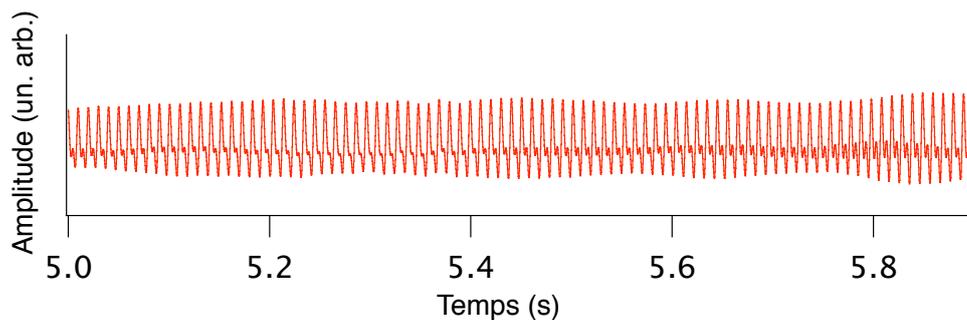


FIG. 2.6: Signal sonore issu de l’avalanche de la dune Omega1. Le son est assez régulier en amplitude, et la fréquence est bien définie.

“fabriquer” des avalanches sonores nous a semblé le meilleur moyen de réaliser des expériences

---

1. Pour ceux qui n’ont jamais vu de dune de près, une telle avalanche n’est absolument pas dangereuse, car le sable ne va pas vite et ne met pas en jeu des quantités trop importante, contrairement à une avalanche en montagne.

2. le record actuel est de 115 dB

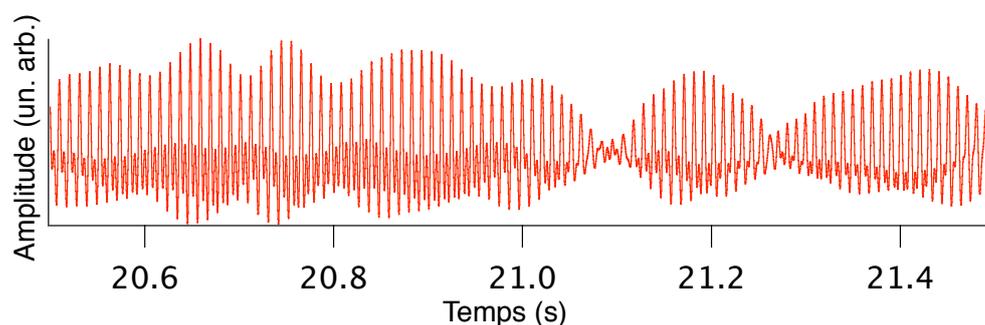


FIG. 2.7: Signal sonore issu d'une autre avalanche de la dune Omega1. Le son est assez cette fois irrégulier en amplitude car il y a des battements, ce qui rend le son "rugueux" à l'oreille. Cette rugosité provient sans doute de l'irrégularité des battements, qui ne permettent pas à l'oreille de distinguer précisément deux fréquences..

suffisamment reproductibles<sup>3</sup>, et un des premiers tests a été d'enregistrer de telles avalanches à différents endroits de la dune.

Nous avons pu constater que le son n'est pas le même à chaque enregistrement : l'amplitude varie si l'on pousse plus ou moins de sable, et on peut avoir des battements. Toutefois, ces variations ne sont absolument pas corrélées avec l'endroit d'où le son est émis sur la face d'avalanche, si l'on fait abstraction d'un éventuel écho lorsqu'on est proche d'un des bras de la barkhane<sup>4</sup>. Pour s'affranchir de cet effet, ainsi que du vent ambiant (toujours gênant pour les micros), nous avons tenté plusieurs solutions : enterrer les micros, enterrer des accéléromètres, ou même poser des accéléromètres à la surface de l'avalanche, au moyen de radeaux (fig. 2.5).

---

3. et un des moins épuisants, même si une descente de face d'avalanche à la force des bras est un exercice très physique!

4. Sans anticiper sur la relation future entre fréquence et taille des grains, il faut préciser que la fréquence est légèrement plus grave sur les cornes de la barkhane, où les grains sont plus gros

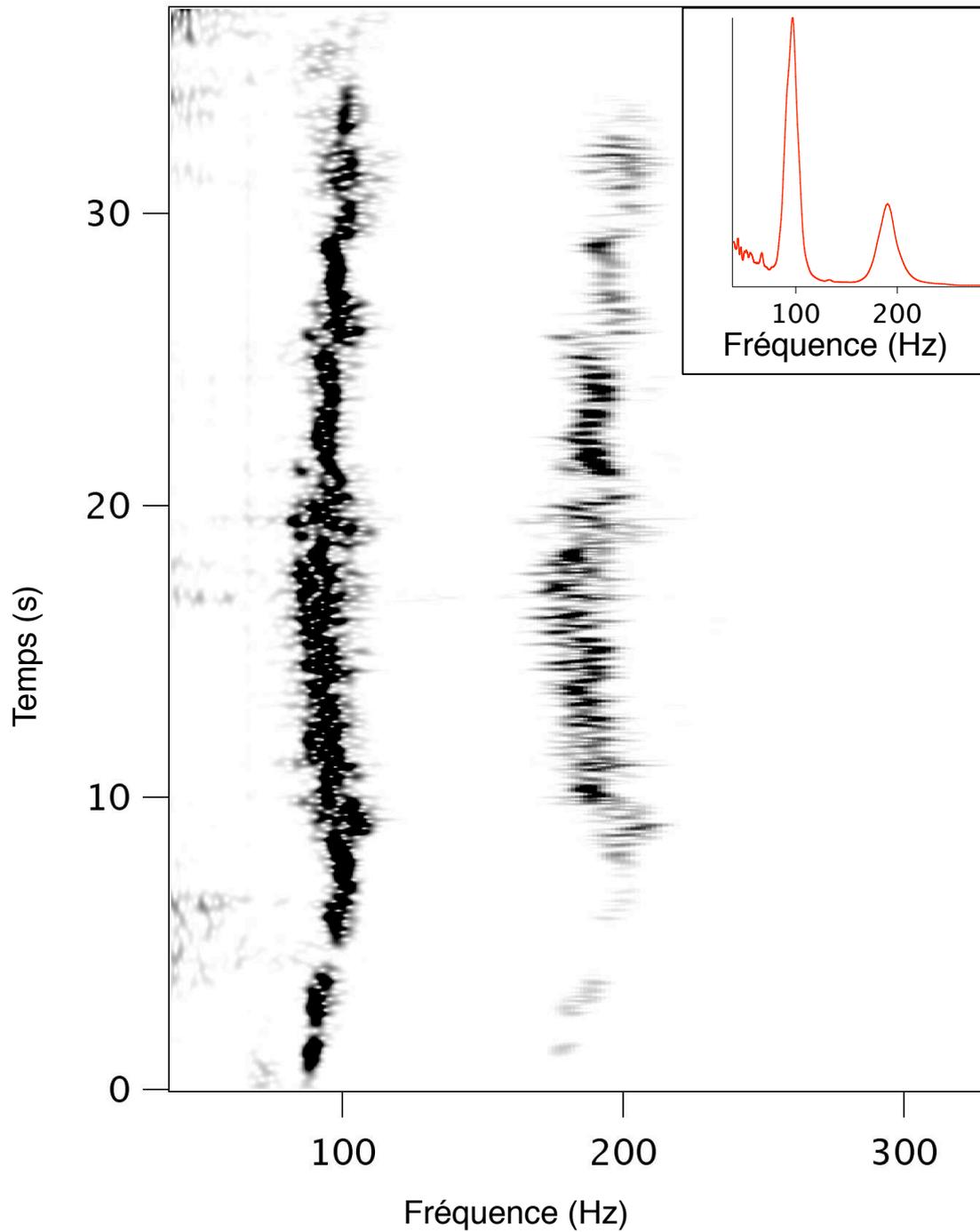


FIG. 2.8: Sonogramme (en ondelettes) d'une avalanche de la dune  $\Omega 1$ , au Maroc. La fréquence fondamentale fluctue autour d'une valeur moyenne de 100 Hz, et le premier harmonique suit ces variations autour de 200 Hz. On voit aussi que lorsque le chant est plus fort (vers 20 sec.), la fréquence est légèrement plus basse que lorsque l'amplitude est plus faible (fin du chant, vers 35 sec.). Cet effet est encore plus marqué sur la fréquence de la première harmonique. Dans le cadre, nous avons calculé la moyenne du sonogramme le long de l'axe temporel.

Il est possible de faire chanter le sable autrement qu'en avalanche : nous avons vu que marcher dans la face d'avalanche mettait le sable en mouvement et provoquait des sons, mais on peut aussi le faire en plongeant sa main dans le sable, les doigts serrés, et en poussant rapidement dans une direction, à la manière d'un nageur, le paquet de sable qui se forme dans le creux de la paume.

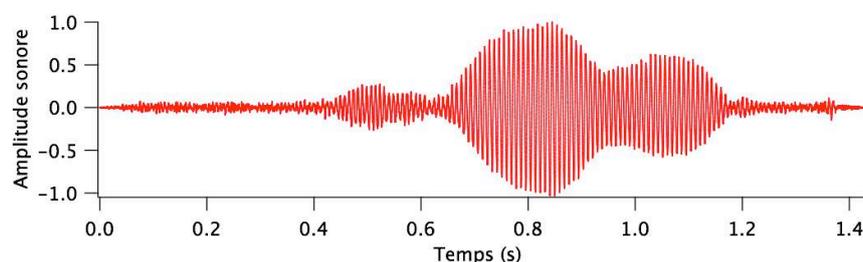


FIG.2.9: En haut : Une autre façon de faire chanter le sable : en plongeant la main dans le sable, les doigts serrés, et en déplaçant rapidement un paquet de sable plus ou moins gros dans une direction. En bas : signal sonore du chant ainsi réalisé, dont la fréquence vaut à peu près 150 Hz

Cette autre façon permet de produire différents sons de hauteur différente selon la quantité de sable repoussée et la vitesse de la main ; les sons produits sont plus aigus et évidemment bien moins puissants que ceux produits par les avalanches, toutefois le “joueur de sable” sent très clairement dans sa main les vibrations à l’origine du son entendu, ce qui implique qu’il s’agit du même phénomène mis en jeu que pour les avalanches. Il est possible de varier cette méthode en utilisant ses deux mains, ou au contraire seulement quelques doigts.

Il existe d’autres techniques pour faire chanter le sable, toutes basées sur des mouvements de

paquets de sable à surface libre : on peut par exemple rapprocher très vite deux quantités de sables dans ses mains, ou alors remplir un récipient de ce sable et le vider très vite au sol. Toutefois, les deux techniques les plus fiables et les plus reproductibles pour faire chanter le sable sont les deux premières décrites, c'est à dire les avalanches artificielles et l'utilisation de la main comme un soc de charrue. Nous appellerons cette dernière façon le chant "à la main".

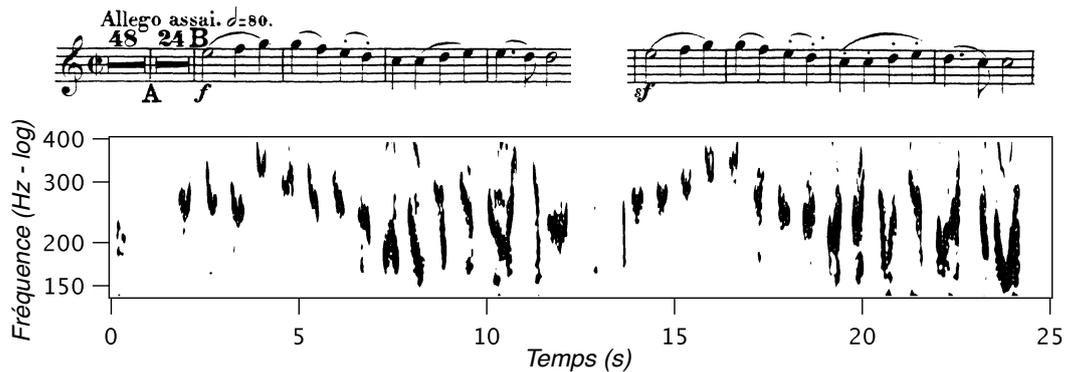


FIG. 2.10: Exemple de chant à la main : Comme C.H. Bolton, un joueur de sable peut obtenir différentes fréquences et jouer des mélodies. La représentation en ondelettes en-dessous est tirée d'un enregistrement de terrain, et permet de suivre l'évolution en fréquence au cours du temps, comme sur la partition au-dessus. (Beethoven, symphonie n° 9, 4ème mouvement - hautbois, source : imslp.org).

## 2.2 Vibration de la surface de l'écoulement, onde de surface et seuil

Parmi les techniques d'enregistrements, l'utilisation de micros et d'accéléromètres sur des radeaux de fortune a été très utilisée dans des missions précédentes ([36, 39, 40]) L'expérience type de ce genre consiste en pousser du sable vers une zone où des piquets sont plantés, certains maintenant un micro perpendiculaire à la face d'avalanche, d'autres un radeau avec dessus un accéléromètre (fig. 2.5).

Sur les enregistrements, on voit que le micro enregistre du son dès que l'avalanche en produit, alors que l'accéléromètre sur le radeau mesure un signal assez faible et qui devient très fort au moment de l'arrivée de l'avalanche. Ceci indique que la surface de l'avalanche vibre fort pendant l'écoulement, et que cette vibration qui se transmet dans l'air est à l'origine du son émis : en d'autres termes, la surface de l'avalanche agit comme un haut-parleur. Cette vibration est

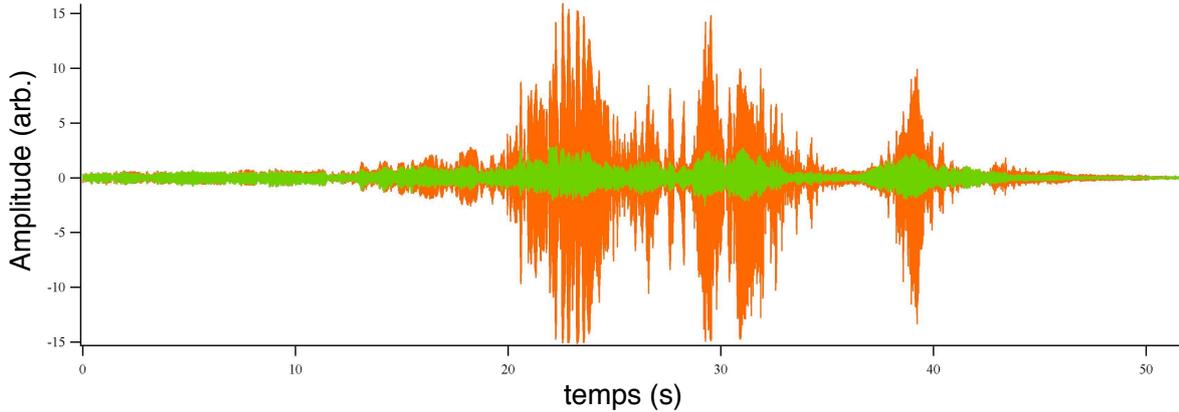


FIG. 2.11: Signal d'accéléromètres lors d'une avalanche. Orange : accéléromètre flottant à la surface de la dune. Vert : accéléromètre enterré à 3 cm de profondeur. Les calibrages sont les mêmes pour les deux capteurs. A  $t=0$ , on déclenche une avalanche sonore entretenue en amont des capteurs. Avant l'arrivée du front (vers 20 s), les deux capteurs mesurent un signal d'amplitude similaires, causé par l'avalanche en amont. Après le passage du front, l'accéléromètre en surface mesure une amplitude bien plus importante, ce qui signifie que l'avalanche est bien le siège de l'émission. L'amplitude avant le passage du front n'est toutefois pas nulle, ce qui signifie que l'avalanche crée des ondes sismiques qui se propagent en surface de la dune.

clairement perceptible avec le sens du toucher [26] : lors d'une avalanche qui chante, si on met sa main dans l'écoulement, on sent tout à fait la vibration, comme lorsque l'on touche un haut-parleur. On a aussi cette sensation lorsque l'on se situe à plusieurs mètres de l'avalanche : la vibration se propage aussi dans la partie immobile de la face d'avalanche, où le sable ne coule pas, comme en témoigne le signal de l'accéléromètre avant l'arrivée du front d'avalanche. Pour résumer, le son est produit principalement par la vibration de la surface en écoulement, et aussi dans une certaine mesure par la vibration de la partie statique de la face d'avalanche, dans laquelle une onde sonore se propage.

Nous avons évoqué implicitement plus haut des cas d'avalanches où le son ne se produisait pas : en effet, pour de petites avalanches, aucun son n'est produit, et toutes les avalanches sonores qui ne vont pas tout au bout de la dune se finissent par un silence, lorsque l'avalanche est peu profonde et peu rapide. Ainsi seules les grosses avalanches sont susceptibles de chanter. Cette propriété se retrouve lorsque l'on fait chanter le sable à la main : pousser un trop petit paquet de sable trop lentement ne produit aucun son. Curieusement la limite de "chantabilité" change d'une dune à l'autre : ainsi  $\Omega 1$  ne nécessite qu'un doigt de la main pour émettre un son, alors que  $\Omega 2$  ne chante pas en-dessous de 2 doigts. Mais ce seuil évolue aussi dans la journée, et à la

tombée du soleil le sable chante de moins en moins bien pour ne plus du tout chanter une fois que la rosée s'est déposée. Ce comportement évoque fortement un mécanisme d'instabilité se déclenchant lorsqu'un paramètre de contrôle dépasse un certain seuil quantifiable, même si pour l'instant le seuil est exprimé en nombre de doigts ; mais il pourrait aussi être du aux limites de l'oreille humaine, incapable de percevoir des sons de trop basse intensité : nous leverons cette ambiguïté ultérieurement.

Qui qu'il en soit, l'analyse du seuil est difficile avec ce seul voyage car la différence n'est pas très marquée entre les dunes  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$ , mais elle peut l'être plus si on compare des dunes qui chantent qui ne sont pas au même emplacement géographique.

## 2.3 Emplacements géographiques

D'autres dunes peuvent chanter dans le monde, et certaines d'entre elles sont situées à Oman où nous avons effectué notre deuxième mission.

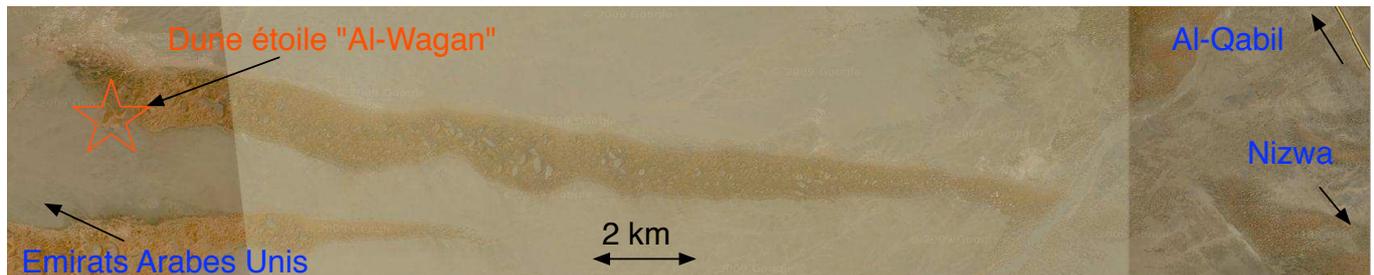


FIG. 2.12: Dune étoile chantant faiblement dans la région de Al-Wagan, à 1 km de la frontière avec les Émirats Arabes Unis (23.714639 Nord, 55.636997 Est).

Près de la frontière avec les Émirats Arabes Unis, une route indiquée “Al-Wagan” mène à des bras de sable au milieu desquels se trouvent des dunes étoiles. Une dune étoile est formée par des vents changeant de direction de manière cyclique, et dont la moyenne est nulle [34]. Cela a pour effet de conserver le sable au même endroit et de former un tas ayant globalement autant de face que de directions de vent - trois faces pour la plupart des dunes d’Al-Wagan.

Après bien des essais infructueux, nous avons découvert que la plus grande des dunes étoiles de la région pouvait chanter, à condition d’être trois en même temps à pousser le sable en avalanche comme si notre vie en dépendait. Le son émis est alors plus grave qu’à Sidi Aghfinir

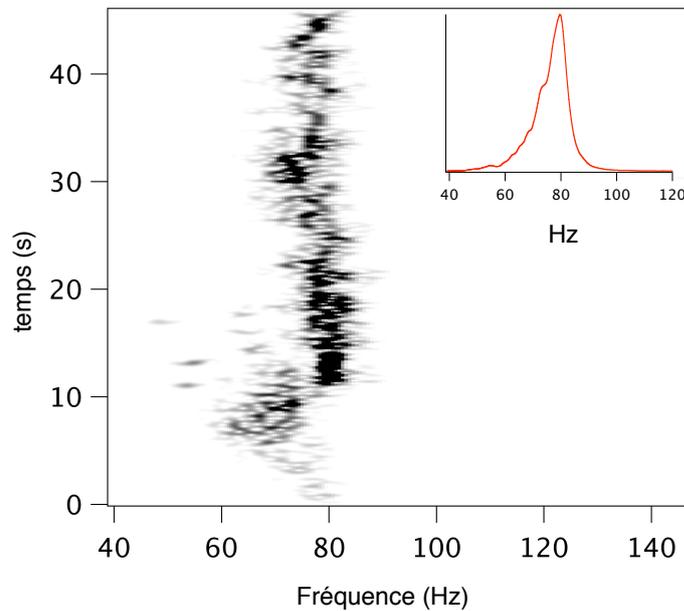


FIG. 2.13: Chant de la dune Al-Wagan en représentation temps-fréquence (par ondelettes). La fréquence est assez pure, et ne varie pas trop dans le temps, avec une distribution comportant un pic à 80 Hz.

(environ 80 Hz — fig. 2.13), et malgré tous nos efforts il a été impossible de faire chanter ce sable à la main<sup>5</sup>. Il n'est à priori pas étonnant que la fréquence du chant soit assez différente de celle de la dune  $\Omega 1$  au maroc, étant donné que les grains n'ont pas du tout la même taille ni la même composition et que la dune n'a pas non plus la même forme ni la même dynamique.

A l'extrême est d'Oman, juste avant l'entrée de la ville côtière d'Al-Askharah se trouvent deux dunes barkhanes imbriquées l'une dans l'autre. Ces deux barkhanes sont composées d'un sable clair, de taille moyenne de  $250\mu\text{m}$ , mais avec un écart-type très important. Cette double-dune chante avec une telle facilité que la plupart des avalanches accidentelles sont chantantes. Le chant est assez variable suivant l'endroit où on déclenche l'avalanche. Il est le plus souvent mono-fréquentiel, mais la fréquence n'est pas forcément la même selon l'endroit où est déclenchée l'avalanche, et les variations de fréquence sont plus importantes que sur la face d'avalanche de  $\Omega 1$ . Les battements sont aussi beaucoup plus importants, à tel point qu'on ne reconnaît plus parfois la fréquence du chant et qu'on n'entend plus qu'un son rugueux, rauque, comme un bruit plutôt qu'un son : on comprend mieux maintenant pourquoi certaines descriptions du chant des dunes comparent le son à un roulement de tambour, ce qui semblait absurde en entendant seulement

5. Le seuil est donc au-dessus de 5 doigts

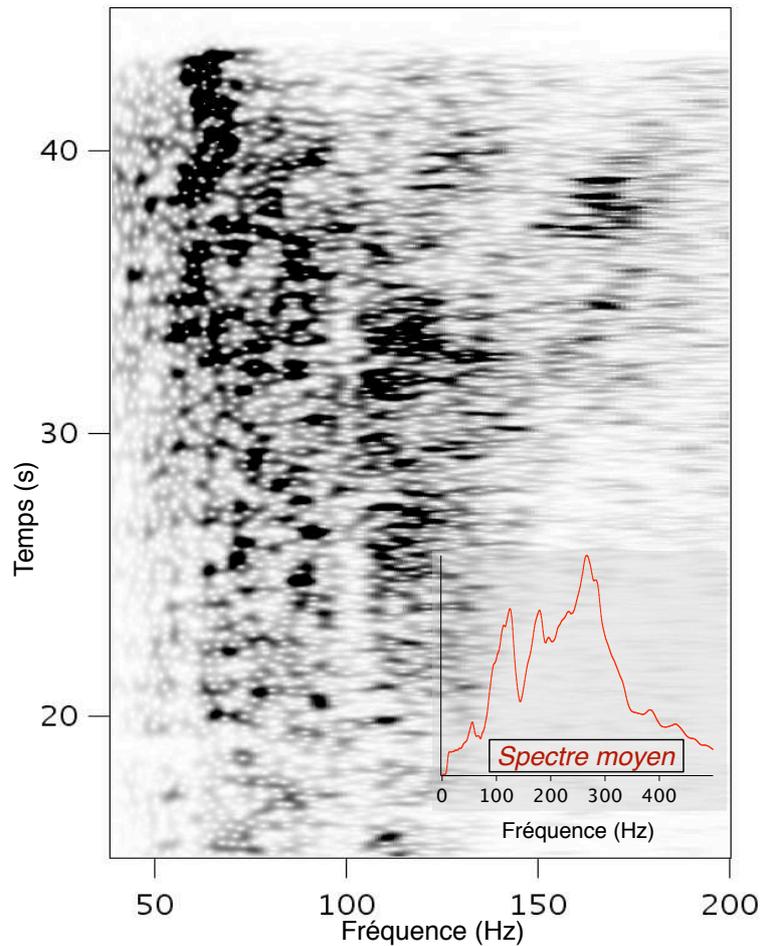


FIG.2.14: Représentation temps-fréquence du chant de la dune Al-Askharah (ondelettes). La fréquence est beaucoup moins marquée, et comporte plusieurs pics larges de fréquences. Précisons qu'il s'agit là d'une seule avalanche, car sur cette dune d'autres expériences donnent une répartition différente de fréquences (voir en annexe).

le chant de  $\Omega 1$  au maroc, qui comporte peu de battements.

Beaucoup plus près de Paris et encore plus près de Bordeaux, le sable des Landes est aussi capable d'émettre des sons. Contrairement aux autres exemples précédents, ce sable n'a pas fait l'objet d'une mission, mais a été remarqué au détour de vacances par plusieurs membres séparés de l'équipe. Le son émis par le sable des plages est avant tout radicalement différent de celui émis par le sable d'une dune : les fréquences sont beaucoup plus élevées, et il ne comporte pas de faces d'avalanches, donc il faut toujours le solliciter car il ne coule pas naturellement. Pour faire chanter ce sable, il faut aussi le cisailer, donc plonger sa main dedans et pousser un paquet de sable. Mais il faut aller beaucoup plus vite que pour le sable des dunes, sans quoi

il reste silencieux, et il est incapable de chanter de manière spontanée<sup>6</sup>. Les fréquences émises étant beaucoup plus hautes (entre 600 et 1000 Hz, ce qui correspond aux notes dans les aigus retranscrites par C.H. Bolton[17], fig. 1.5), on ne parle plus vraiment de sable qui chante mais de sable qui “couine”, ou “couineur” (“to squeek” dans la langue de Darwin). A la sortie du bassin d’Arcachon, le banc d’Arguin est composé d’un tel sable, et le promeneur s’en rend vite compte lorsque chacun de ses pas déplace du sable avec un petit sifflement. Il y a du couineur sur beaucoup d’autres plages de la côte landaise, mais contrairement au banc d’Arguin, à chaque fois le sable ne chante pas partout sur la plage : les zones qui chantent semblent localisées dans une bande parallèle à la côte, à quelques mètres du front des vagues. De plus, la première chose que nous avons remarquée sur les échantillons de ce sable ramené à Paris est qu’ils perdent leurs propriétés de chant au bout de quelques semaines, et que pour les faire réapparaître, il faut arroser un peu ce sable, bien mélanger, et attendre que l’humidité soit bien répartie et homogène, sans agrégats. Ce sable ne peut chanter que s’il est un peu humide, mais pas trop : sur une plage l’humidité du sable décroît lorsque l’on s’éloigne de la mer, et les deux valeurs limites d’humidité entre lesquelles le sable peut chanter définissent une bande à peu près parallèle à la côte.

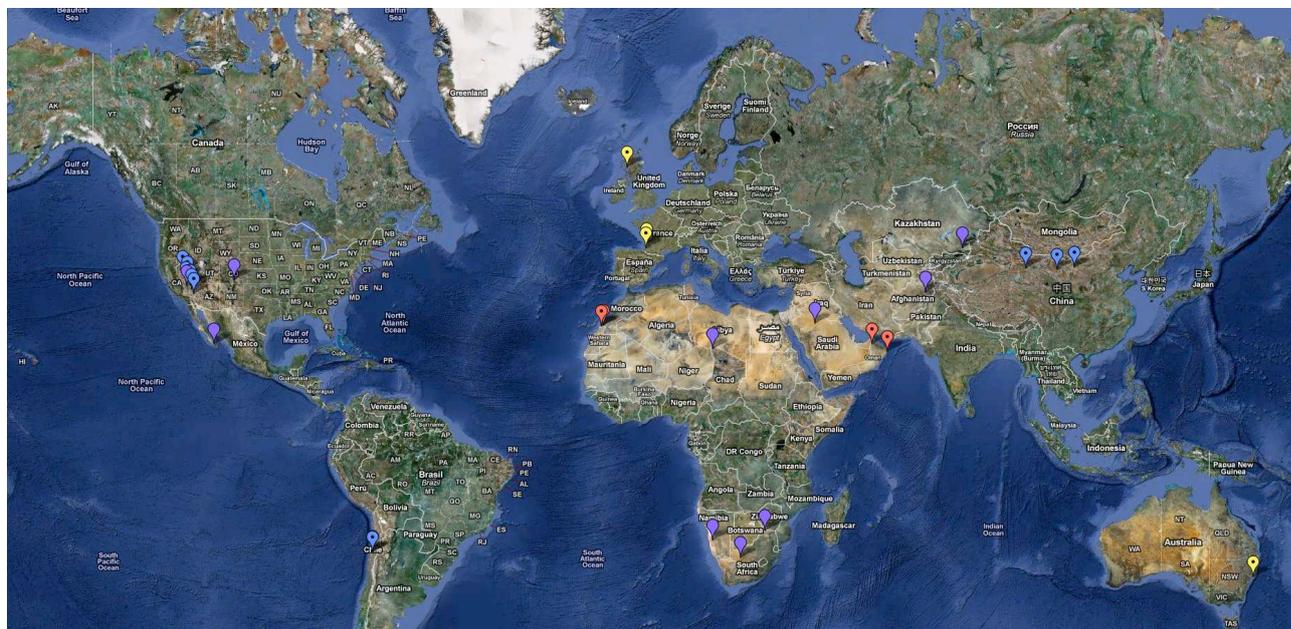


FIG. 2.15: Carte du monde avec marqué les emplacement des dunes. En rouge : dunes visitées depuis 2007 par l’auteur de cette thèse. En bleu : dunes visitées par S. Douady. En violet : emplacements de dunes trouvés dans la littérature. En jaune : quelques emplacements de plages sonores.

6. Il existe peu de dunes sur les plages assez hautes pour espérer faire chanter le sable en avalanche

La carte du monde de la figure 2.15 dresse une liste importante (mais non exhaustive) de lieux où se trouve du sable chantant. Les lieux concernés sont assez bien répartis dans le monde, surtout aux tropiques, ce qui est logique quand on considère que la majorité des déserts de sables sont situés aux tropiques. Le tableau de la partie suivante (tab. 4.1) détaille les coordonnées de latitude et longitude de ces lieux, avec en plus le diamètre moyen des grains et la fréquence du chant (lorsqu'ils sont connus). Parmi les endroits repérés se trouvent aussi à titre indicatif quelques lieux de plages chantantes, mais le phénomène est beaucoup plus courant que celui de chant des dunes, et ne saurait être efficacement répertorié avec les moyens dont nous disposons : nous l'avons dit, H.C. Bolton a répertorié en 10 ans plus de 50 plages [15] chantantes pour les seuls Etats-Unis, et pour notre part, il n'était pas rare qu'un visiteur du laboratoire nous parle d'une nouvelle plage chantante qu'il avait vue ou dont il avait entendu parler dans tel ou tel pays. La seule remarque que nous pouvons faire sur ces plages est que contrairement aux dunes qui chantent, elles ne sont pas limitées aux lieux désertiques, et on en trouve un bon nombre en zone tempérée (Côte landaise, Angleterre, Danemark, Japon, côte est des Etats-Unis, ...)

## 2.4 Comparaison des fréquences : loi en $\sqrt{g/d}$

A travers ces descriptions du chant des dunes sur le terrain, nous voyons que les dunes qui chantent peuvent être assez différentes, ne pas émettre à la même fréquence, ne pas chanter beaucoup, ou au contraire être de vraies divas. Mais tous ces cas ont un point commun : à chaque fois, le son est produit lorsque le sable est mis en mouvement, i.e. lorsqu'il est cisailé. Lorsque le sable chante à la main, il est difficile d'évaluer ce cisaillement, en revanche les écoulements d'avalanche sont causés par la gravité uniquement, et ont un taux de cisaillement relativement constant [41, 42]— nous développerons dans le prochain paragraphe un calcul qui établit ce résultat.

Nous pouvons alors déduire ce taux de cisaillement par analyse dimensionnelle pour une dune composée de grains du même diamètre  $d$  : le taux de cisaillement  $\dot{\gamma}$  a la dimension de l'inverse d'un temps. Il dépend à priori de l'angle  $\phi$  de la face d'avalanche, du diamètre des grains  $d$  et de l'accélération de la gravité  $g$ . Comme les avalanches ne diffèrent pas notablement si on les démarre à mi-hauteur de la dune, ce taux ne dépend donc pas d'autres paramètres comme la

taille de la dune. Nous avons alors 4 variables et 2 dimensions, ce qui nous permet d'exprimer la loi reliant le cisaillement aux autres paramètres avec seulement deux nombres sans dimensions. Le premier est naturellement l'angle  $\phi$ , le second s'écrit alors  $\dot{\gamma}\sqrt{d/g}$ , et la loi de cisaillement peut s'écrire :

$$\dot{\gamma} = f(\phi)\sqrt{\frac{g}{d}} .$$

En pratique, l'angle d'avalanche d'un matériau granulaire dépend de beaucoup de paramètres microscopiques des grains qui le composent ; toutefois pour du sable cet angle est en moyenne de  $30^\circ$  et varie peu d'un sable à l'autre (Nous avons mesuré des angles variant de  $29^\circ$  à  $31,5^\circ$  sur les dunes évoquées plus haut). Ainsi, pour une avalanche à la surface d'une dune, le coefficient  $f(\phi)$  pourra être considéré comme constant, et on trouve en pratique [42, 43, 44, 45] :

$$\dot{\gamma} = 0,4\sqrt{\frac{g}{d}} . \quad (2.1)$$

Cette analyse dimensionnelle peut tout à fait être conduite pour la fréquence, qui a la même dimension que le taux de cisaillement, et on trouve de la même manière

$$f = a\sqrt{\frac{g}{d}} , \quad (2.2)$$

où  $a$  est un coefficient inconnu. Il convient donc de comparer la mesure de  $f$  avec l'estimation du taux de cisaillement pour les cas où nous avons ces informations.

Cette intuition se trouve récompensée puisque la fréquence tracée figure 2.16 en fonction du cisaillement donne une droite, ce qui indique qu'en moyenne ces deux grandeurs sont égales. Certes la relation ne se fait pas sur plusieurs décades, tout simplement parce que la granulométrie du sable qui chante ne s'étend pas non plus sur plusieurs décades (ce point sera abordé plus en détail dans le chapitre 4). Cette relation ne rend pas compte des fluctuations de fréquence et des battements que nous avons pu observer sur le terrain : la relation entre le cisaillement et la fréquence du chant en avalanche n'est sûrement pas si simple lorsqu'on ne regarde plus seulement les valeurs moyennes, mais cette courbe confirme que le chant des dunes est très fortement lié au cisaillement du sable. Il faut être prudent toutefois dans la construction de cette courbe avec les cas où la taille des grains n'est pas bien définie : si on prend par exemple

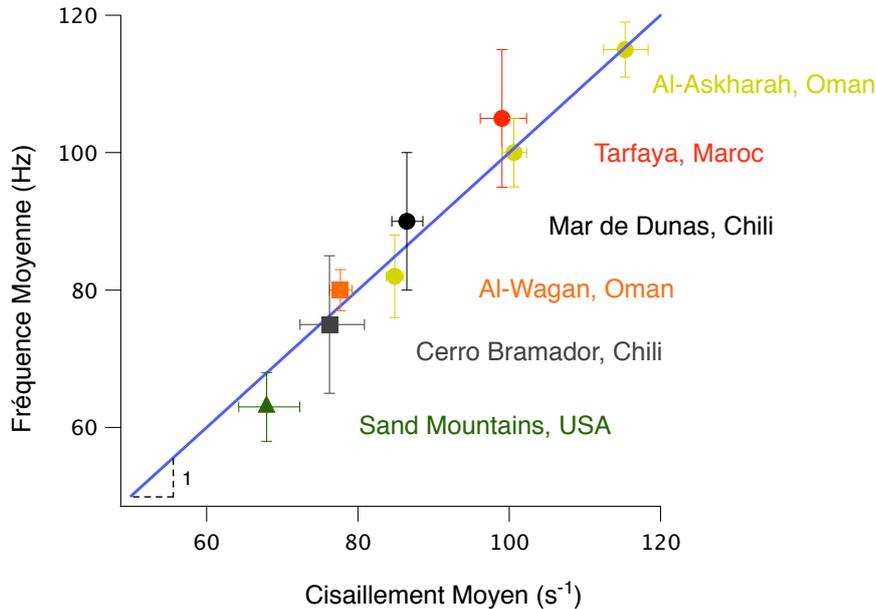


FIG. 2.16: Fréquence des dunes en fonction du cisaillement moyen imposé par la gravité en avalanche (calculé selon la loi empirique :  $\gamma = 0,4\sqrt{g/d}$ ). Notons les trois points provenant de la même dune d'Al-Askharah, en jaune.

la dune d'Al-Askharah à Oman, on a vu qu'elle était capable d'émettre un son très rugueux, avec de très forts battements. Si on regarde la composition spectrale de ce son, on constate la présence de plusieurs pics de fréquences, or la granulométrie de ce sable comporte aussi plusieurs pics, et heureusement, trois de ces pics de fréquence correspond aux trois pics de granulométrie dans la relation fréquence-cisaillement. Dans d'autres cas, comme pour Al-Wagan, la relation est moins évidente puisqu'il n'y a qu'une seule fréquence pour plusieurs pics de taille des grains. Mais heureusement encore, cette fréquence correspond à l'un des pics en particulier : il est donc légitime de supposer que pour cette dune, seuls les grains de cette taille ont des propriétés de chant, et que les propriétés de ségrégation des avalanches [46] les trient des autres grains, ce qui leur permet d'émettre un son comme s'ils étaient seuls en avalanche. Cette hypothèse est cohérente avec le fait qu'il faut mobiliser beaucoup de grains pour faire chanter cette dune en particulier.

Ces subtilités expliquent sans doute les résultats étranges trouvés par Vriend et al. sur les dunes de Dumont et Kelso en Arizona : les grains de ces dunes sont beaucoup moins triés que ceux d'autres dunes chantantes comme les barkhanes géantes de la région de Sidi Aghfinir ; aussi, lorsque l'on calcule le cisaillement à partir de la taille moyenne des grains, on commet une erreur

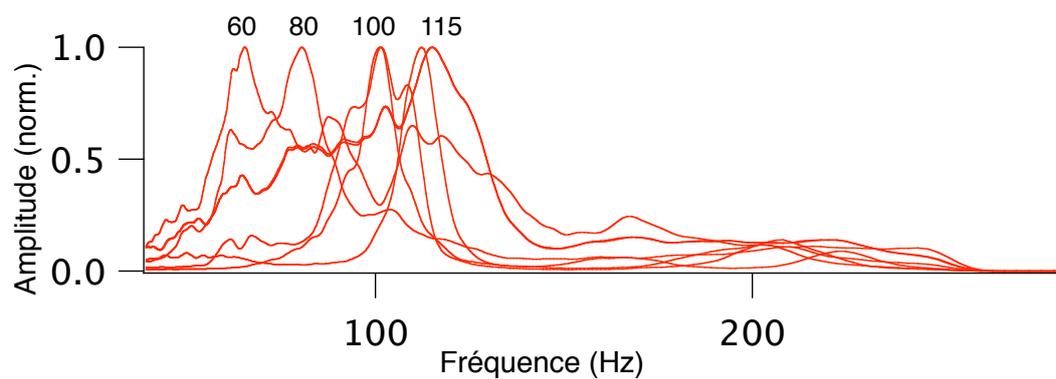


FIG. 2.17: Différents spectres obtenus lors d'avalanches sur la dune d'Al-Askharah. On voit nettement 4 pics apparaître, dont 3 correspondent à des pics dans la granulométrie de la dune (voir la partie granulométrie).

qui empêche de relier la fréquence entendue à ce cisaillement [47].

## 2.5 Modèle du tac-tac

Nous avons estimé le taux de cisaillement par analyse dimensionnelle, et nous avons vu qu'il ne dépendait que de la gravité et de la taille des grains. Nous allons retrouver maintenant ce résultat à l'aide d'un calcul plus rigoureux à partir d'un modèle mécanique simple. Ce calcul a déjà été mené avec brio par Quartier et al. [41] dans le cadre de l'étude des avalanches de milieux granulaires, mais comme il permet de comprendre un peu mieux le lien entre le cisaillement et l'émission de son pour les avalanches, nous allons le développer à nouveau avec une grille de lecture propre à l'étude du chant des dunes.

Pour comprendre certaines caractéristiques des avalanches, il est utile de comprendre le mouvement d'un grain en chute sur une pente composée d'autres grains. On modélise un grain en 2D par un disque solide inélastique et mobile de diamètre  $d$ , de masse  $m$ , roulant sur une pente faite de disques similaires fixés le long d'une droite d'angle  $\phi$ . A l'instant initial, on lâche le disque sans vitesse initiale et on le laisse libre de rouler. Tout d'abord, si l'angle n'est pas supérieur à  $30^\circ$  dans cette configuration là, le disque ne peut pas se mettre à rouler spontanément, car il reste piégé dans les interstices des autres disques similaires fixés sur la pente.

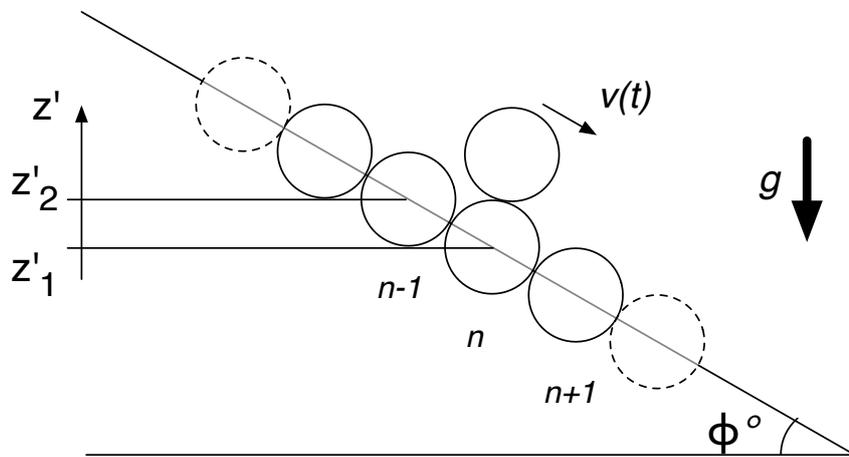


FIG. 2.18: Schéma représentant un seul grain en chute libre sur une assemblée d'autres grains. Si l'angle n'est ni trop grand ni trop petit, les chocs dissipatifs vont équilibrer l'énergie cinétique gagnée par transfert d'énergie potentielle lors de la chute entre deux grains, pour atteindre une vitesse constante.

Si l'angle est supérieur à l'angle de démarrage (ici  $30^\circ$ ), alors le disque peut se mettre à rouler et à dévaler la pente. Deux phénomènes sont alors en compétition lors de la chute du disque : la gravité qui accélère le disque, et les chocs inélastiques qui le ralentissent. Raisonnons

tout d'abord entre deux chocs : le système est alors conservatif, il n'y a pas de dissipation, et l'énergie mécanique est conservée. Le gain en énergie cinétique entre deux chocs compense alors exactement la perte en énergie potentielle, ce qui s'écrit :

$$\delta E_c = -\delta E_p = -mg(z'_1 - z'_2) \quad ,$$

où  $z'_1 + d$  et  $z'_2 + d$  sont les positions initiales et finales du grain en chute libre (i.e. entre deux chocs<sup>7</sup>). La quantité  $(z'_1 - z'_2)$  s'exprime simplement en fonction de  $d$  et  $\phi$ , et on a :

$$\delta E_c = mgd \sin(\phi) \quad .$$

Maintenant, calculons l'énergie dissipée lors d'un choc. Lors du choc des deux disques, seule la composante de la vitesse normale au plan de contact est affectée par cette dissipation. Pour simplifier, on traitera le problème comme si le choc affectait la vitesse tout entière, que l'on considère uniquement horizontale en première approximation, et on introduit un coefficient de restitution "effectif" du matériau, apte à décrire la perte d'énergie cinétique :  $E'_c = \epsilon E_c$ , où la notation "prime" désigne la quantité après le choc. On en déduit l'énergie dissipée :

$$E_{diss} = E_c - E'_c = \frac{(1 - \epsilon)}{2} mv^2 \quad ,$$

avec  $V$  la vitesse du disque juste avant le choc.

Abordons maintenant l'évolution du système dans le temps, en repérant chaque choc par l'entier naturel  $n$  ; on appelle alors  $v(n)$  la vitesse juste avant le choc  $n$ , et on écrit un bilan d'énergie cinétique entre  $v(n)$  et  $v(n + 1)$  :

$$E_c(n + 1) = E_c(n) - E_{diss}(n) + \delta E_c(n) \quad ,$$

soit :

$$\frac{mv(n + 1)^2}{2} = \frac{\epsilon mv(n)^2}{2} + mgd \sin \phi$$

L'énergie cinétique gagnée entre deux chocs est constante et ne dépend que de  $d$  ; en revanche,

---

7. La verticale est notée  $z'$  pour ne pas la confondre avec la normale à la pente, notée  $z$ .)

l'énergie perdue dans les chocs croît avec la vitesse au carré : ces grandeurs peuvent donc s'équilibrer, auquel cas la vitesse converge vers une valeur stationnaire limite  $v$ , qui vérifie :

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{\epsilon mv^2}{2} + mgd \sin \phi \quad ,$$

soit :

$$v = \sqrt{2gd \frac{\sin(\phi)}{1 - \epsilon}} \quad .$$

La vitesse limite est donc exprimée selon  $\sqrt{gd}$ , comme l'analyse dimensionnelle le laissait supposer. On voit aussi que nulle part intervient l'angle de démarrage : si on lance le disque maintenant, au lieu de le lâcher, on voit qu'il existe des solutions pour  $V$  en-dessous de l'angle de démarrage, jusqu'à  $\phi = 0$ . Bien sûr, ce résultat a été obtenu au prix d'une grosse simplification sur l'énergie perdue dans les chocs et sur la direction de la vitesse : un calcul plus consciencieux aurait fait apparaître tout d'abord un angle d'arrêt, en-dessous duquel la vitesse moyenne est toujours nulle[41], ainsi qu'un angle critique, au-dessus duquel le disque rebondit suffisamment fort pour ne pas faire de collision sur le prochain disque, ce qui correspond à un doublement de période et modifie complètement le bilan d'énergie, et n'assure plus du tout l'existence d'une valeur stationnaire de la vitesse. Toutefois, comme ce cas extrême n'a pas exactement de rapport avec ce qui se passe dans une avalanche sonore sur une dune, le calcul simplifié ici suffira largement à nos besoins.

Considérons maintenant le mouvement de plusieurs couches de grains les unes au-dessus des autres, comme dans une avalanche : les grains sont alors en phase fluide, et sont donc en mouvement mais toujours au contact ; chaque choc entre deux grains va alors être le choc d'un grain sur celui-du dessous, et l'énergie mécanique du grain du dessus va être transmise et dissipée dans les multiples contacts des chaînes de forces du matériau granulaire situées en-dessous. Ainsi c'est le choc entre un grain et tout le matériau : on peut donc supposer que chaque choc affecte un seul grain et n'a pas d'incidence sur les grains situés en-dessous ou au-dessus. Fort de cette hypothèse, on peut dire que tout se passe comme si chaque grain de chaque couche en mouvement se comportait comme dans le système précédent par rapport à la couche du dessous.

Alors, chaque grain de chaque couche acquiert par rapport à la couche du dessous la vitesse moyenne  $v = \kappa(\phi, \epsilon)\sqrt{gd}$  calculée précédemment, et l'écoulement prédit par ce modèle est alors

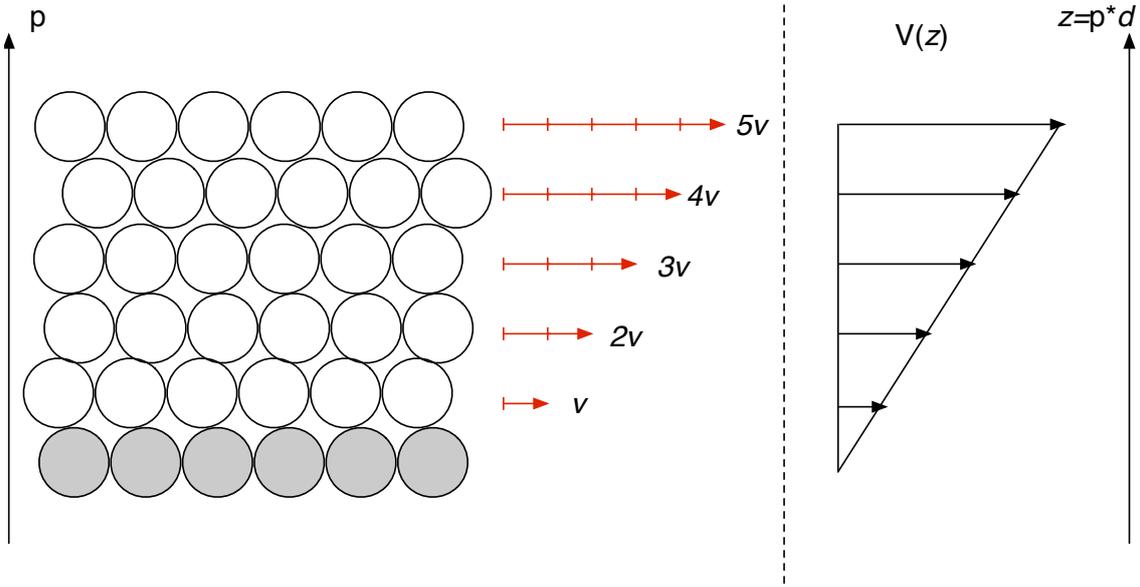


FIG. 2.19: Passage d'un grain à plusieurs couches de grains : chaque couche a une vitesse constante par rapport à la couche précédente, ce qui correspond à un gradient de vitesse linéaire pour un modèle continu.

un écoulement de cisaillement, où la couche d'indice  $p$  a une vitesse  $V(p) = v$ , soit, si on traite l'écoulement comme un milieu continu avec la variable  $z = p.d$  (fig. 2.19) :

$$V(z) = \frac{z}{d} \sqrt{\frac{\sin(\phi)}{1-\epsilon}} \sqrt{gd} \quad ,$$

ce qui correspond à un gradient de vitesse :

$$\dot{\gamma} = \frac{\partial V}{\partial z} = \sqrt{\frac{\sin(\phi)}{1-\epsilon}} \sqrt{\frac{g}{d}} \quad . \quad (2.3)$$

On retrouve alors un profil linéaire de vitesse dans l'avalanche, déjà observé à de nombreuses reprises [48][49][50]. On a vu que le coefficient  $\epsilon$  modélisait en fait un choc compliqué où seule la composante normale de la vitesse est absorbée. En fait, sans entrer dans les calculs, il se trouve qu'on peut considérer que le choc est multiple et que toute la vitesse normale est dissipée [51] et par conséquent, le coefficient  $\epsilon$  ne décrit que la géométrie de la surface de choc, et donc dépend entre autres de l'angle  $\phi$ , mais pas vraiment de la nature du matériau. De plus, si on considère à nouveau que les angles d'avalanches pour le sable sont tous autour de  $30^\circ$ , le coefficient  $\alpha(\epsilon, \phi)$  varie très peu pour une grande variété de sables différents. Les expériences [42, 43, 44, 45]le

montrent égal à 0,4, et on a donc

$$\dot{\gamma} = 0,4\sqrt{\frac{g}{d}} \quad . \quad (2.4)$$

Maintenant revenons un peu au mouvement d'un seul grain : nous avons traité le mouvement comme horizontal, et on a vu que ce mouvement convergerait vers une translation uniforme. Cela implique alors une périodicité des chocs, et donc une périodicité du mouvement vertical dans le régime stationnaire. La fréquence des chocs s'écrit alors naturellement :

$$f_{chocs} = \frac{v}{d} = 0,4\sqrt{\frac{g}{d}} = \dot{\gamma} \quad (2.5)$$

Ainsi nous retombons sur le modèle de Thomson évoqué dans l'introduction : un cisaillement peut produire une dilatation périodique du milieu granulaire, sauf qu'ici il s'agit vraisemblablement de plusieurs couches qui se dilatent en même temps pour produire une telle amplitude. Dans le cas des avalanches, le cisaillement est imposé par la gravité et ne dépend que de la taille des grains. Mais on peut facilement adapter ce modèle pour n'importe quel cisaillement imposé, et constater que la fréquence des chocs sera toujours la fréquence du cisaillement.

On peut alors se référer au calcul développé dans la thèse de P. Hersen et déduire de l'intensité sonore que le nombre de couche en dilatation périodique est de 10 à 30 tailles de grains, selon que l'on considère des dilatation "2D" (triangles- cubes) ou "3D" (tétraèdres-triangles), ce qui représente environ 1% à 5% de l'épaisseur totale de la couche en écoulement dans une avalanche [40] .

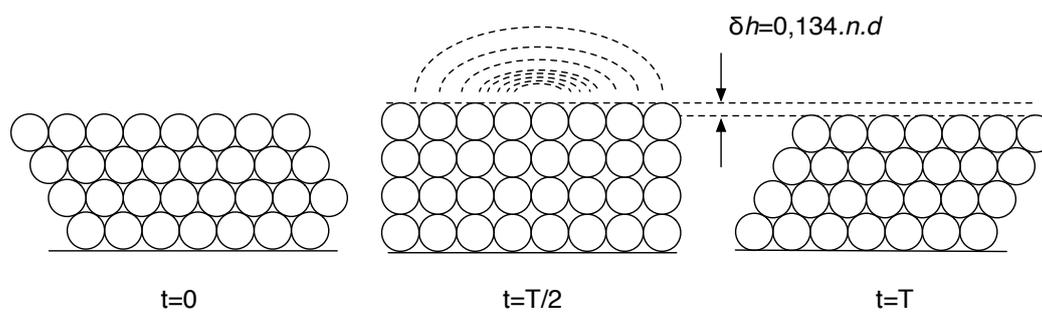


FIG. 2.20: Dilatation par mouvement cohérent : lorsque les grains ont un mouvement cohérent, la dilatation de reynolds est multipliée par le nombre de couches cohérentes (ici, le calcul indiqué est 2D).

## Chapitre 3

# Problématique

### 3.1 Résumé

Nous avons pour l'instant décrit le chant des dunes tel que nous l'entendons sur le terrain. Pour résumer le phénomène possède les caractéristiques suivantes :

- Un son est émis lorsque le milieu granulaire est cisailé
- la fréquence émise est liée à la valeur du taux de cisaillement : plus le taux de cisaillement est fort, plus la fréquence est élevée, plus le son est aigu.
- Le phénomène ne s'accomplit que sous certaines conditions : il y a notamment une vitesse limite à dépasser pour pouvoir faire chanter le sable, et il faut que l'air ambiant ne soit pas trop humide. En somme, le phénomène est soumis à un seuil qui dépend de beaucoup de paramètres.
- La capacité à chanter est un phénomène très ponctuel (pour ne pas dire rare) : même si les endroits où les dunes chantent sont assez bien répartis dans les déserts du monde entier il s'agit à chaque fois d'une dune au milieu des autres qui les entourent, qui peuvent chanter parfois, mais de moins en moins au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la dune principale. Ainsi, toutes les dunes ne chantent pas.
- Un sable qui a des propriétés de chant peut les perdre, par exemple lorsqu'on le mélange avec du sable qui ne chante pas, ou alors quand on le laisse à l'abandon prendre la poussière [15] [18] ; c'est le cas aussi du sable des landes qui ne chante plus lorsqu'il n'est pas à la bonne humidité ; c'est enfin le cas du sable que l'on fait trop chanter — nous développerons ce cas dans la partie suivante.

## 3.2 questions fondamentales

### Comment expliquer la synchronisation du mouvement des grains ?

Le joli modèle d'avalanche, dit du "tac-tac", a le grand mérite de rendre compte à la fois des avalanches et de l'émission de son à la surface de la dune. Toutefois, ce modèle ne donne aucun argument en faveur d'une de ses hypothèses les plus fortes, passée sous silence lors de l'exposé précédent : la synchronisation des grains.

Pourquoi les grains devraient-ils se synchroniser spontanément et s'arranger en réseaux cristallins qui se dilatent et se compressent à la fréquence des chocs ? On aurait très bien pu établir la même valeur moyenne de cisaillement en considérant des couches de grains décalées d'une demi-période, formant ainsi un mode "optique", et dont l'épaisseur globale est en moyenne nulle. On aurait aussi bien pu développer ce modèle en introduisant une position aléatoire des grains dans la couche, ce qui conduit à une superposition de signaux : chaque grain produit des chocs de fréquence bien définie (peu éloignée de la fréquence moyenne), mais avec une phase totalement aléatoire d'un grain à l'autre, et donc le résultat est un mouvement vertical nul, en gardant pourtant les mêmes valeurs moyennes de vitesse relatives des couches, et donc la même valeur moyenne de cisaillement. Il va sans dire que ce scénario est à priori le plus probable car le moins contraignant sur le mouvement des grains.

Même si on prend du recul vis-à-vis du modèle du tac-tac, on ne peut toutefois pas écarter que pour produire la vibration cohérente de la surface des avalanches qui donne naissance au son, il doit y avoir une synchronisation du mouvement des grains dans l'écoulement, même si ce n'est pas spécialement par un réarrangement périodique du réseau de configuration de l'empilement granulaire, hautement improbable, comme énoncé à la fin de la partie précédente.

Il s'agit là en fait d'un enjeu fondamental de cette thèse : comprendre pourquoi le mouvement des grains se synchronise spontanément pour émettre du son. Autrement dit, le modèle du tac-tac propose d'expliquer comment la fréquence est produite à partir du cisaillement, mais pas pourquoi.

### **Pourquoi certaines dunes chantent, et pas les autres ?**

Nous avons évoqué deux sites du sultanat d'Oman où se trouvaient du sable chantant. Lors de cette mission, en passant d'un site à l'autre, nous avons exploré les abords du désert de Wanibah [52] [53], afin de prendre le profil des dunes longitudinales géantes. Au cours de la mesure, nous avons croisé une très grande face d'avalanche, de plusieurs dizaines de mètres, que nous avons tenté de faire chanter : aucun son n'a pu être produit. Par ailleurs, nous avons aussi évoqué des sables qui nécessitaient un très fort débit pour chanter en avalanche, c'est à dire qui chantaient moins bien que d'autres.

Il y a donc des sables qui chantent bien, des sables qui chantent peu et des sables qui ne chantent pas du tout. Cette caractéristique est intrinsèquement liée à la synchronisation des grains de sables : en effet, un sable qui ne chante pas est un sable dont les grains ne se synchronisent pas (et réciproquement). Il est donc nécessaire pour expliquer le chant des dunes de trouver un modèle qui détaille la synchronisation des grains (et ne se contente pas de la postuler comme hypothèse), et de plus cette synchronisation doit suivre les propriétés de seuil que nous avons décrit précédemment, c'est à dire seuil en vitesse, seuil en hauteur, seuil en humidité.

### **Le sable des plages qui “couine” tient-il du même phénomène ?**

Le sable des plages est, nous l'avons vu, capable aussi d'émettre des sons lorsqu'on le sollicite. Toutefois, la différence géologique importante entre ces sables, et surtout la différence de seuil en humidité (il faut une humidité minimale pour qu'il chante), laisse à penser que ce phénomène n'est peut-être pas le même que celui du chant des dunes. Si nous trouvons un mécanisme convaincant pour l'émission de son pendant un cisaillement, qui rend compte des propriétés de seuil et qui explique la synchronisation des grains, nous pourrons alors voir si ce mécanisme peut s'appliquer ou non au son du sable des plages.

Pour répondre à ces questions, nous avons rapporté du sable qui chante de ces missions afin de l'étudier en laboratoire. Dans la suite de ce manuscrit, nous allons présenter différents aspects du sable qui chante que nous avons étudié. Ces aspects ont été étudiés avec de nombreuses expériences, plusieurs pistes ont été suivies — avec plus ou moins de succès, toutefois nous pouvons regrouper ces activités dans deux thématiques importantes. Il y a d'abord les activités

qui regroupent tout ce qui n'est pas l'étude même du chant et qui ont pour but la caractérisation des grains, et plus spécifiquement de trouver une différence entre les grains chantants et silencieux autre que le chant lui-même ; ces activités ont été assez variées, de l'observation au microscope à la mesure du coefficient de frottement, en passant par la granulométrie. Ensuite il y a les expériences visant à faire chanter le sable en laboratoire afin de comprendre le mécanisme mis en jeu, et en particulier les expériences du manège et d'avalanche. Ces deux expériences et leurs résultats représenteront chacune une partie entière de ce manuscrit. Fort de toutes les informations découlant de ces études, nous aurons alors suffisamment de recul pour discuter et réfuter la plupart des modèles développés dans les années 2000 pour proposer ensuite un modèle original, qui devra rendre compte de toutes les observations sur le terrain. Enfin nous comparerons ce modèle d'une part à nos données expérimentales, d'autre part aux autres modèles existants.

## Chapitre 4

# Caractérisation des grains

Nous voulons dans cette partie caractériser les grains de sable qui chantent. Pour cela, nous devons explorer plusieurs aspects de la nature locale de ces grains comme leur taille ou leur état de surface.

### 4.1 Tailles et Dispersion

Pour mesurer la taille des grains, nous disposons de tamis calibrés et d’une balance. En tamisant un échantillon, et en pesant la masse  $m$  du contenu d’un tamis, nous avons alors une mesure de la quantité de grains dont la taille est comprise entre la maille  $d_{min}$  du tamis pesé et celle du tamis supérieur  $d_{max}$ . Cette mesure nous donne alors une estimation de la distribution en taille  $P(d)$  de l’échantillon :

$$P\left(\frac{d_{min} + d_{max}}{2}\right) = \frac{m}{d_{max} - d_{min}} \quad .$$

Généralement, cette distribution peut être comparée à une gaussienne, ce qui donne un moyen supplémentaire (et peut-être plus juste) de calculer la taille moyenne et la dispersion (i.e. l’écart-type de la distribution divisé par la taille moyenne). Nous avons effectué ce tri pour les échantillons dont nous disposons, et calculé à chaque fois la distribution en taille. Le tableau 4.1 nous donne les tailles moyennes et la dispersion de chacun de ces échantillons.

Sur ce tableau, nous pouvons voir que les sables qui chantent ont des grains compris entre  $100\mu m$  et  $400\mu m$ . On appelle généralement “matériau granulaire” un matériau divisé avec des tailles supérieures à  $1\mu m$  (la limite colloïdale, où le mouvement devient brownien) et inférieures

Nom	coordonnées	fréquence $\pm \Delta f$ (Hz)	diamètre ( $\mu\text{m}$ )
Al Askharah	21.887 N, 59.559 E	$66 \pm 5$ $87 \pm 5$ $110 \pm 10$	$230 \pm 80$
Al Wagan	23.714 N, 55.636 E	$80 \pm 3$	$200 \pm 70$ (pics)
Baidan Jirin	39.556 N, 102.355 E	$56 \pm 7$ , $80 \pm 5$	$186 \pm 40$
Cerro Bramador	-27.319 N, -70.418 E	$70 \pm 7$ , $88 \pm 3$	$300 \pm 20$
Cha po tou	40.196 N, 106.896 E	?	?
Dumont dunes	35.676 N, -116.223 E	$83 \pm 7$	$174 \pm 50$
Eureka dunes	37.101 N, -117.674 E	$90 \pm 15$	$165 \pm 50$
Kelso dunes	34.907 N, -115.70 E	?	?
Mar de dunas	-27.238 N, -70.553 E	$97 \pm 4$	$168 \pm 40$
Mingsha Shan	40.082 N, 94.684 E	$75 \pm 5$ , $65 \pm 5$	$184 \pm 70$
Sand Mountain	39.308 N, -118.399 E	$85 \pm 5$ , $70 \pm 5$	$243 \pm 40$
Omega 1	28.036 N, -12.159 E	$100 \pm 5$	$155 \pm 20$
Anais Bay	-32.783 N, 152.067 E	?	$173 \pm 22$ , $325 \pm 25$
Banc D'arguin	44.59 N, -1.242 E	?	?
Moliet-et-Maa	43.858 N, -1.391 E	?	?

TABLE 4.1: Tableau regroupant la position géographique, la fréquence moyenne ainsi que le diamètre moyen de ces grains- lorsque ces informations sont disponibles. Les trois dernières entrées n'ont pas de fréquence moyenne car ce sont des sables de plages, c'est à dire de lits plats sans faces d'avalanches.

à  $10\text{cm}$ — on peut en fait appliquer des raisonnements de milieux granulaires à des objets plus gros (graviers, roches, icebergs, astéroïdes, ...) mais parler de sable n'a alors plus tellement de sens . Sur les 5 décades “disponibles” le sable chantant n'en remplit qu'une demi... Toutefois cette remarque perd de son sens si on compare ces tailles non pas aux échelles des matériaux granulaires, mais aux échelles des sables des déserts (et des plages). On sait que le sable des déserts provient de l'érosion des roches par l'eau et le vent à la surface de la terre. Lorsque ces roches sont érodées par l'eau, les débris sont charriés par les fleuves le long des berges ou par les courants marins sur les côtes (plages), où ils sont transportés par des processus éoliens, rejoignant ainsi les produits de l'érosion par le vent [34].

Ces sédiments sont alors transportés par le vent chaud des tropiques. Selon leur taille, ces débris auront deux comportements limites :

- Les débris trop gros ne peuvent pas être arrachés par le vent, trop faible à la surface du sol. Ces débris constituent alors des graviers ou des rochers, qui bougent très peu et restent le plus souvent proches de la zone où ils ont été produits, et n'avancent que pendant des événements géologiques violents. Lorsqu'ils sont marins, ces débris de grande taille sont érodés et deviennent par exemple des galets.

- Les débris trop petits sont toujours portés par le vent, du moins sur de très grandes distances, et ne retombent que lorsque le vent s’arrête (par exemple lorsque ces débris sortent des courants éoliens des tropiques). Il se comportent, en quelque sorte, comme des traceurs de vitesse, et leurs mouvements suivent souvent ceux du fluide qui les transportent. Dans la mer cela donne les fonds océaniques marins, vaseux, qui ont une grande importance pour la formation des sédiments. Dans les airs, ces poussières peuvent s’accumuler à grande distance et en grande quantité formant les plaines de loess de Chine ou des États-unis.

Entre ces deux cas limites, nous avons des grains qui avancent un peu, mais ne suivent pas complètement les trajectoires du vent, et ce sont ces grains là qui constituent les dunes des déserts. Par expérience[33], ces grains mesurent en général entre  $0,1mm$  et  $1mm$ . Ainsi, les tailles des grains que nous avons sont bien des tailles typiques de grains du désert, et rien dans la taille nous permet de distinguer un grain de sable qui chante d’un grain de sable silencieux.

Le tableau montre aussi des dispersions allant de 5% à 50% : là non plus, ce n’est pas la dispersion seule qui permet de distinguer les sables chantants et non chantants. Toutefois nous avons évoqué déjà la dispersion en taille et ses effets sur les avalanches de terrain : si la dispersion ne semble pas être un facteur déterminant, elle ne doit pas être trop importante pour permettre au sable de chanter.

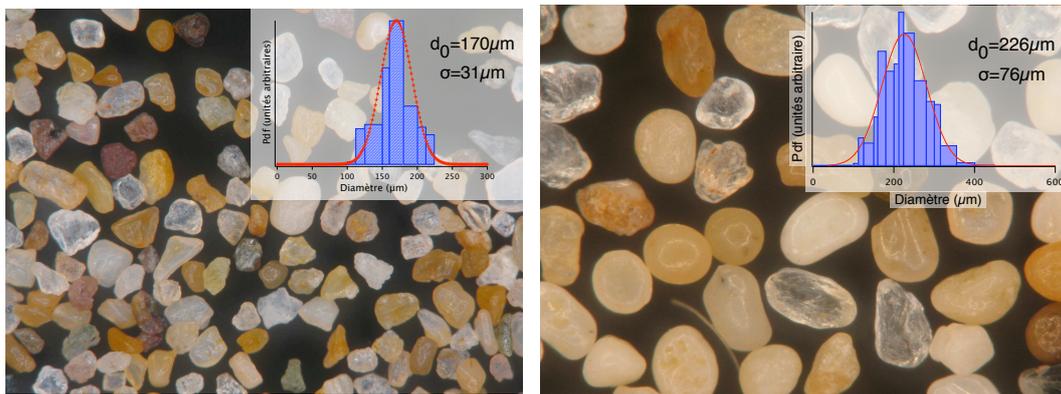


FIG. 4.1: Photos et courbes de dispersions des grains. À gauche : dune  $\Omega_1$  à Sidi Aghfinir, au sud du Maroc. À droite : double-dune à Al-Askharah, à l’est d’Oman.

Comme l’analyse des tailles de ces grains n’est pas concluante (comme Criswell et al. l’avait remarqué [27]), il nous faut aller plus avant dans la caractérisation de ces sables. L’étape suivante est de prendre des photos à la loupe de ces grains pour les comparer entre eux.

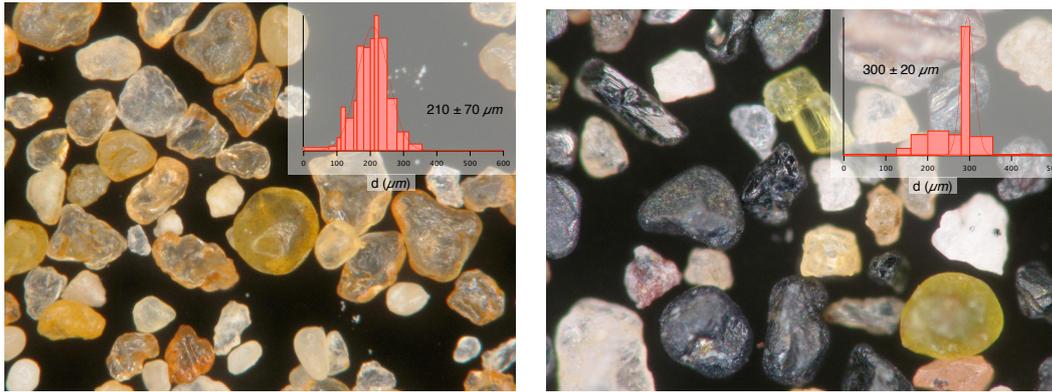


FIG. 4.2: Photos et courbes de dispersions des grains. À gauche : dune d'Al-Wagan à Oman. À droite : Grains du Cerro Bramador, Copiapo, Chili.

Sur ces photos, les grains frappent par leur diversité et disparités, et ce même au sein d'un seul échantillon : les formes ne sont bien sûr pas du tout régulières (la forme sphérique est un modèle qui n'existe quasiment pas parmi les sables réels), et il y a presque toujours au moins deux couleurs : en fait cela témoigne de la diversité géologique des roches d'où ces sables proviennent. Les sables qui chantent sont souvent très variés et composés de sables d'histoire différentes : Il y a typiquement du sable de quartz ancien, donc très arrondi, dont les autres composants ont disparu par érosion (le sable d'Al-Askharah en est composé en très grande partie), mais il y a aussi souvent des grains de quartz ou d'autres minéraux plus récents donc plus rugueux, et il y a même parfois des matériaux plus fragiles comme le gypse amorphe (Sable d'Al-Wagan et du désert du Rub-al-Khali) ou le carbonate de calcium à Sidi Aghfinir (Omega1). Seul les grains du Cerro Bramador, avec leur forte proportion de basalte, semblent purement locaux[15].

Si on regarde les grains provenant d'Al-Askharah à Oman avec un agrandissement plus important (fig. 4.1), on peut voir que la surface de ces grains est plus lisse que celle des grains non chantant que nous avons à notre disposition (Par exemple le "Point P" en annexe B). Cette caractéristique se retrouve sur d'autres sables qui chantent. Cette surface a l'air plus lisse surtout parce que ces grains ont des sommets et des arrêtes moins anguleux.



FIG. 4.3: Photos de grains de la dune  $\Omega 1$ . Sur l'un de ces grains, au centre, on voit très bien les irisations des interférences dans le vernis des grains.

## 4.2 Vernis

Une autre raison de la douceur des arêtes de ces grains est en fait la présence d'un vernis à leur surface, qui les recouvre entièrement ou partiellement (On peut le voir par les irisations qu'il crée par interférences fig. 4.3). Ce vernis rend plus lisses les grains qui en sont recouverts, et l'observation précédente (arêtes lisses) est une conséquence de la présence du vernis, ce qui veut alors dire que les grains de sables qui chantent sont recouverts d'une couche "étrangère" au minéral qui compose le coeur du grain de sable, et que cette couche a des propriétés physiques différentes (par exemple une plus grande énergie de surface, ou alors une plus grande érodabilité pour expliquer l'aspect lisse donné au grain).

Des expériences passées ont tenté de caractériser chimiquement ce vernis et la figure 4.4 montre les résultats d'analyse au microscope électronique de ces grains.

Grâce à un grain de titane pur du sable de Baidan Jirin (fig. 4.4), on remarque que la surface présente des traces d'ions métalliques inclus dans la structure, en particulier du fer et des alumines (fig. 4.4). Par ailleurs on constate qu'à la frontière entre une zone avec et sans vernis, on aperçoit des franges d'interférences qui suivent le contour de cette frontière. On en déduit alors que l'épaisseur de vernis est principalement supérieure aux longueurs d'onde du visible, puisque lorsqu'il n'y a pas d'interférences en-dehors des zones de transition. Du coup,

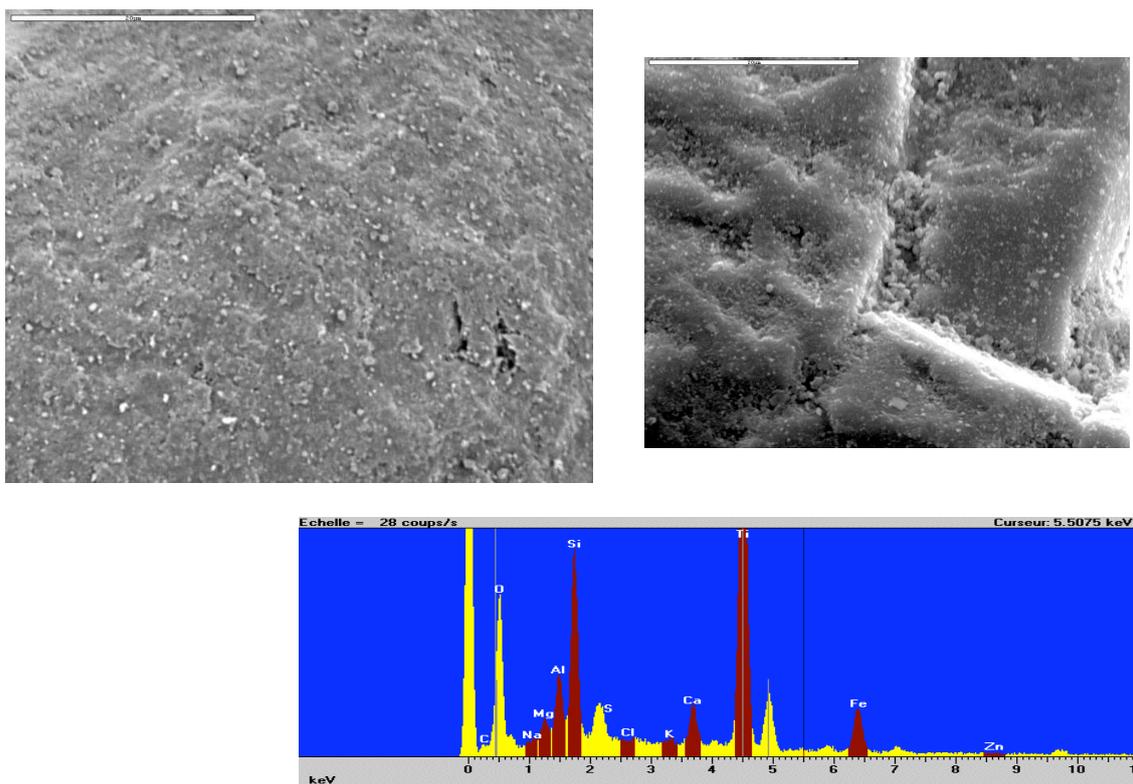


FIG.4.4: Photos de Microscope électronique à balayage (MEB). A gauche : un grain de la dune de Baidan Jirin, en chine, à droite : zoom sur le détail d’une craquelure dans ce vernis.

En-dessous : la répartition massique des éléments chimiques rencontrés. La quantité anormale de titane suggère que ce grain est composé en volume de titane pur, et donc que le reste des éléments chimiques du spectre donnent en fait la composition brute du vernis, c’est à dire Mg, Al, Si, Ca et Fe, que l’on retrouve aussi sur les grains de quartz ( $\text{SiO}_2$ ) ou de carbonate ( $\text{CaCO}_3$ ).

on sait que l’épaisseur du vernis est de l’ordre des longueurs d’ondes du visible, c’est à dire en gros supérieure à  $1 \mu\text{m}$ .

Le vernis n’est pas propre au sable qui chante : une grande partie des roches en milieux arides sont recouvertes d’un vernis appelé “glaçure du désert”. D’après Dorn et Oberlander [54], ces vernis sont composés d’argiles, d’oxydes et hydroxydes de manganèse ou de fer, de produits de réactions (Carbonates et silicates), comportant des traces d’autres éléments chimiques (parmi lesquels Mg, Ca, K, Na, Ti, Cu, ...), et reporte des épaisseurs de vernis variant entre 2 et  $500 \mu\text{m}$ <sup>1</sup>. Toutefois, la plupart des références parlent surtout de vernis recouvrant les roches, et il

1. Quand ce vernis contient beaucoup de minéraux, il peut devenir noir, et former sur les roches une couche très semblable à du cirage. Cet effet est très courant sur de grandes surface, comme la vallée de la mort ou dans le désert du Rub-Al-Khali, et on peut le gratter pour faire apparaître la roche originale en-dessous, comme dans les pétroglyphes de la culture préhistorique amérindienne.

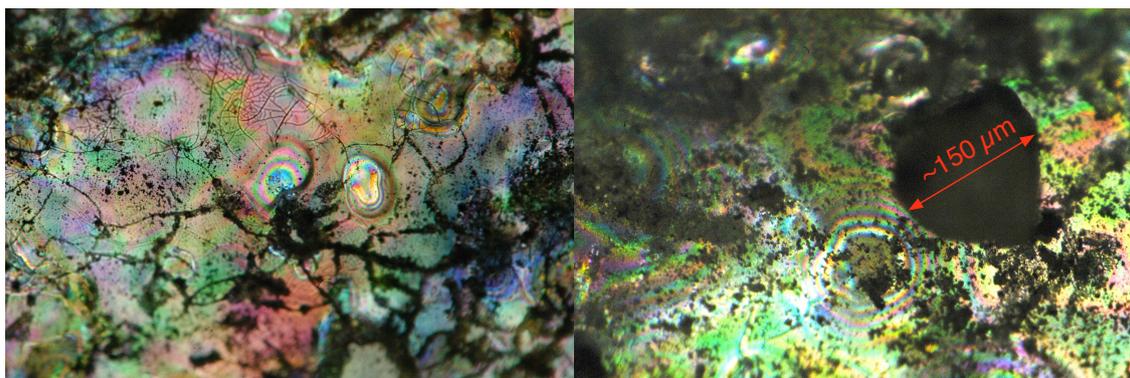


FIG. 4.5: Franges d'interférence sur un plaque vernie. A gauche : en plus des irisations dues à l'irrégularité de la surface du vernis, on aperçoit des franges d'irisations beaucoup plus serrées dans des creux, là où la plaque n'est pas vernie : la décroissance brutale de l'épaisseur du vernis crée un système optique de type "coin d'air", aux franges d'interférences plus serrées et parallèles — ici, les anneaux sont en fait des franges parallèles qui suivent le relief du vernis. A droite : photo de la même plaque, mais avec en plus un grain de sable collé, qui permet de donner l'échelle. La plaque vernie est obtenue par la méthode décrite au chapitre "recettes de sable qui chante" (fig. 4.12)

y a peu d'auteurs qui parlent de vernis naturel sur les grains de sable — La question de la composition du vernis revient indirectement à travers les études de la couleur des grains, en particulier les études sur la quantité d'oxyde de fer dans les grains qui donnent une couleur rouge [35], mais sans préciser si l'oxyde de fer n'est situé qu'en surface ou en volume dans le grain.

Ce vernis est présent sur tous les échantillons de sable chantant que nous avons testé, et c'est là un premier point commun dans la composition de ces sables. Il n'est par ailleurs pas présent sur nos échantillons de sable de plage, ainsi que sur d'autres sables qui ne chantent pas dont nous disposons (comme le sable de Fontainebleau, ou acheté chez "point P", deux sables principalement composés de quartz relativement jeune). Il faudrait cependant procéder à l'analyse de composition d'un plus grand nombre de sable non chantant pour affirmer qu'il n'y en a pas en général sur les grains de sable silencieux. Néanmoins la composition de surface des grains de sable chantants est très importante, que cela soit pour les grains du désert [55] ou des plage[56].

### 4.3 Géologie des sables chantants : systèmes salins (Sebkhas, lacs salés, ...)

Nous avons cherché l'origine de ce vernis dans le parcours géologique de ce sable. Le sable provenant de la dune  $\Omega 1$  vient de la mer, un peu plus au nord. Il est composé de grains de quartz anciens, de minéraux plus jeunes provenant de l'anti-Atlas, et de carbonates de calcium ou magnésium récents (coquillages), mais aussi de carbonates anciens, restes de désagrégation d'une plage fossilisée qui sert de support sédimentaire à cet endroit. Tout ceci reflète la richesse de composition du sable sur le littoral, avant que les processus éoliens ne l'emportent vers la dune. Toutefois, avant d'arriver sur la dune, le sable a un parcours physique assez peu commun : il passe par une grande étendue en-dessous du niveau de la mer, légèrement humide, pleine de sel, appelée sebkha (en arabe, "lac de sel"). Du fait de l'humidité du sol, le sable reste piégé à la surface pendant un temps indéfini avant d'être de nouveau arraché par le vent et de repartir vers la dune.

Les systèmes salins sont principalement présents en milieux arides, lorsque l'évaporation est plus importante que les précipitations [57, 58]. Lorsque des dépressions se forment pour une raison quelconque (par exemple l'effondrement des sols calcaires minés par l'érosion), la nappe phréatique peut affleurer au niveau du sol, formant habituellement des lacs ou étangs en milieux tempérés. En milieu aride, l'eau s'évapore beaucoup plus vite et disparaît. Les sédiments dissous dans cette eau précipitent et s'agglomèrent au sol, ce qui fait monter son niveau au-dessus de celui de la nappe. Le sol est alors érodé par le vent, et un équilibre se forme entre les processus éoliens et le niveau de la nappe phréatique. Les sédiments déposés sont constitués principalement de sel cristallisé, mais aussi d'autres minéraux selon le contexte géologique précis du système salin considéré, selon la proportion d'eau de mer et des eaux de ruissellement dans la nappe phréatique, ou selon l'importance des précipitations [59]. Ce processus géologique explique dans ce cas précis la formation du vernis que nous avons évoqué précédemment. Lorsque du sable est poussé par le vent dans de telles dépressions, il est piégé par la surface humide, et se retrouve recouvert par les sédiments qui précipitent chaque jour sous le soleil de midi.

Même si le vernis créé a une composition proche de celles des vernis des roches dans les déserts (glaçure du désert), il est toutefois possible que la façon dont ce vernis a été créé change

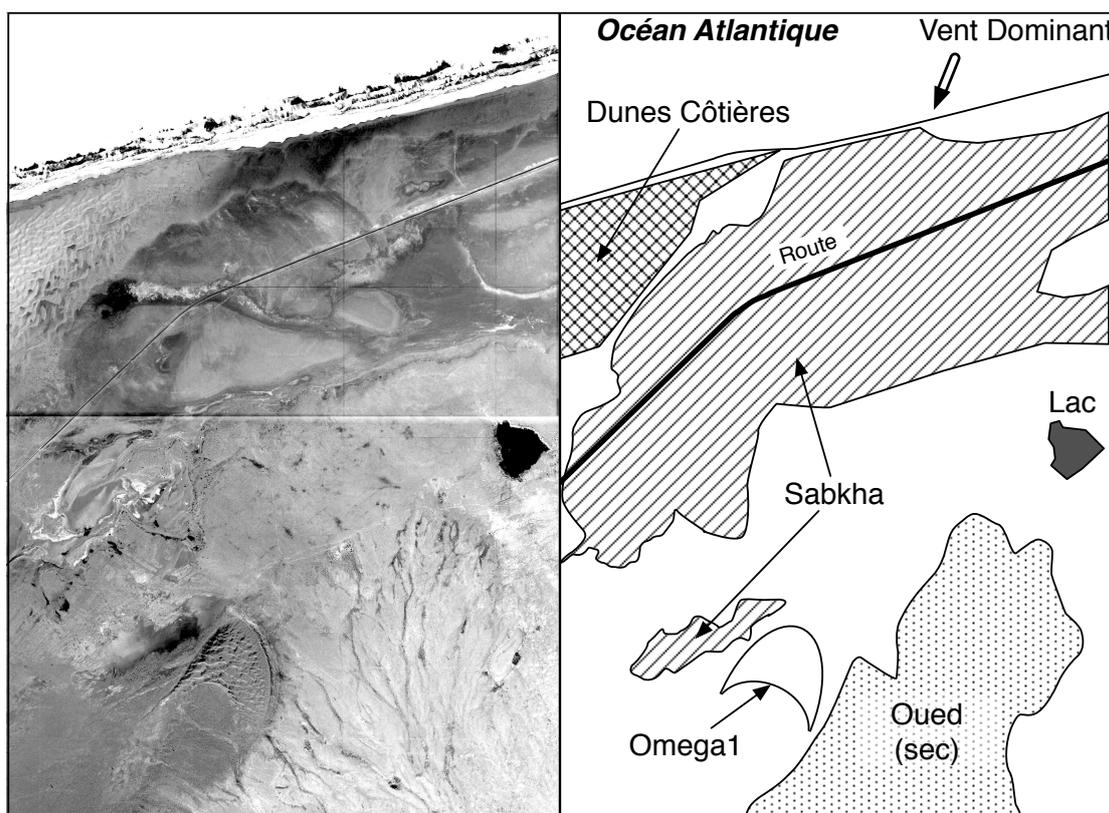


FIG. 4.6: Photo aérienne et représentation schématique de la région autour des dunes chantantes de Tarfaya ( $\Omega 1$ ). Le sable de la dune passe clairement une longue période dans la sabkha avant d'arriver sur la dune.

certaines de ses propriétés, et notamment ses propriétés mécaniques. En effet, les vernis à la surface des roches dans les déserts sont créés par dépôts de poussières qui s'agglomèrent par des forces attractives faibles (Van der Waals). Dans les systèmes salins, les sédiments sont précipités et donc sont probablement accrochés aux grains avec des forces autrement plus importantes (liaisons ioniques, covalentes, ...). De plus le processus d'évaporation crée un vernis beaucoup plus rapidement qu'un dépôt successif à la surface des roches, donc la cinétique de création de vernis dans les deux cas n'est pas du tout la même, ce qui peut mener à des agglomérats aux configurations différentes et donc aux propriétés différentes (par exemple deux édifices cristallins avec des mailles différentes pour une même composition, ou encore des matériaux amorphes aux propriétés différentes). Quoi qu'il en soit, sans préjuger de la qualité du vernis créé, il est sûr qu'un vernis déposé par un système salin est beaucoup plus sûrement déposé sur tous les grains qu'un vernis fait de dépôts de poussières : en effet la précipitation entraîne la création du vernis sur chacun des grains de sable, alors que les dépôts éoliens ne se font que sur les surfaces à l'air



FIG. 4.7: Pierre vernie au même endroit que les grains de la dune  $\Omega 1$ . Le vernis est apparent sur une face de la pierre ; l'autre face, grattée, change de couleur et est très différente au toucher par l'absence de vernis.

libre, ce qui ne change probablement rien pour des roches macroscopiques, mais change tout pour la quantité de grains de sable traités.

Cette particularité géologique présente près de la dune  $\Omega 1$  ayant éveillé notre curiosité, regardons plus en détail les alentours d'autres dunes de sable qui chantent.

Les figures 4.6, 4.9, 4.10 et 4.11 montrent les emplacements de plusieurs dunes qui chantent, décrites précédemment. On voit pour chacune de ces dunes la présence proche d'un système salin, ce qui indique une bonne corrélation entre la proximité de ces systèmes et la capacité du sable à émettre du son. Parfois le lien est moins évident, par exemple la dune d'Al-Askharah fig. 2.1 ne semble pas à proximité directe d'un système salin. Toutefois l'observation par photo satellite est rendue assez difficile par la proximité des habitations humaines ; en tout cas, il est sûr que le littoral désertique au sud d'Al-Askharah est un système salin, ne serait-ce que par son aridité et la présence immédiate de la mer qui fouette de ses embruns le sable de la région. Reste alors à savoir pourquoi le sable des dunes géantes du désert de Wanibah au nord d'Al-Askharah [52] ne chante pas, puisqu'en toute logique il provient aussi du même littoral. A cela plusieurs interprétations sont possibles.

- Peut-être qu'au moment de la formation de ces dunes le climat était plus doux et qu'il n'y avait pas de système salin suffisamment important le long du littoral.

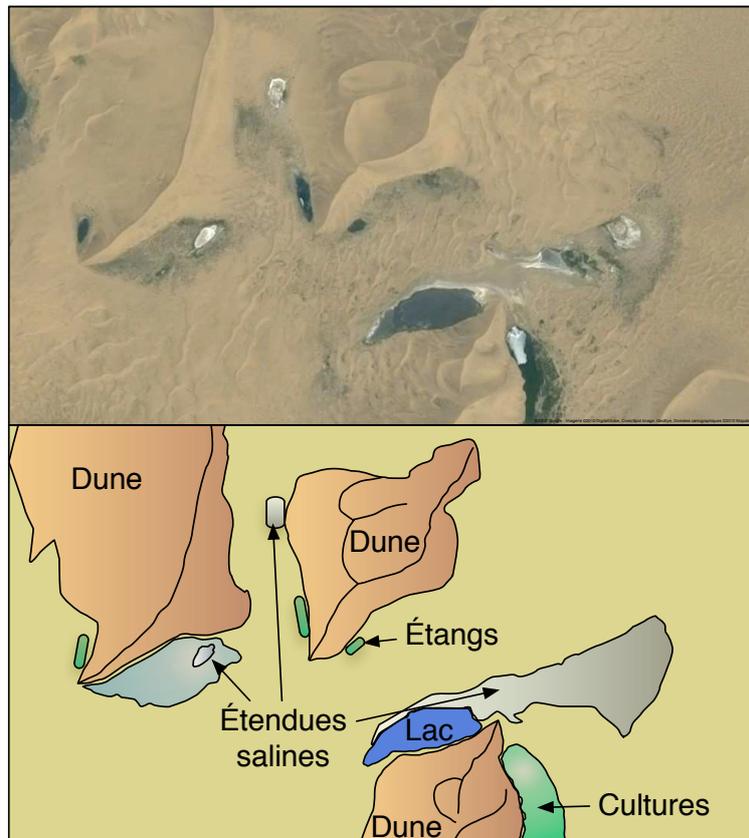


FIG. 4.8: Site de Baidan Jirin, en Chine. L'affleurement de la nappe phréatique est même contrôlée par les habitants, qui transforment les étangs soit en lacs, soit en étendues salines, soit en terres à culture, selon la quantité des arbres qu'ils y plantent.

- Les dunes géantes de Wanibah sont très très vieilles, et peut-être que la capacité de chanter du sable se perd avec le temps; en effet les grains vieillissent : même si l'humidité peut conserver et restaurer le vernis (notamment pendant les moussons d'été), ses variations journalières ainsi que celles de température font éclater les plus vieux grains pour en former de plus petits et anguleux et moins bien triés, ce qui n'est pas bon pour le chant [35].
- Peut-être enfin que le sable des dunes de Wanibah ne vient pas seulement du littoral, mais aussi d'autres endroits où le sable n'est pas vernis. De récentes études ont permis de privilégier la troisième piste : en effet, bien que la forme linéaire continue des dunes de ce désert suggère une construction homogène dans le passé, une analyse minéralogique plus poussée [60] révèle qu'en fait la partie supérieure de ce désert est composée de sable qui provient de la chaîne des montagnes Hajar, au nord, et qui alimente ce désert par les oueds printaniers. De plus, l'angle légèrement différent des dunes longitudinales entre la

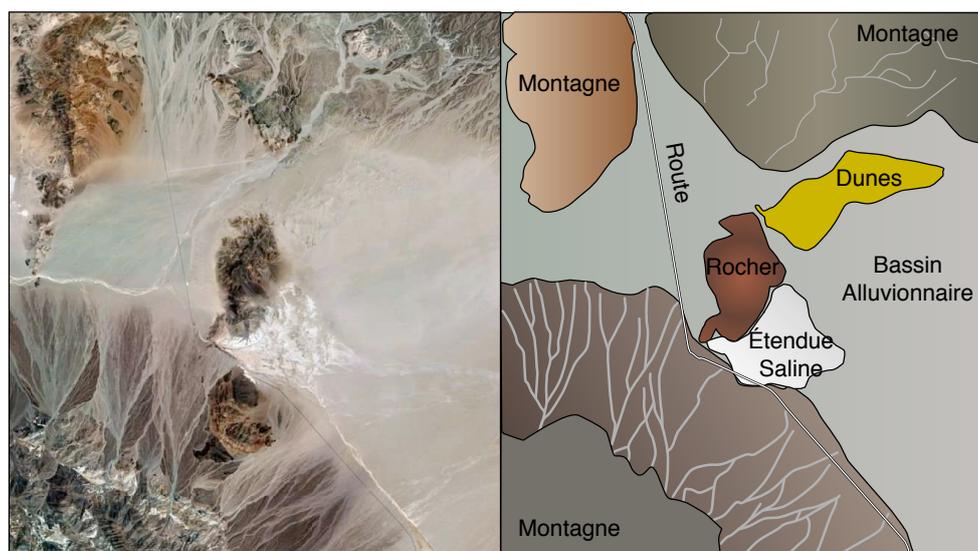


FIG.4.9: Dummont Dunes, Arizona. Ici, l'ensemble de dunes situés dans cette dépressions est en partie alimenté par les coulées de sédiments de la montagne sud, qui débouchent dans une étendue saline située au centre de la dépression.

partie nord (la plus vieille) et la partie sud (qui provient directement de la mer) indique que le vent a tourné depuis la formation de ce désert.

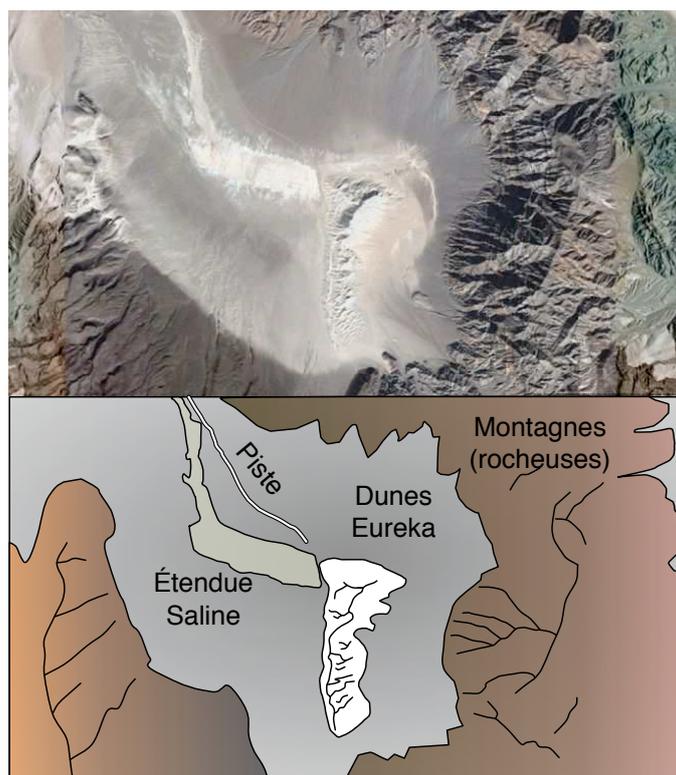


FIG.4.10: Dunes d'Eureka, californie. Comme pour les dunes de Dumont, les sables entraînés par l'érosion et les alluvions au fond de la cuvette (système salin) sont repris par le vent et accumulés sur un côté de la dépression (vraisemblablement celle de la direction moyenne du vent). Ce processus est assez caractéristique pour les dunes chantantes dans le sud de la chaîne des Rocheuses.

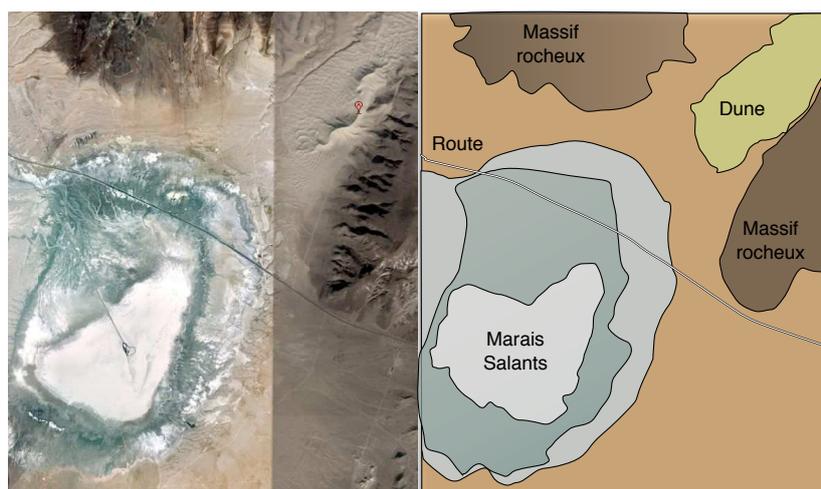


FIG.4.11: Les dunes de sand mountain (Nevada) sont situées à côté d'un système salin tellement important qu'il est exploité comme marais salant. On retrouve aussi le même processus d'accumulation dans le système salin au fond de la cuvette, puis l'arrachement des grains par le vent pour s'accumuler sur une dune voisine.

## 4.4 Restauration de sable usé et recettes de sable chantant



FIG. 4.12: Vernis synthétique : photo de deux plaques témoin, mises avec les grains de sable lors du vernissage artificiel. Les reflets irisés indiquent la présence du vernis. La plaque de gauche a aussi servi aux photos de la fig. 4.5 .

L'observation de la sabkha près d' $\Omega 1$  nous a donné l'idée d'une méthode pour fabriquer artificiellement du vernis à la surface des grains. Le sable dans la sabkha est piégé dans une gangue de sel qui est continuellement mouillée la nuit avec la rosée, et séchée le jour sous le soleil de midi. A ces variations rapides s'ajoutent des variations lentes d'élévation et abaissement du niveau de la nappe phréatique. Nous avons alors tenté le même système : mettre les grains de sable dans de l'eau salée à l'étuve, que l'on mouille régulièrement. Nous avons utilisé du sable usé, c'est à dire qui ne chante plus car il a été utilisé en continu dans l'expérience de manège (voir partie 5) pendant un mois entier et a perdu son vernis et sa capacité de chanter.

### Protocole

Ingrédients :

- 10,7 g de copeaux de fer doux
- 4,7 g de copeaux d'aluminium
- 3,1 g de Magnésite
- 2 kg de sel de mer bio de Noirmoutiers
- $\sim 35$  kg de sable usé de la dune  $\Omega 2$

Les minéraux sont broyés avant d'être dissous à l'eau chaude, on incorpore le sable à traiter à cette saumure, et on fait sécher le tout à l'étuve ( $\sim 60^\circ$ ). On place dans le mélange une plaque de verre témoin, destinée à être recouverte de vernis. Préparée le 10 septembre 2008, le mélange

est à nouveau humidifié le 23 septembre, puis le 8 octobre, le 20 octobre, le 7 novembre, le 21 novembre, et il est alors rincé complètement le 16 décembre avant les vacances, et “oublié” à l’étuve jusqu’au 20 février, date à laquelle le sable est sec et testé dans le manège (pour le détail de l’expérience, voir le chapitre suivant).

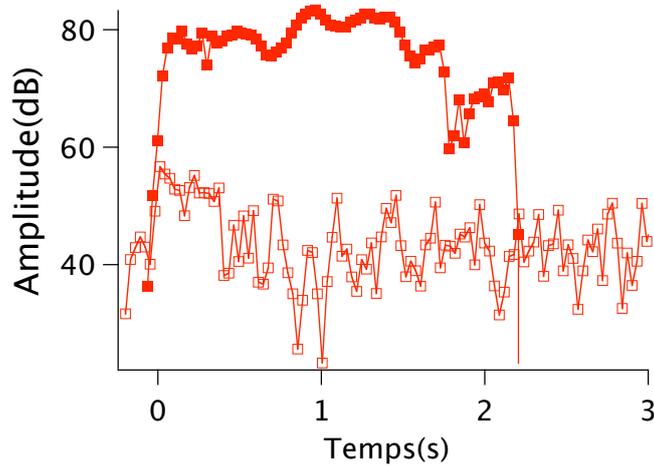


FIG. 4.13: Amplitude sonore pendant l’expérience du manège (décrite plus loin). En carrés vides, le sable usé, en carrés pleins, le sable restauré.

Le diagnostic est sans appel : le sable qui ne chantait plus chante à nouveau à la suite d’un traitement chimique proche de celui que le sable subit lorsqu’il est piégé dans la sabkha proche de  $\Omega 1$ , et ce traitement a (re-) créé une couche de vernis à la surface des grains, tout comme à la surface des plaques en verre témoins insérées dans le mélange (fig. 4.12). En regardant une de ces plaques de plus près, on se rend compte que le vernis est déposé par couches, de manière non homogène. Tout ceci prouve que les processus chimiques dans les sabkhas et chant des dunes sont liés, en tout cas pour  $\Omega 1$  et probablement pour toutes les dunes chantantes proches d’un système salin. Toutefois on ne peut pas conclure à l’absolue nécessité d’un système salin à proximité de toutes les dunes qui chantent : en effet, nous avons juste prouvé que les processus géochimiques dans ces systèmes peuvent produire du sable qui chante, mais en aucun cas il ne faut réduire le chant à ces seuls systèmes salins. Nous n’avons pas non plus mis en évidence les propriétés physiques qui ont été changées grâce au passage dans de tels systèmes.

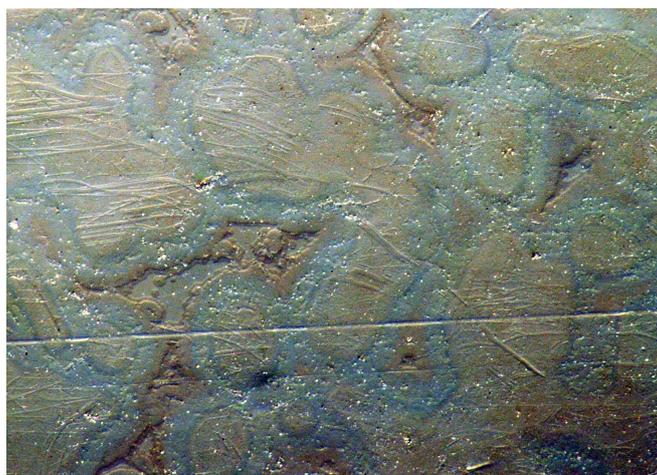


FIG. 4.14: Plaque de verre vernie, détail. On voit que le vernis s'est appliqué en couches en adoptant une forme de plateaux, et on voit le verre apparaître dans les creux entre ces plateaux. On remarque aussi que le vernis créé est rayé par les grains de sable, alors que le verre non, ce qui laisse supposer que ses propriétés plastiques sont plus importantes que le verre, et qu'il est aussi moins raide..

Partant de l'hypothèse des interactions de surface entre les grains, nous avons voulu modifier les propriétés de surface des grains en augmentant le frottement. Certaines substances sont connues pour augmenter le frottement de surfaces solides (macroscopiques). Citons par exemple la colophane, utilisée pour lustrer les archets des instruments à cordes, pour rendre plus adhérents les chaussons des danseurs, ou bien sur les mains des sportifs pratiquant le saut à la perche, l'escalade. Dans le dernier cas, on utilise aussi parfois de la poudre de magnésite. La colophane est une résine issue du pin après distillation de la térébenthine (acide résinique de formule brute  $C_{20}H_{30}O_2$ ), elle possède donc un caractère adhésif comme la plupart des dérivés de résine organique. De plus, à température ambiante, le composé est un solide très cassant et très pulvérulent. Lorsque l'on frotte un bloc de colophane sur une surface solide, le bloc s'effrite et recouvre la surface de poussière de colophane, ce qui rend la surface plus adhésive et plus frottante. Nous avons mélangé des billes de verre avec de la poudre de colophane pendant deux semaines. Le mélange obtenu est alors capable d'émettre des sons pendant un cisaillement fort, ce que ne faisaient pas les billes de verre originales bien entendu.

Le mélange obtenu, toutefois, ne semble plus correspondre à un milieu granulaire classique : en effet, les billes colophanées se sont agglomérées selon des filaments. Nous reviendrons par la suite sur ce fait expérimental surprenant. Notons aussi que pour une raison inconnue, les billes

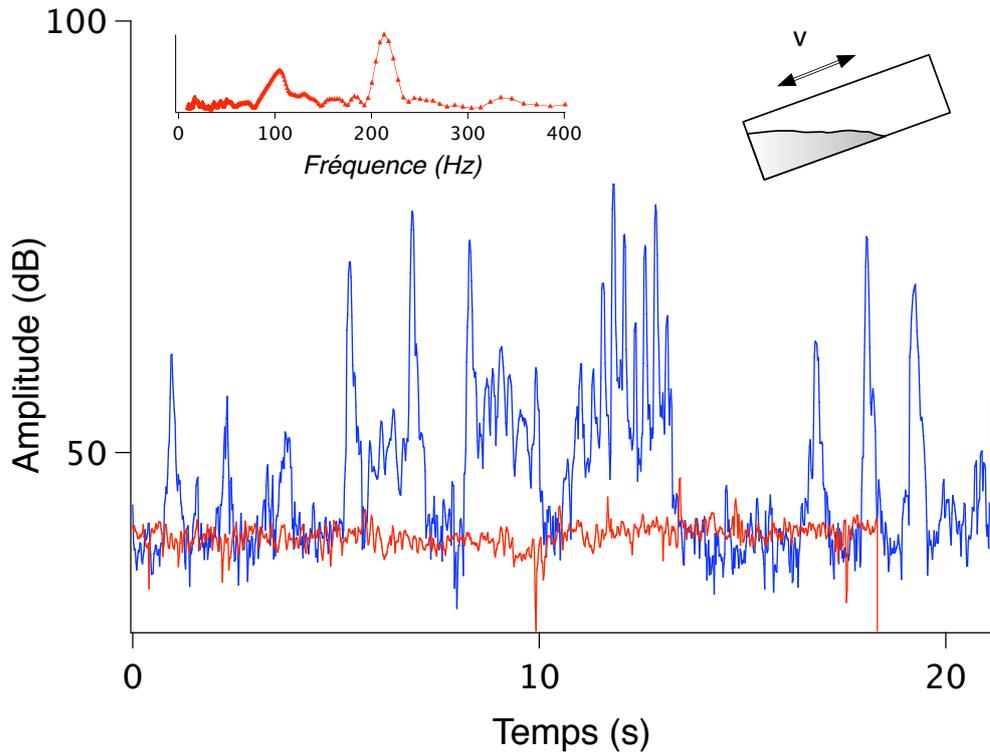


FIG. 4.15: Amplitude sonore obtenue en secouant des billes de verre seules dans un récipient (rouge) et en secouant dans le même récipient des billes de verre mélangées pendant un mois avec de la colophane. Chacun des pics de la courbe bleue correspond à l'écrasement sonore des grains contre une paroi du récipient, alors que la courbe rouge (billes sans colophane) ne comporte aucun de ces pics d'amplitudes. Pendant un de ces pics, la fréquence (pâté de fréquences autour de 100 Hz, avec un forment plus fort vers 200 Hz, probablement dû à la résonance de la boîte de 80 cm de long) n'est absolument pas constante, mais le son est tout de même trop grave pour associer ce phénomène à du sable de plages ("squeeking sand"), ce qui le rapproche donc du chant des dunes.

ne produisent plus de son lorsqu'elles sont sorties de leur récipient, ce qui limite l'intérêt de cette méthode.

Afin de produire des billes de verre chantantes, nous avons essayé de leur fabriquer un vernis comme dans l'expérience de re-traitement du sable usé. Le but est ici d'éliminer toute hypothèse concernant l'importance du type de sable re-traité. Pour cela, on broie quelques grammes de sable de la dune  $\Omega 2$ , et les particules en-dessous de  $40 \mu m$  sont mélangées avec du sel et de l'eau chaude. La saumure obtenue est mélangée avec des billes de verre propre, puis elle est séchée et ré-humidifiée alternativement dans le temps. Le traitement rend les billes chantantes ce qui n'est plus surprenant, étant donné que c'est à peu près la même recette que pour restaurer le sable

usé<sup>2</sup>. Le fait que le coeur soit du verre prouve bien que la composition volumique des grains n'a pas d'importance, et que seuls comptent les interactions de surface de ces grains. De plus les photos de ces billes avant et après le traitement montrent clairement l'apparition d'un vernis (ce qui n'est pas très clair sur les photos de sable). En effet, le vernis étant un peu opaque, il se distingue aisément à la surface des billes de verre habituellement transparentes. On peut voir

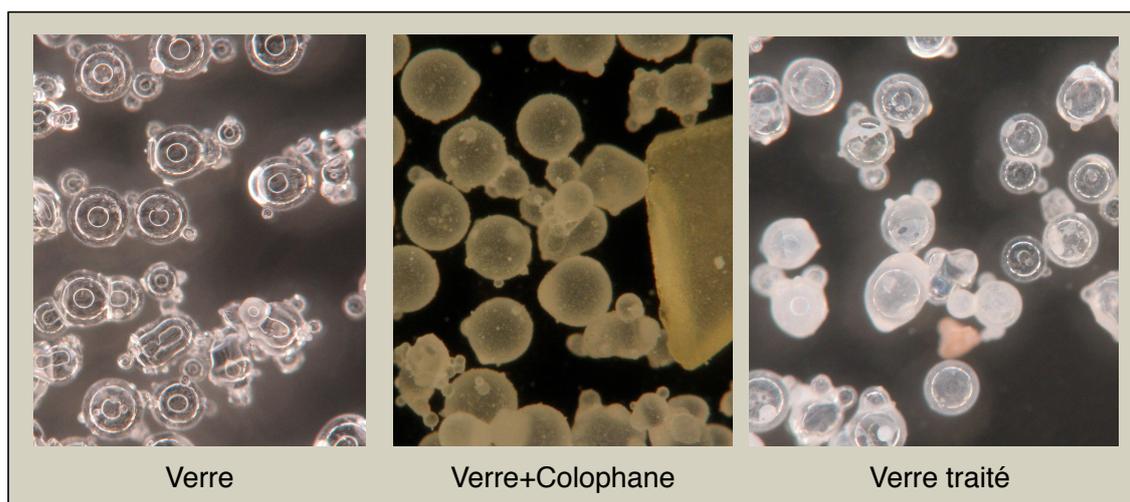


FIG.4.16: Photos des billes de verre ( $\sim 250\mu m$ ), à gauche : sans traitement, au centre : avec colophane, à droite : avec traitement décrit dans le texte.

que sur certaines billes le vernis n'est pas déposé partout, mais seulement en bandes de largeurs variables, à la surface des sphères. On peut interpréter la forme de ces bandes grâce aux ponts capillaires entre les billes (fig. 4.17) : quand l'eau disparaît par évaporation, elle reste le plus longtemps en ponts capillaires entre les billes ; dans ce volume d'eau en diminution constante, les sédiments dissous ayant la force ionique la plus faible sont peu à peu précipités et expulsés de la saumure jusqu'à ce que ne reste que le sel (qui a vraisemblablement la plus grande solubilité) ; il se met alors à cristalliser et prend grosso-modo la forme du pont capillaire dans lequel il était piégé. Une fois secs, les grains sont reliés entre eux par des ponts capillaires de sel, et entre les cercles formés par ces ponts capillaires, un vernis de sédiments dissous s'est déposé à la surface des grains. Pendant le rincage, les sels sont à nouveau dissous dans l'eau, alors que le vernis déposé, précipité, ne se dissout pas, et reste appliqué aux grains en bandes entre les

---

2. Malheureusement, la quantité traitée ne permet pas de les tester dans l'expérience du manège

disques, empreintes des anciens ponts capillaires<sup>3</sup>. Toutefois après plusieurs dissolutions et ré-humidifications, ces empreintes sont moins flagrantes. Le vernis créé modifie donc l'interaction

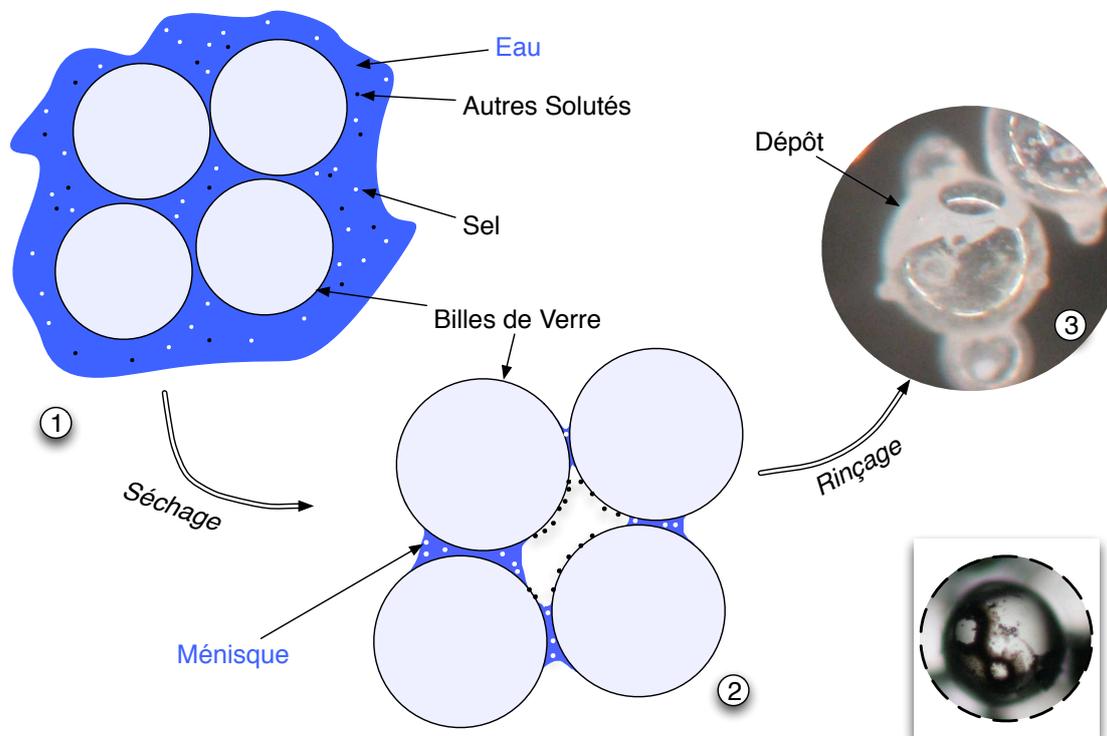


FIG. 4.17: Représentation schématique du dépôt à la surface des billes. Les grains sont en solution avec le sel et les autres minéraux (1). Lors de l'évaporation, le sel (NaCl) est le soluté le plus abondant avec probablement la plus grande solubilité. Il reste donc le plus longtemps dans l'eau (2) et se dépose en dernier, à l'évaporation des ménisques entre les grains, et s'organise donc en taches circulaires à la surface des grains. Au rinçage (3), le sel est à-nouveau dissous, et seules les espaces entre les ménisques sont encore recouverts de vernis, ce qui donne au dépôt ces formes caractéristiques, sorte de fantômes de contacts. Dans l'encadré en bas à droite : bille de verre peinte à l'encre noire. La bille comporte des cercles de taille variable, car contrairement au vernis l'encre reste le plus longtemps possible dans le ménisque, et se dépose le long de celui-ci.

de surface entre les grains. Nous devons maintenant déterminer la nature de cette interaction. L'interaction de contact entre deux surfaces solides la plus évidente est bien sûr le frottement, et ce que nous allons explorer dans la suite.

3. Ce processus est en fait l'exact opposé de ce qu'il se passe lorsque l'on tente de colorier des grains : l'encre forme des ponts capillaires entre les grains, et se dépose en taches circulaires.

## 4.5 Frottement / Adhésion

Étudier les propriétés microscopiques de contact de ce vernis est une entreprise assez ardue car un grain n'est pas à proprement parler un système modèle : sa petite taille rend difficile la manipulation, et sa forme très irrégulière complique l'interprétation d'éventuels résultats d'une mesure de frottement. Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le vernis était rayé par les grains de sables, et nous en avons déduit que ce vernis devait avoir des propriétés plastiques importantes, et que son module élastique devait être inférieur à celui du coeur des grains. Nous avons aussi formulé l'hypothèse de l'importance du frottement entre les grains dans le chant des dunes. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons besoin de mesurer le frottement inter-grains. Une manière classique de mesurer le frottement solide est de pousser à vitesse constante un patin avec un ressort, et de mesurer la force de poussée grâce à la déviation de ce ressort [61, 62] Cette expérience permet notamment de mesurer les coefficients de frottements statiques et dynamiques, car si la vitesse n'est pas trop rapide le patin a le temps de s'arrêter et ne repart que lorsque la poussée vainc le frottement statique. Nous avons collé ces grains de sable à la surface d'une plaque de verre, mais nous ne pouvons pas tester le frottement entre deux patins de grains collés car la variation des angles de contacts fausserait complètement la mesure — un frottement né d'une rugosité de la taille des grains se superposerait au frottement propre du vernis. Nous utilisons alors une plaque vernie au chapitre précédent comme patin du dessous.

Le procédé de collage est délicat et nécessite la plus grande attention. Tout d'abord il faut étaler une fine couche homogène de colle sur une plaque ; pour cela nous utilisons comme “pinceau” un morceau de plastique fin (découpé dans un transparent de rétro-projecteur), car cela permet d'étaler la colle sur une fine couche homogène d'épaisseur inférieure au diamètre des grains. Ensuite on saupoudre les grains à coller sur une autre plaque en verre, propre, afin d'être sûr que les extrémités de ces grains sont sur un même plan. Enfin on applique la plaque collante sur les grains le plus directement possible, en évitant les mouvements transversaux susceptibles de faire tourner les grains, et donc de polluer en colle leur face extérieure. La colle utilisée est de l'araldite à prise rapide (1 h théoriquement, 1 jour en pratique). Une fois secs, ces patins peuvent être testés dans le dispositif pour mesurer le frottement : on place les patins sur une plaque fixée au support de la machine, on positionne des masses calibrées sur le patin, et un

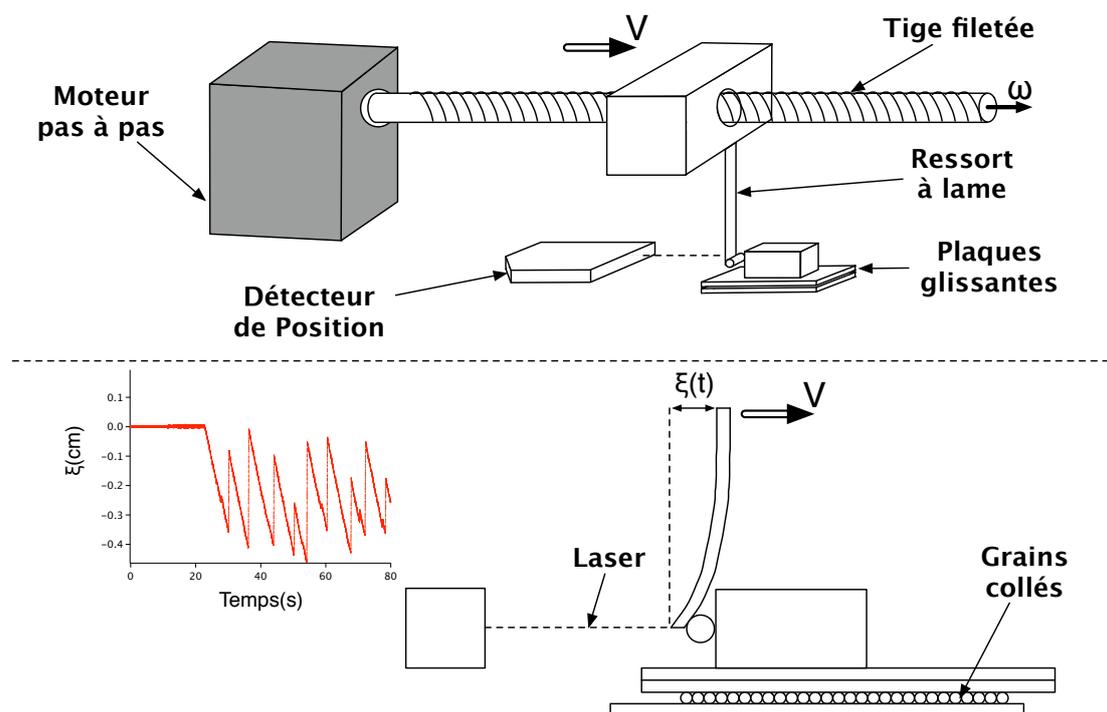


FIG. 4.18: Dispositif expérimental de la mesure de frottement : un moteur entraîne sur un banc de translation un ressort à lame qui pousse un patin frottant. Un détecteur de position par laser mesure la déviation du ressort et on en déduit les coefficients de frottement du patin. Le patin est constitué d'une lame de verre sur laquelle sont collés les grains dont on veut mesurer le coefficient de frottement.

ressort à lame va pousser l'édifice pour le faire frotter. On mesure la déviation du ressort grâce à un détecteur laser de position. Le ressort est calibré en lui appliquant une force fixée, et en rapportant la déviation mesurée à la valeur de cette force (en N).

Suivant la masse au-dessus du patin, la déviation du ressort est plus ou moins importante. Figure 4.21, on voit un enregistrement dans le temps d'une telle expérience. Le premier pic correspond à la rencontre du ressort avec le patin ; lorsque la force est trop importante, le contact lâche, et le ressort pousse violemment le patin en avant, jusqu'à l'arrêt de celui-ci. Le processus continue alors plus ou moins régulièrement, selon les accidents de terrain que le patin peut rencontrer. Enfin, le signal se détériore lorsque le patin arrive en bout de course, et pendant que le châssis qui pousse le ressort se remet dans sa position initiale, le ressort est tiré en arrière et se détache du patin. Nous développerons en annexe A le calcul déterminant le signal au cours du temps. Il nous suffit de savoir que le pic de déviation maximum du ressort à lame correspond à la force nécessaire pour vaincre le frottement statique, alors que la moyenne de la déviation

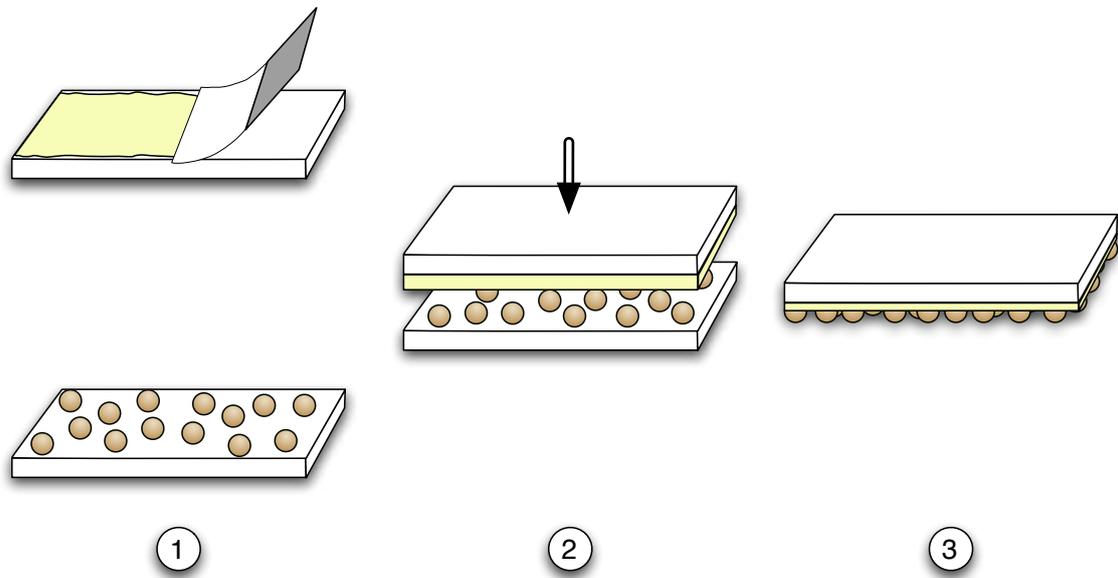


FIG. 4.19: Technique utilisée pour coller les grains sur une plaque de verre : on saupoudre les grains sur une autre plaque en verre pour assurer leur contact dans un même plan, et on applique par-dessus la plaque enduite au préalable de colle.

dans le temps correspond au frottement solide dynamique. On peut tout de suite voir que les grains vernis frottent plus que le verre sur le verre (figure 4.21). On a effectué cette expérience pour plusieurs patins et pour plusieurs chargements du patin, résumés dans les figures 4.22 et 4.23.

On voit que le frottement entre billes de verre et plaque de verre est sensiblement toujours le même et vaut :

$$\mu_s = \mu_d = 0,2 \quad . \quad (4.1)$$

Par contre, si on teste les grains de sable qui chante sur une plaque en verre vernie en laboratoire (i.e. que nous avons laissé dans la bassine pleine de sel, de copeaux métalliques, d'eau et de sable pendant les multiples séchages et humidifications), le frottement statique et dynamique augmentent considérablement (ainsi que l'erreur sur leur mesure!). On trouve comme valeurs limites pour  $\Omega 1$  :

$$0,5 < \mu_s < 0,85 \quad \text{et} \quad 0,3 < \mu_d < 0,5 \quad ,$$

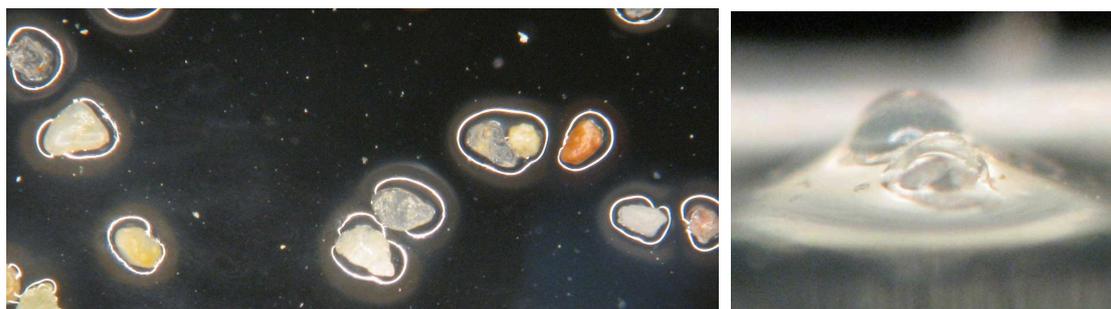


FIG. 4.20: A gauche : Photo de grains collés sur une plaque de verre. Les lignes brillantes entourant les grains sont des réflexions dues aux ménisques, et permettent de juger que l'on n'a pas mis trop de colle. A droite : photo latérale d'une bille de verre collée de cette manière— la colle ne recouvre pas le dessus de la bille.

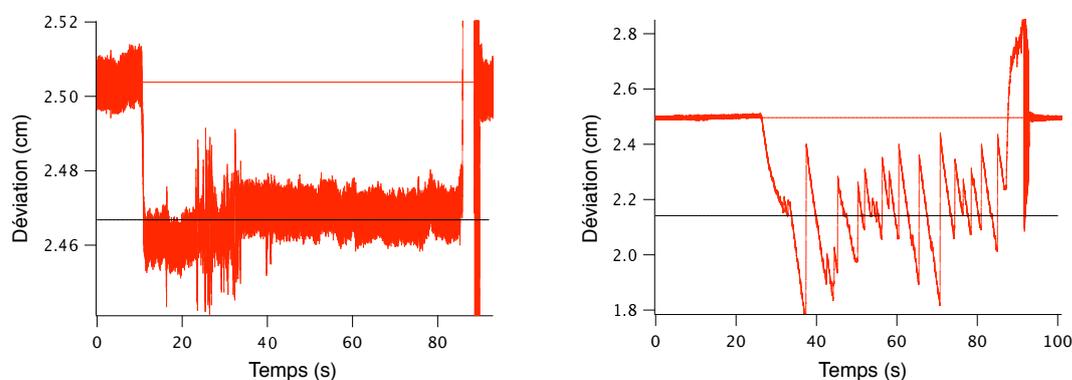


FIG. 4.21: Signaux de déviation du ressort à lame pour des plaques chargées à 20 g à une vitesse de  $2\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$ . A gauche : verre sur verre ; les coefficients de frottement statiques et dynamiques sont sensiblement égaux. A droite : grains chantants (Omega1) sur plaque vernie. Le frottement, statique et dynamique, est beaucoup plus fort.

et pour le sable d'Al-Askharah :

$$0,5 < \mu_s < 0,9 \quad \text{et} \quad 0,25 < \mu_d < 0,6 \quad ,$$

Le vernis crée donc un frottement fort entre les grains. On peut aussi voir que pour les patins de sable sur les plaques vernies, le premier pic de déplacement — avant la première glissade du patin — est souvent plus important que les autres. Ce pic survient après une assez longue période au début de l'expérience pendant laquelle le patin est immobile au-dessus de la plaque vernie ("longue" par rapport au temps caractéristique d'oscillation), et s'explique par un vieillissement dû à l'adhésion entre les vernis : si les grains et la plaque vernie restent longtemps immobiles,

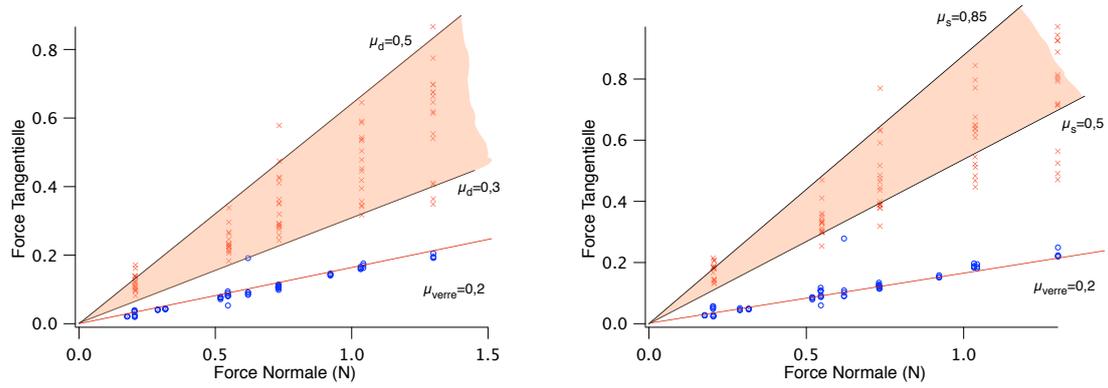


FIG. 4.22: Points obtenus en mesurant le frottement sur des plaques vernies pour le sable de  $\Omega 1$ . Les signaux très bruités, et l'absence de contrôle de l'humidité sont responsables de l'incroyable marge d'erreur. Les points en bleu sont obtenus par frottement entre des plaques de verre propres avec des billes de verre propres. Le frottement dynamique (à gauche) est obtenu en mesurant la moyenne de la déviation du ressort à lame, et le coefficient statique (à droite) est obtenu en ajoutant à  $\mu_s$  la déviation standard du signal autour de la moyenne.

ils collent un peu et donc sont plus difficiles à séparer. Cet effet, avec l'inhomogénéité du vernis, est sans doute responsable de la variation du coefficient de frottement au cours du temps.

Nous avons tenté de caractériser dans cette partie les propriétés des grains de sable qui chantent. Nous avons vu que les paramètres importants n'étaient pas la taille, ni vraiment la rugosité, car même si les grains de sable qui chantent sont en général bien triés et peu rugueux, il y a toujours des contre-exemples. Les paramètres importants semblent être plutôt le frottement et l'adhésion entre les grains, ce qui explique que des billes de verre rondes, lisses et triées ne chantent pas. Nous allons maintenant tenter de comprendre mieux la synchronisation entre les grains en observant les caractéristiques du son en laboratoire.

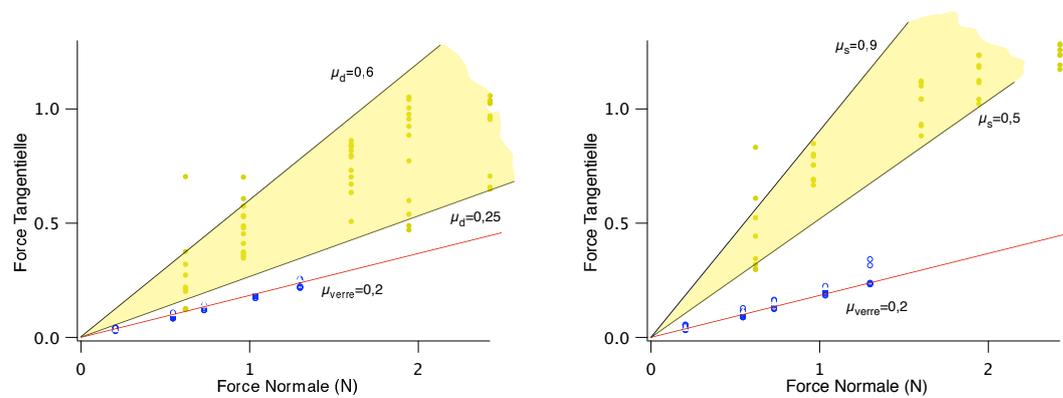


FIG. 4.23: Points obtenus en mesurant le frottement sur des plaques vernies pour le sable d'Al-Askharah, à Oman. Les signaux très bruités, et l'absence de contrôle de l'humidité sont responsables de l'incroyable marge d'erreur. Les points en bleu sont obtenus par frottement entre des plaques de verre propres avec des billes de verre propres. Le frottement dynamique (à gauche) et statique (à droite) sont calculés de la même manière que pour  $\Omega 1$ , mais cette fois les expériences ont moins bien marché car une trop grande charge raye les plaques vernies, c'est pourquoi nous ne prenons en compte que les points à faible force pour le calcul des coefficients directeurs limites.



## Chapitre 5

# Le manège : première expérience contrôlée

Pour mieux comprendre le chant des dunes, nous voulons faire chanter le sable en laboratoire. Nous avons évoqué diverses méthodes “historiques” développées par les différents scientifiques qui se sont intéressés au chant des dunes au cours du XXème siècle, comme par exemple la technique du sac de H.C. Bolton[17], ou bien la technique de la bouteille — on remplit à moitié une bouteille de sable, et en la secouant le sable s’écrase sur les parois en se cisillant, ce qui produit du son [29] . Mais ces techniques sont en général assez imprécises. Une solution est alors de reproduire mécaniquement le chant “à la main”, ce qui permet de produire plusieurs fréquences différentes de manière bien contrôlée[39].

### 5.1 Description

Le dispositif de cette expérience est conçu pour effectuer de façon contrôlée un cisaillement dans un canal circulaire rempli de sable. La figure 5.1 détaille un schéma de l’expérience du manège : un bras métallique est fixé sur une structure tournante reliée à un moteur, et à l’extrémité de ce bras, une pale dont la profondeur d’enfoncement est réglable. En avant de ce bras, une caméra (25 images/sec, résolution 720x576) est fixée à la structure pour filmer la surface libre dans le référentiel tournant. Toujours fixé à la structure, un microphone A.K.G. 4561 est placé à distance fixe de la pale, et est relié à l’entrée son de la caméra.

A l’instant initial, on alimente le moteur, avec un dispositif analogique de régulation permettant d’imposer au moteur une vitesse constante de rotation. Le bras pousse alors le sable

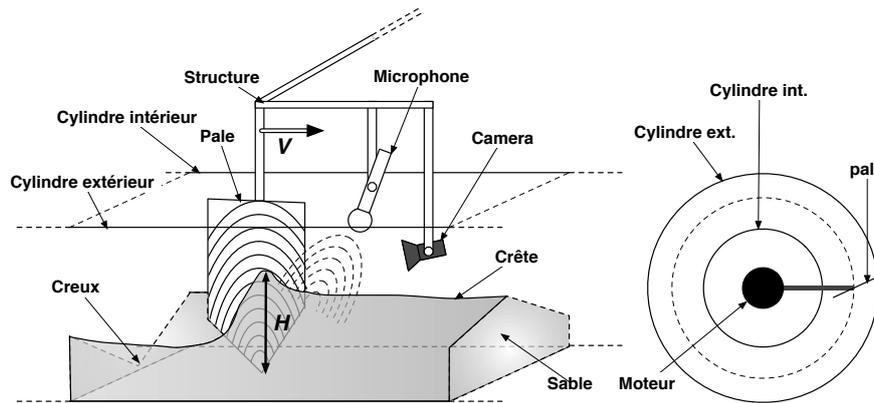


FIG. 5.1: Expérience du manège. Dans un canal circulaire, un moteur entraîne une pale qui pousse une crête de sable de hauteur  $H$  à une vitesse  $V$ . Le son émis est enregistré par un micro placé en avant de la pale, et la hauteur de sable est filmée.

devant lui et provoque dans un premier temps (très court) une accumulation, et ensuite un cisaillement régulier et assez reproductible. Lorsque les conditions favorables sont remplies, un son est produit par le cisaillement du sable qui chante, et enregistré par le micro. Le son met en général moins d'une seconde à apparaître, et disparaît lorsque la pale a effectué un tour complet, rejoignant ainsi le sillon qu'elle a creusé au début. Dans ce dispositif, les deux paramètres contrôlables sont la vitesse et la profondeur initiale d'enfoncement de la pale. La vitesse passe typiquement de 0 à 1 m/s en 50 ms, inférieur au temps d'apparition du chant (en général, 200 ms). Lorsque la hauteur de sable poussé est supérieure à 9 cm, la pression devient trop grande et bloque l'évacuation du sable et ensuite le mouvement. La hauteur de sable, elle, fluctue plus au cours du temps, et dépend de la vitesse imposée ; elle n'est donc pas directement réglable, et doit être mesurée au moyen de la caméra. La pale prend donc le rôle de la main dans le chant à la main. Mais après plusieurs essais infructueux, nous avons remarqué que pour obtenir des sons dans ce dispositif, le mieux est de passer la pale à travers une petite montagne de sable. Pour cela, on passe entre chaque expérience une pale "charrue", c'est à dire en forme de soc inversé, qui prépare le sable et lui donne une forme de crête. Pour assurer la reproductibilité des conditions initiales, on passe cette charrue 4 tours à 0,6 m/s entre chaque expérience.

Une fois l'expérience réalisée, le film de la caméra est transféré sur ordinateur, et le son et la vidéo sont exportés et traités séparément.

Le film est transféré en suite d'images, ensuite on effectue un diagramme spatio-temporel de

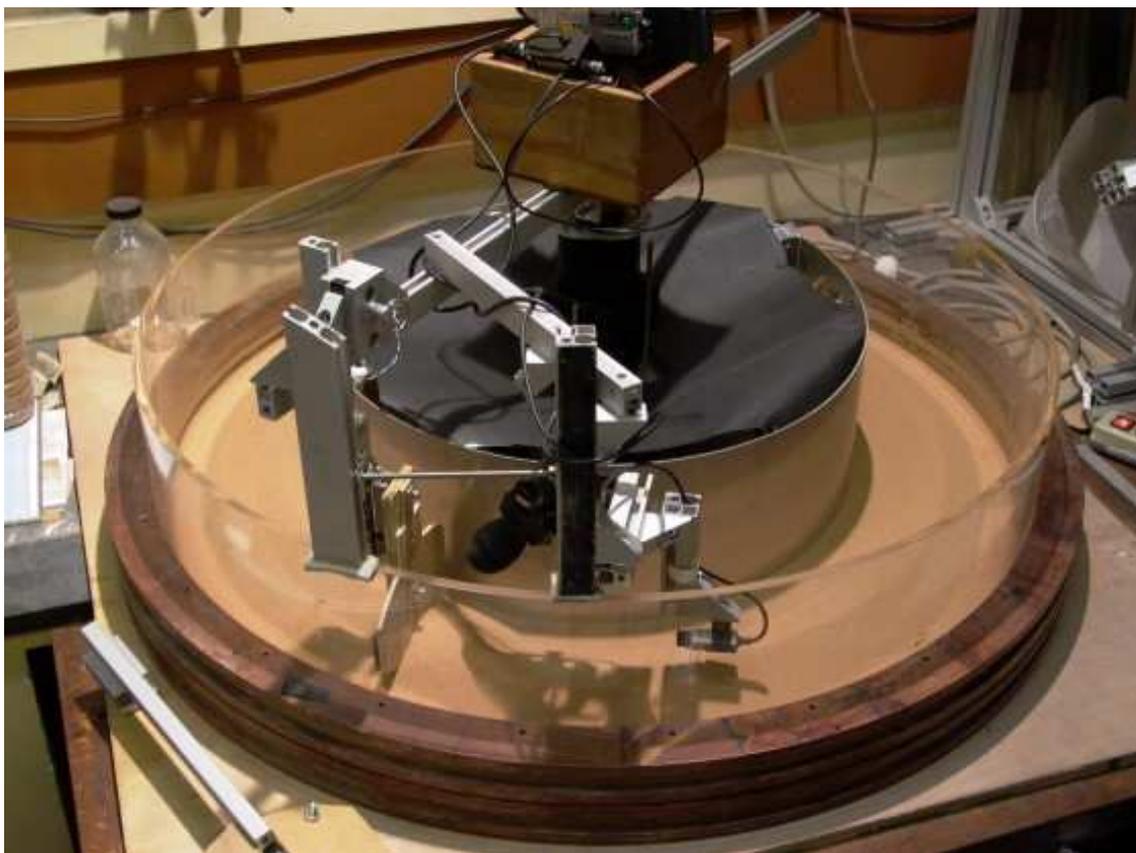


FIG.5.2: Photo de l'expérience du manège.

cette suite en collant bout à bout une colonne de chacune de ces images ; alors la différence de contraste entre le sable et la pale permet de suivre dans le temps l'évolution du point le plus haut de la bosse de sable, et une détection de contour permet enfin de mesurer la hauteur de sable poussé (la pale est graduée en cm pour convertir les pixels des images en cm).

Une fois le signal sonore adapté à la manipulation mathématique, on calcule son sonagramme : on divise le signal en fenêtres de taille  $l$ , espacées de pas de taille  $p$ , et on calcule sur chacune de ces fenêtres la transformée de Fourier. On représente alors, en niveaux d'intensité, le module de chacune de ces transformées de Fourier en fonction de l'instant de chacune de ces fenêtres.

La figure ainsi obtenue permet de connaître la variation du spectre de fréquences au cours du temps ; on en déduit alors la fréquence principale émise ainsi que l'amplitude du chant. L'amplitude obtenue est comparée alors convertie en dB grâce à un étalonnage préalable<sup>1</sup>

---

1. Pour mesurer l'amplitude du son, on place un dB-mètre le plus près possible du micro, dans la même direction, et on enregistre une source sonore de fréquence constante (200Hz) à plusieurs intensités pour comparer le résultat du dB-mètre aux enregistrements et obtenir une courbe d'étalonnage.

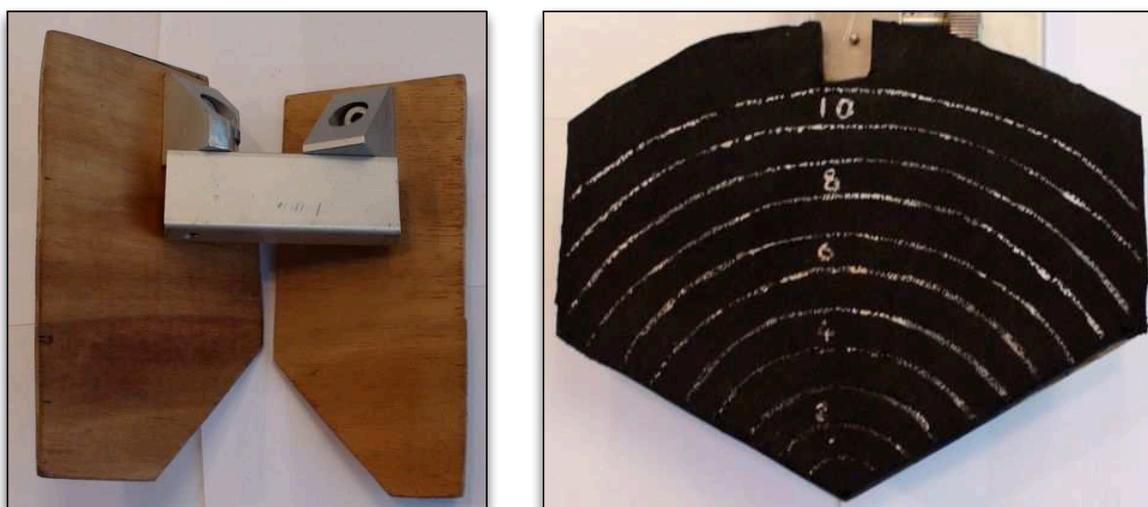


FIG. 5.3: Pales utilisées pour pousser le sable. A droite : pale pour cisailer et faire du son, recouverte de caoutchouc. Les graduation permettent de repérer la hauteur de sable poussée au cours du temps dans un film. A gauche : soc de charrue pour rassembler le sable au centre le long d'une crête.

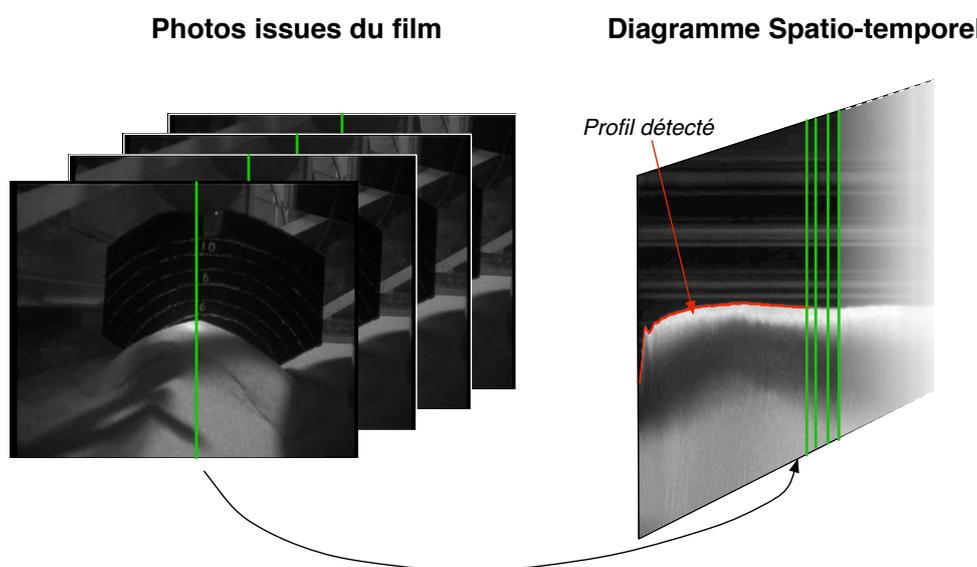


FIG. 5.4: Traitement des films : on fait un diagramme spatio-temporel à partir d'une ligne des photos issues du film, ce qui permet d'accéder à l'évolution de la hauteur au cours du temps.

On constate sur le spectre moyen que la puissance de l'harmonique  $n=2$  est environ 30 dB inférieure à celle du fondamental, et que celle de l'harmonique  $n=3$  60 dB inférieure. Par conséquent, en première approximation la puissance sonore dégagée sera identifiée à celle de la première harmonique.

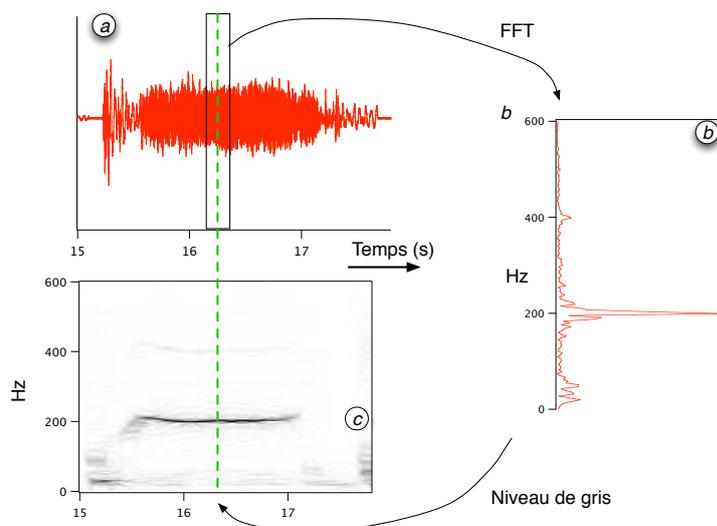


FIG. 5.5: Traitement du son : on effectue un sonogramme, c'est à dire une transformée de fourier sur une fenêtre glissant le long du signal, ce qui donne un diagramme fréquence-temps que l'on représente en intensité. Ce diagramme permet alors de mesurer la fréquence principale ainsi que son intensité.

Malheureusement, le traitement temps-fréquence utilisé a une limitation propre à la transformée de Fourier discrète : la résolution en fréquence dépend de la taille de la fenêtre, c'est à dire que plus la taille de la fenêtre est petite, moins la fréquence est résolue. Il y a donc une compétition entre la résolution en fréquence et la résolution temporelle. Pour pallier cette limitation, on utilise une détection sub-pixellaire de la fréquence, basée sur une approximation parabolique du pic de fréquence. Ce procédé permet de mesurer plus finement la fréquence pour la corréler aux fluctuations de hauteur.

On peut séparer chaque expérience en trois parties, qui sont le temps de démarrage, le régime stationnaire et la décroissance. Comme les données de hauteur et de fréquence sont fluctuantes pendant la partie stationnaire, on utilisera leurs valeurs moyennes, laissant de côté toute discussion sur la dépendance en temps. En faisant varier la vitesse de la pale, on remarque tout d'abord plusieurs régimes d'écoulement :

- à vitesse faible, le sable s'accumule en dôme le long de la pale, jusqu'à dépasser l'angle d'avalanche ce qui permet un écoulement d'évacuation sur les côtés de la pale.
- En augmentant un peu la vitesse, on voit apparaître en avant du dôme de sable une fine épaisseur de sable en mouvement, comme un ressaut hydraulique, dont l'extension ne cesse de croître avec la vitesse de la pale.

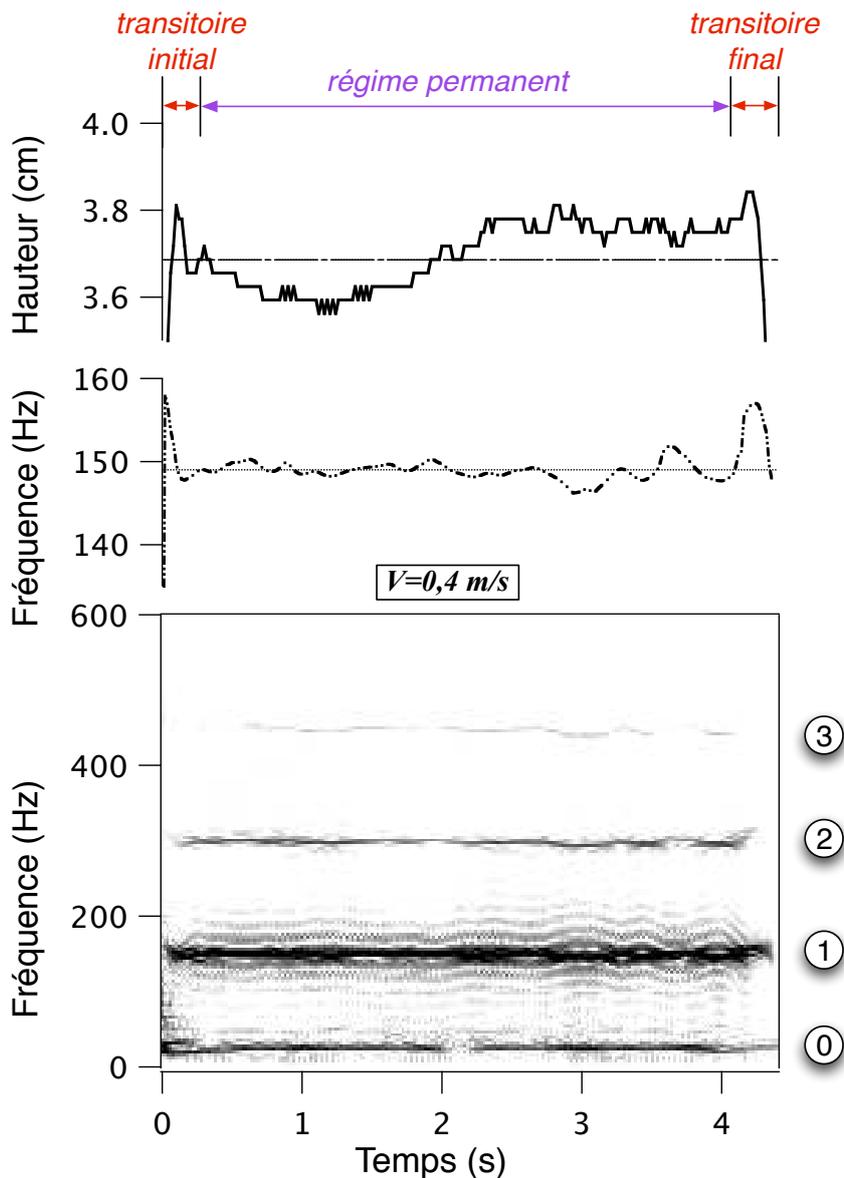


FIG. 5.6: Signal sonore d'une expérience de manège typique, et sonogramme de ce signal. Le sonogramme révèle 4 fréquences : 0- la fréquence du moteur, liée à sa vitesse de rotation ; 1-2-3 - la fréquence du fondamental et des deux premières harmoniques. On voit aussi que le régime transitoire du début et de la fin de l'expérience ne dure pas plus de 0,25 s. Les bandes noires autour du fondamental du chant sont en fait des artefacts liés à l'utilisation de l'algorithme de Fast Fourier Transform, et ne sont pas significatives : on les voit surtout parce que le graphe est très contrasté afin de voir les harmoniques d'ordre supérieur. L'amplitude du chant est déduite du sonogramme. Elle est d'environ 80 dB pendant toute l'expérience.

- Lorsque la vitesse est encore plus importante, le sable du dôme est de moins en moins dense, et transite vers un gaz granulaire.

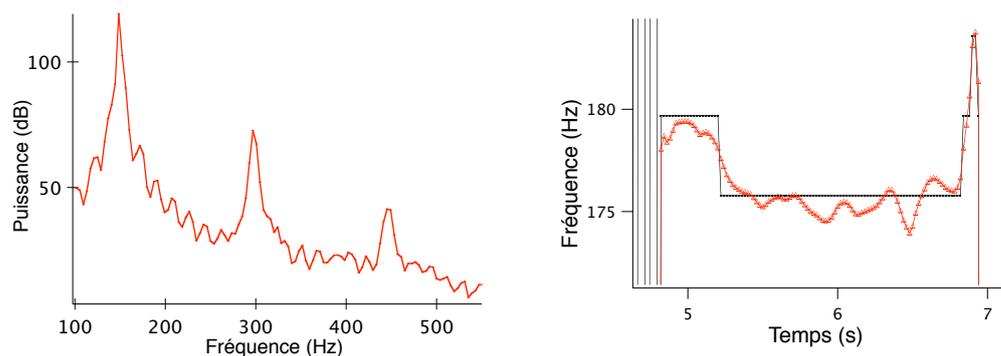


FIG. 5.7: A gauche : Spectre obtenu en calculant la moyenne temporelle du sonogramme. A droite : Amélioration de la détection de fréquence. En noir : fréquence détectée par le sonogramme. En rouge : fréquence sub-pixellaire calculée par interpolation quadratique sur les trois points du pic de fréquence.

- Enfin lorsque la vitesse est trop grande, le dôme subit les forces centrifuges, et est déstabilisé vers l'extérieur (ici, la gauche).

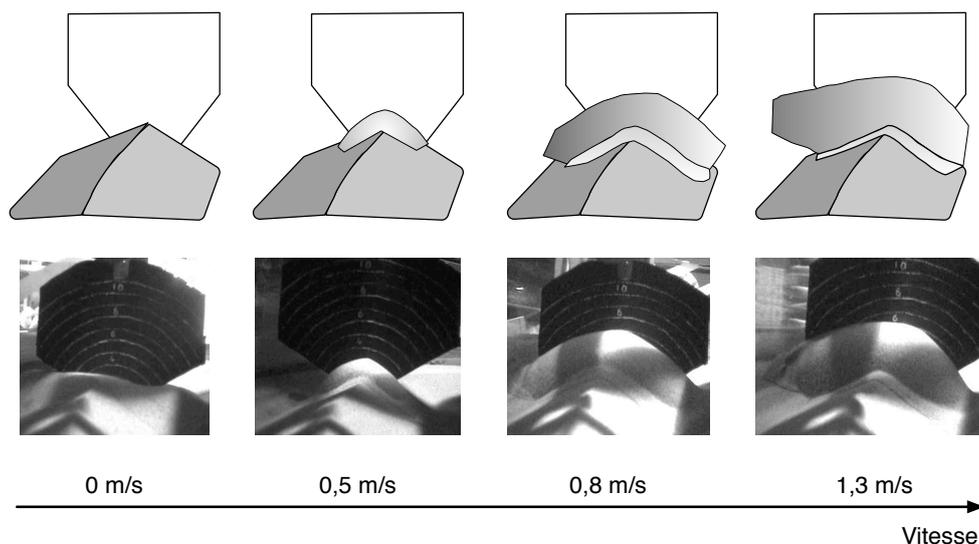


FIG. 5.8: Photos et représentation schématique des régimes d'écoulement obtenus dans le manège pour une hauteur initiale de 3 cm. Pour une description de ces régimes, se reporter au texte.

Pour une hauteur initiale donnée, la hauteur de sable poussée va dépendre de la vitesse. Lorsque l'on trace l'excédent de hauteur en fonction de la vitesse, on retrouve certains des régimes évoqués ci-dessus : à vitesse faible, la hauteur croît linéairement avec la vitesse, mais ensuite la progression ne l'est plus, conséquence de l'éjection en gaz des grains de sable qui entrent en collision contre la pale.

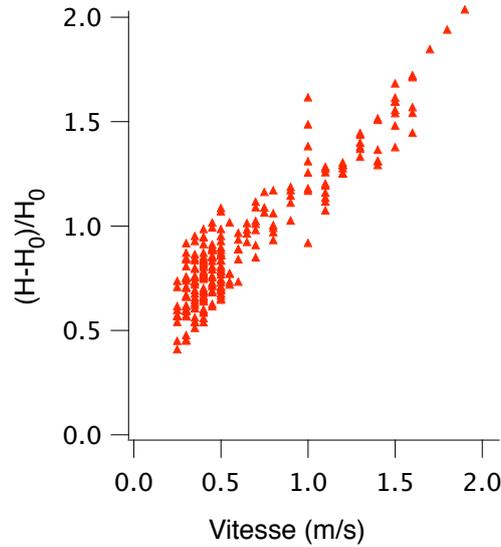


FIG.5.9: Surplus de hauteur divisé par la hauteur initiale d'enfoncement, en fonction de la vitesse. La courbe est très approximativement linéaire mais ne recolle pas complètement sur une courbe maîtresse, ce qui rend compte avant tout de la complexe interdépendance entre  $H$  et  $V$ .

## 5.2 Relation fréquence / cisaillement

On a vu précédemment que la fréquence du chant devait être liée au taux de cisaillement, il semble donc naturel de comparer la fréquence mesurée à ce taux dans l'écoulement. Malheureusement, nous n'avons pas de mesure directe du cisaillement, puisque la géométrie en crête utilisée pour faire chanter le sable rend très difficile une coupe transversale qui permettrait d'avoir accès au profil de vitesse. Tout ce qu'on peut supposer, c'est que le cisaillement occupe une bande oblique qui part de l'extrémité de la pale et qui monte jusqu'à la crête. Mais de simples considérations de lois d'échelles permettent d'estimer, à des préfacteurs près, ce cisaillement. Tout d'abord, il doit être proportionnel à la vitesse de la pale, qui impose la vitesse de surface de ce cisaillement. Ensuite, il doit dépendre de la quantité de sable poussé : tant que le régime d'écoulement reste le même, augmenter la quantité de sable poussé revient à dilater la géométrie par un facteur d'échelle : en effet, augmenter la masse de sable à pousser revient à augmenter la pression de confinement au niveau de la bande de cisaillement, ce qui a pour conséquence d'augmenter l'épaisseur de cette bande. Il est donc logique que la largeur  $h$  de la bande varie dans le même sens que la hauteur totale  $H$  de sable poussé. En première approximation, on considère que ces deux tailles sont proportionnelles, et on peut donc estimer un taux

de cisaillement :

$$\Gamma = \frac{V}{h} \propto \frac{V}{H} .$$

Dorénavant, nous appellerons de façon impropre “taux de cisaillement” le rapport  $V/H$ , en gardant à l’esprit que c’est une valeur approchée issue de paramètres macroscopiques, au mieux proportionnelle au taux réel de cisaillement. Il est alors naturel de calculer ce taux pour chaque expérience, et de le comparer à la fréquence moyenne mesurée.

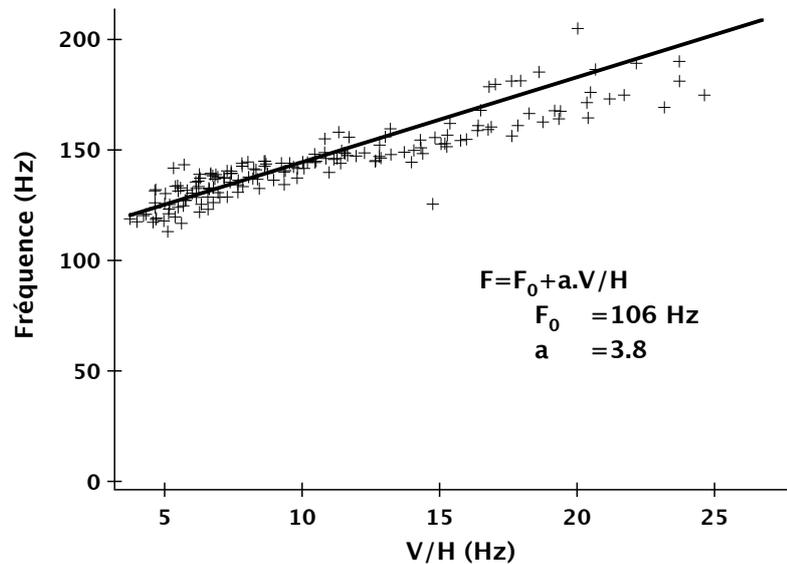


FIG. 5.10: Fréquences en fonction du cisaillement approché pour le sable du Maroc à 25% d’humidité relative. Les points se rassemblent tous sur une courbe maîtresse qui suit grosso modo une droite de pente 3,8 avec une ordonnée à l’origine de 106 Hz. Toutefois cette ordonnée à l’origine n’a pas de sens puisqu’à vitesse nulle, il n’y a de toutes façons pas de son produit.

La figure 5.10 montre la relation constitutive entre la fréquence du son et le cisaillement pour différentes vitesses (entre 0.2 et 1.3 m/s) et hauteurs (entre 2 cm et 9 cm). Seules les expériences où du son est produit sont représentées (les autres n’ont évidemment pas de fréquence définie). La relation entre fréquence et cisaillement est une droite, et le point à  $V/H = 15 \text{ s}^{-1}$  indique que la hauteur totale est environ 10 fois la hauteur de la bande de cisaillement. Le caractère affine de cette courbe est toutefois très surprenant : la droite reliant fréquence et cisaillement ne passe pas par zéro, mais par une fréquence limite. Ce n’est pas seulement surprenant parce que le modèle de Poynting et Thomson (ou du tac-tac) ne prédit aucune fréquence limite, mais

en plus cette fréquence de 106 Hz est très proche de la fréquence “naturelle” en avalanche pour ce sable là. Cela dit, lors d’une avalanche, le cisaillement n’est pas du tout nul, cela n’a donc pas de sens d’associer cette fréquence limite à cisaillement nul avec une fréquence produite avec un cisaillement non nul. Mais rappelons nous que les points à basse fréquence sont en général obtenus avec une grande hauteur de sable poussée et une faible vitesse : il est possible alors que la proportionnalité entre la hauteur et la taille de la bande de cisaillement ne soit plus valable pour les fortes valeurs de  $H$ .

Si on compare maintenant la relation entre fréquence et cisaillement pour le même sable à une autre humidité (figure 5.11), on voit que la relation ne change pas : cela indique que seul le cisaillement est responsable de la fréquence entendue, en tout cas dans ces domaines là de vitesse et de hauteur. La relation entre cisaillement et fréquence a été établie pour des valeurs

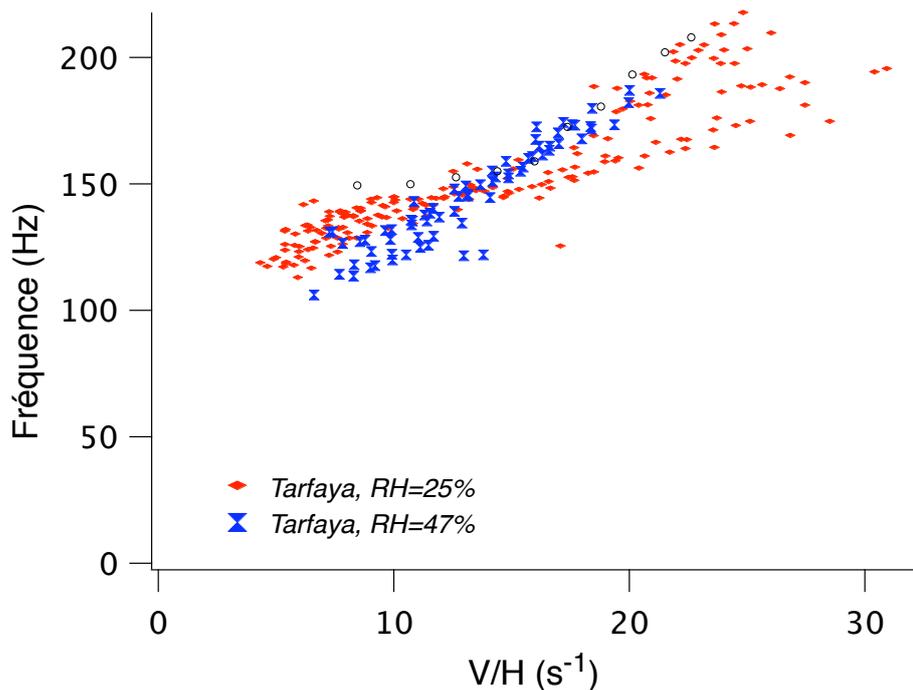


FIG. 5.11: Évolution de la relation fréquence-cisaillement avec l’humidité. les points ont à peu près les mêmes valeurs, et la relation évolue peu avec l’humidité. En regardant plus précisément, on constate que les valeurs ne changent pas vraiment, mais par contre la pente varie plus significativement.

moyennes. Toutefois, on peut voir sur certaines expériences la hauteur et la fréquence fluctuant en sens contraire : on peut donc essayer de tracer la relation fréquence -cisaillement non pas

pour des valeurs moyennes mais pour des valeurs locales.

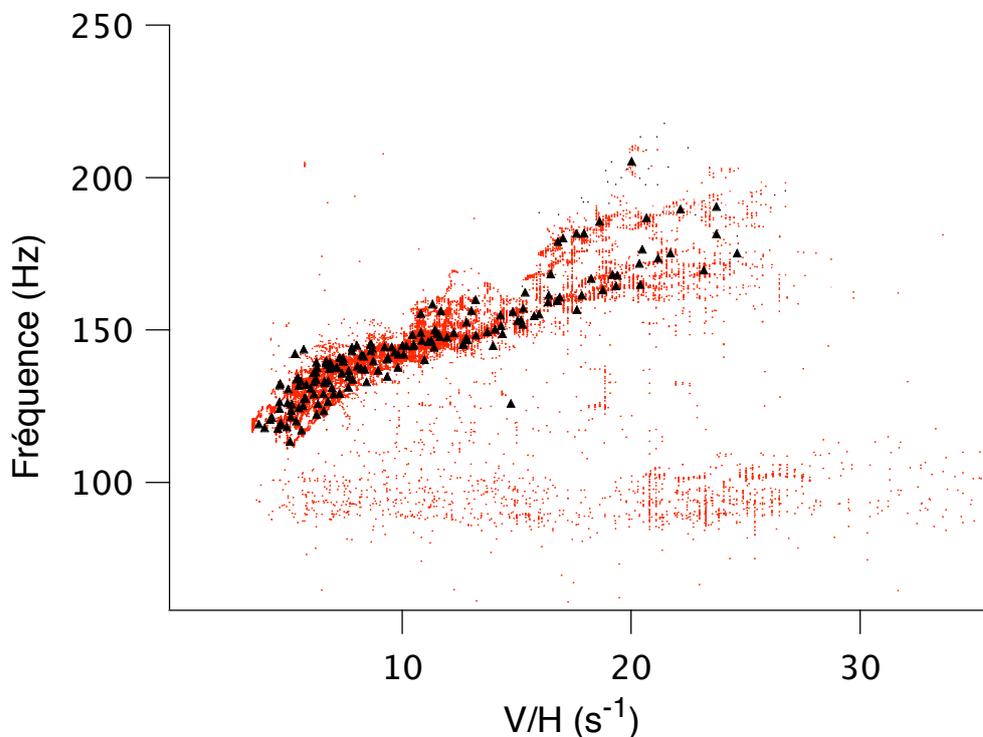


FIG.5.12: Fréquence et cisaillement : comparaison de la relation entre valeurs moyennes et valeurs instantanées. Les valeurs instantanées correspondent assez bien aux valeurs moyennes, ce qui confirme l'hypothèse de régime stationnaire. On voit tout de même des points en-dehors de la relation moyenne, correspondant aux régimes transitoires ou bien aux moments où le sable ne chante pas (dans ce cas, la fréquence calculée ne correspond à rien, et est généralement "bloquée" artificiellement par le programme de détection vers 100 Hz).

On constate alors que la majorité des points se placent autour de la droite calculée précédemment, ce qui signifie que les variations de hauteurs et de fréquences sont suffisamment lentes pour ne pas perturber le caractère stationnaire de l'écoulement. Par contre les points correspondant aux débuts et aux fins des expériences ne sont pas sur la droite caractéristique, car ce sont des régimes transitoires.

### 5.3 Seuil en vitesse et hauteurs

On a parlé dans les chapitres 2 et 3 d'expériences où le sable ne chantait pas, et nous avons évoqué les limites de l'oreille humaine pour expliquer ce silence. Lorsqu'on augmente

progressivement la vitesse de la pale à hauteur de sable initiale fixée, on observe un saut en intensité atteint pour une certaine valeur de vitesse, au-delà de laquelle l'intensité sonore ne varie plus beaucoup. Il en est de même lorsque l'on fait varier la hauteur initiale d'enfoncement à vitesse constante. Le silence du sable à des vitesses trop faible n'est donc pas dû à l'oreille humaine, mais bien à un phénomène de seuil caractéristique du sable qui chante. Pour réaliser une carte de ce seuil, on effectue plusieurs séries d'expériences : certaines où l'on ne fait varier que la vitesse, d'autres où on ne fait varier que la hauteur initiale. On obtient donc la valeur en puissance sonore pour plusieurs valeurs de vitesse et de hauteur, ce qui nous permet de construire par interpolation une carte d'amplitude sonore de l'espace  $(V,H)$ .

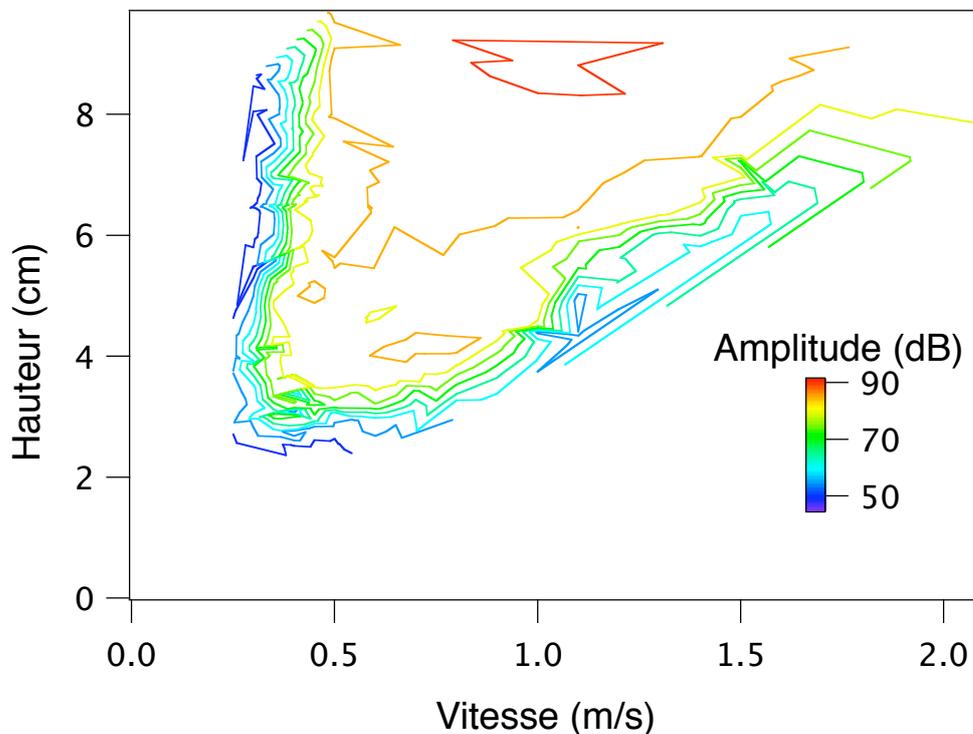


FIG. 5.13: Amplitude sonore représentée en ligne de niveaux dans l'espace  $(V,H)$ . Explication dans le texte.

On peut développer une analogie avec une carte géographique qui représenterait un plateau sur lequel le sable chante, et au pied duquel il ne chante plus. On peut définir alors le seuil dans l'espace  $(V,H)$  en traçant la variation d'amplitude en fonction du paramètre variable (par exemple la vitesse fig 5.14). La brutalité de la transition nous montre avant tout que le seuil

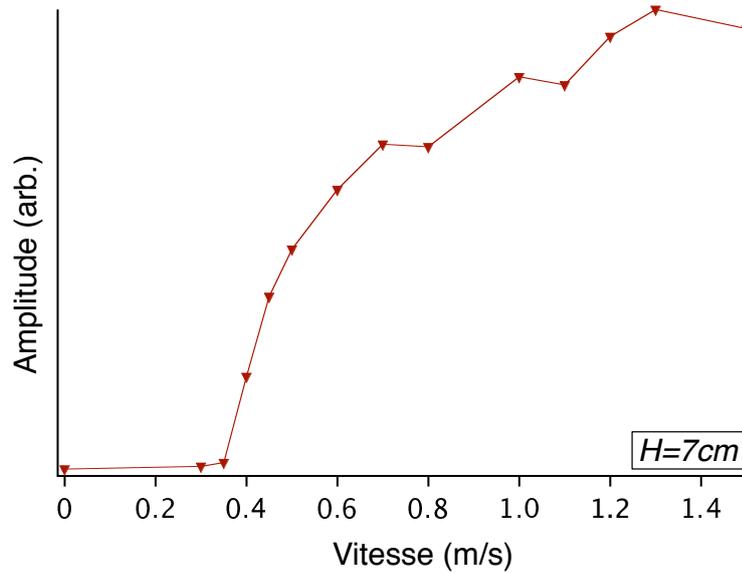


FIG. 5.14: Seuil pour un trajet à hauteur moyenne de 7 cm (profondeur initiale 3,5cm). La variation brutale d'amplitude sonore indique bien un phénomène de seuil propre au chant du sable, qui n'est donc pas seulement une atténuation du chant, rendu imperceptible à l'oreille.

est bien une caractéristique physique du chant, et n'est pas lié à un phénomène de perception psycho-acoustique, ou plus simplement à une limitation de l'oreille. Le lieu où l'amplitude décolle est repéré en effectuant un fit en racine carrée de l'intensité en fonction du paramètre variable (la vitesse ou la hauteur) : les points de l'origine de la racine carrée nous donnent alors le point  $V_0$  (ou  $H_0$ ) du seuil, et on trouve l'autre coordonnée par interpolation linéaire. Traçons les points  $(V_0, H_0)$  de la courbe de seuil, figure 5.15.

La courbe de seuil obtenue comporte trois parties bien distinctes :

- Tout d'abord, une partie à gauche, de seuil en vitesse : si la vitesse est trop faible, le son ne peut pas être produit. La vitesse seuil semble dépendre de la hauteur, c'est à dire que plus la hauteur est importante, plus il faut pousser vite pour faire chanter le sable. Cela indique aussi que la force à laquelle le sable est poussé n'est pas un meilleur paramètre de seuil : en effet, pousser plus vite une quantité de sable plus importante requiert une force encore plus importante, et la même courbe dans l'espace  $(F, H)$  serait encore plus pentue.
- Ensuite, une hauteur minimale de 3 cm est requise pour faire chanter le sable dans cette configuration, comme l'indique la partie horizontale de la courbe de seuil.
- Enfin, il ne faut pas non plus aller trop vite : à trop haute vitesse, le sable ne chante plus.

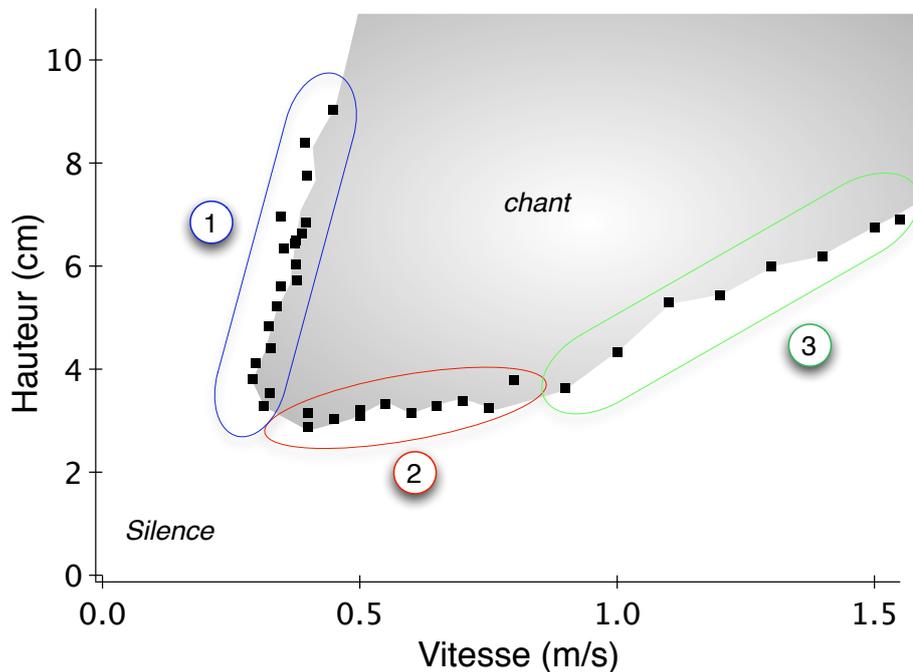


FIG.5.15: Seuil en vitesse et en hauteur pour le sable de Sidi Aghfinir. Il y a un seuil en vitesse (1), et en hauteur (2). La partie de droite (3) correspond à l'influence de la force centrifuge.

Il n'y a pas de hauteur maximale au-delà de laquelle le sable ne chante plus, mais cela est dû avant tout à une limitation dans l'expérience, car au delà de 9 cm de profondeur totale, la pale se coince et l'expérience est impossible. On remarque que la courbe de seuil ne peut pas être tracée comme une simple fonction  $H(V)$  : cela peut s'expliquer si on considère des raisons différentes à chacune des parties de la courbe. La partie à haute vitesse de la courbe de seuil se comprend bien avec la force centrifuge : on a vu qu'à trop haute vitesse, le dôme est déstabilisé vers l'extérieur du canal circulaire, et le sable est principalement évacué sur le côté, sans appuyer vers le bas, ainsi la crête de sable n'est plus cisailée, mais juste déviée sur le côté, et donc sans cisaillement le son ne peut pas être produit. On peut vérifier l'importance de la force centrifuge, non seulement sur les enregistrements caméras où l'on voit bien le sable éjecté sur le côté, mais aussi en luttant contre cet effet en faisant pivoter la pale autour de son axe, vers l'intérieur : cela a pour effet d'éjecter moins de sable sur le côté ce qui abaisse le seuil<sup>2</sup>. Si on poursuit

2. Cette technique n'est toutefois malheureusement pas utilisable pour s'affranchir de cet effet car cela change la fréquence entendue.

ce raisonnement, il semble logique de ne pas pouvoir non plus imposer de cisaillement en ne poussant qu'un seul grain, car il est plus facile de l'écartier du chemin de la pale, sur le côté, que d'entraîner ses voisins en avant. Une hauteur seuil devient donc nécessaire, hauteur à laquelle il devient impossible de dévier assez vite tous les grains ce qui provoque une accumulation devant la pale, et donc un cisaillement en-dessous.

Autrement dit, il y a une compétition de la hauteur avec la vitesse de poussée — la hauteur détermine la quantité de sable que l'on pousse et donc l'importance du cisaillement, et la poussée au contraire tend à déstabiliser le cisaillement. Si la vitesse est rapide, la force de réaction à la poussée est d'ordre collisionnelle, et les grains sont éjectés, ce qui les rend plus sensibles à la force centrifuge (c'est à dire qu'elle a plus d'effet sur leur mouvement). Au contraire, si la vitesse est faible, la réaction sera plus issue d'un frottement solide entre grains, et donc ne dépendra plus de la vitesse. Dans le deuxième cas, la vitesse ne joue pas sur le seuil, et dans le premier si, comme on le voit sur la courbe.

On peut donc expliquer au moins qualitativement le seuil en hauteur et le seuil en grande vitesse à partir des données géométriques de l'expérience. Ce n'est pas le cas cependant du seuil en vitesse, puisqu'à faible vitesse, si la hauteur est suffisamment importante, le cisaillement existera toujours. On peut donc dire que le seuil en vitesse est caractéristique du sable qui chante.

## 5.4 Comparaison des différents sables

Nous n'avons pour l'instant utilisé dans l'expérience qu'un seul type de sable qui chante, celui de  $\Omega 1$  au sud-ouest du maroc, près de Tarfaya (décrit et localisé au chapitre 2). On peut alors se demander si ces résultats restent valable pour d'autres sables chantants, en particulier pour des sables chantants de taille différente. Pour répondre à cette question, on a remplacé le sable de Tarfaya par du sable d'Oman, d'un diamètre plus gros, pour réaliser ensuite les mêmes séries d'expériences. On a donc calculé pour chaque expérience le cisaillement et on voit (figure 5.16) que les fréquences du sable d'Oman sont sur la même courbe maîtresse que le sable du Maroc, malgré la différence de taille : cela implique donc que l'écoulement est le même pour les deux sables, et que cet écoulement est seul responsable de la production de son, et en particulier

le cisaillement. Précisons que ceci n'est pas incompatible avec les résultats de terrain indiquant que la fréquence en avalanche dépend de la taille des grains : en effet comme nous l'avons vu, en avalanche le cisaillement dépend lui même de la taille des grains, donc c'est toujours à travers le cisaillement que la fréquence dépend de la taille des grains.

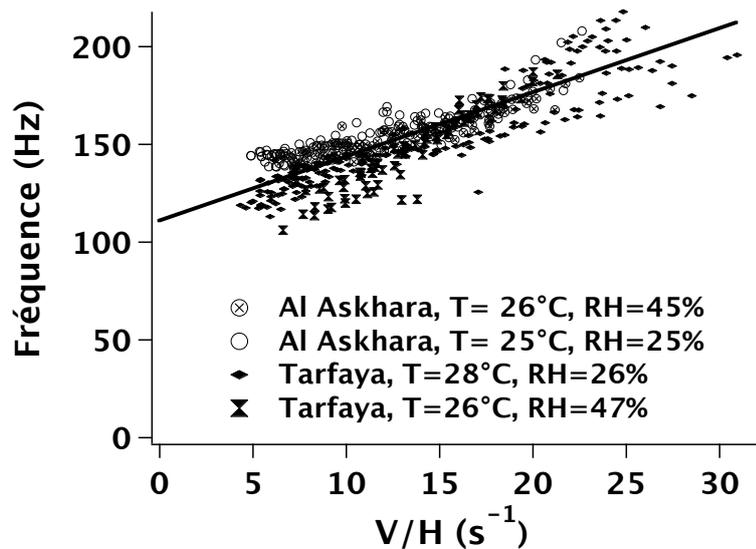


FIG.5.16: Fréquences en fonction du cisaillement approché pour différents types de sables à différentes humidités. La courbe la même pour toutes les espèces de sables (au bruit près), ce qui semble indiquer que le taux de cisaillement  $\dot{\gamma}$  est le paramètre pertinent qui détermine la fréquence.

Ensuite, on a calculé la courbe de seuil dans l'espace (V,H) pour le sable d'Oman, comme précédemment pour le sable marocain.

La figure 5.17 permet de comparer les deux courbes de seuil, et on constate que les caractéristiques principales restent les mêmes : vitesse minimale de seuil, hauteur minimale de seuil et vitesse maximale de seuil. Toutefois la vitesse minimale de seuil semble légèrement différente, alors qu'on ne voit pas de différence pour la hauteur minimale et la vitesse maximale : cela confirme l'interprétation précédente : la hauteur minimale et la vitesse maximale proviennent des caractéristiques géométriques du dispositif expérimental utilisé (pale triangulaire, canal circulaire...), alors que la différence de vitesse de seuil provient des caractéristiques intrinsèques du sable.

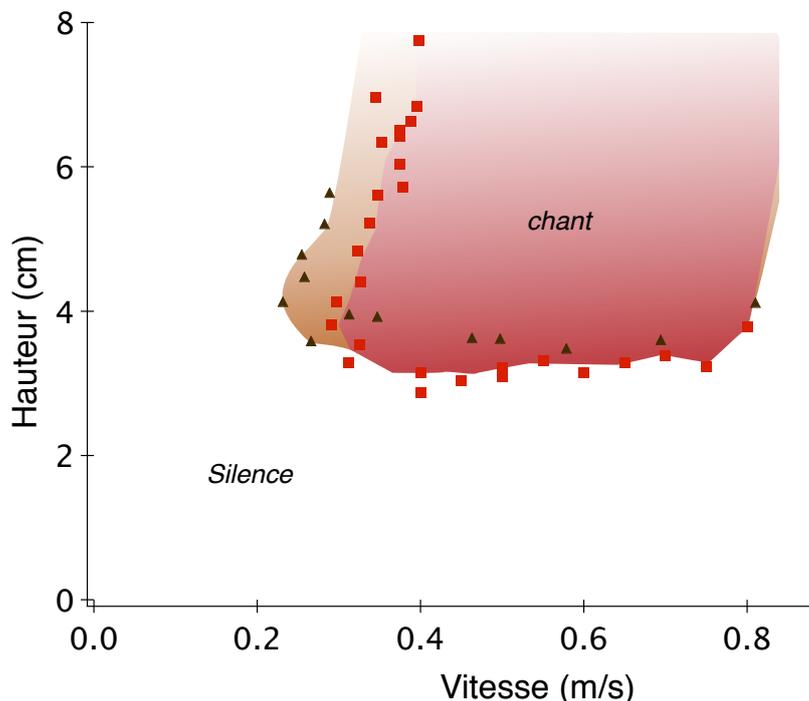


FIG. 5.17: Seuil pour le sable d’Al-Askharah (marron) et de tarfaya- $\Omega 1$  (rouge) à une humidité de 25% et 30% respectivement. La différence principale concerne le seuil en vitesse, plus faible pour le sable d’Oman dans cette configuration là. Toutefois, le seuil dépend aussi de l’humidité (comme nous le verrons dans le paragraphe suivant), ce qui relativise la comparaison entre les deux sables.

## 5.5 Seuil en humidité

L’humidité des échantillons n’a pas encore été évoquée, pourtant c’est aussi un paramètre très important pour la capacité du sable à chanter. Le dispositif expérimental est malheureusement un peu trop grand pour permettre à peu de frais un système imposant une humidité choisie. Pour comparer les seuils à des humidités différentes, on a dû compter sur les variations saisonnières.

La figure 5.18 présente deux courbes de seuil pour les mêmes sables tantôt humides ( $\sim 50\%$ ), tantôt secs ( $\sim 25\%$ ). On constate que la vitesse minimale change énormément entre les deux, quasiment du simple au double. Par contre pour le sable d’Oman, il y a moins de différences entre les seuils sec (20% RH) et humide (35% RH), ce qui est peut-être dû au faible écart en humidité — pour cela, la courbe n’est pas représentée. Cela nous indique un protocole pour comparer la “chantabilité” de différents sables qui chantent : on sèche à l’étuve l’échantillon, et on le fait chanter dans le manège avec une vitesse initiale et une hauteur fixe pour toute les

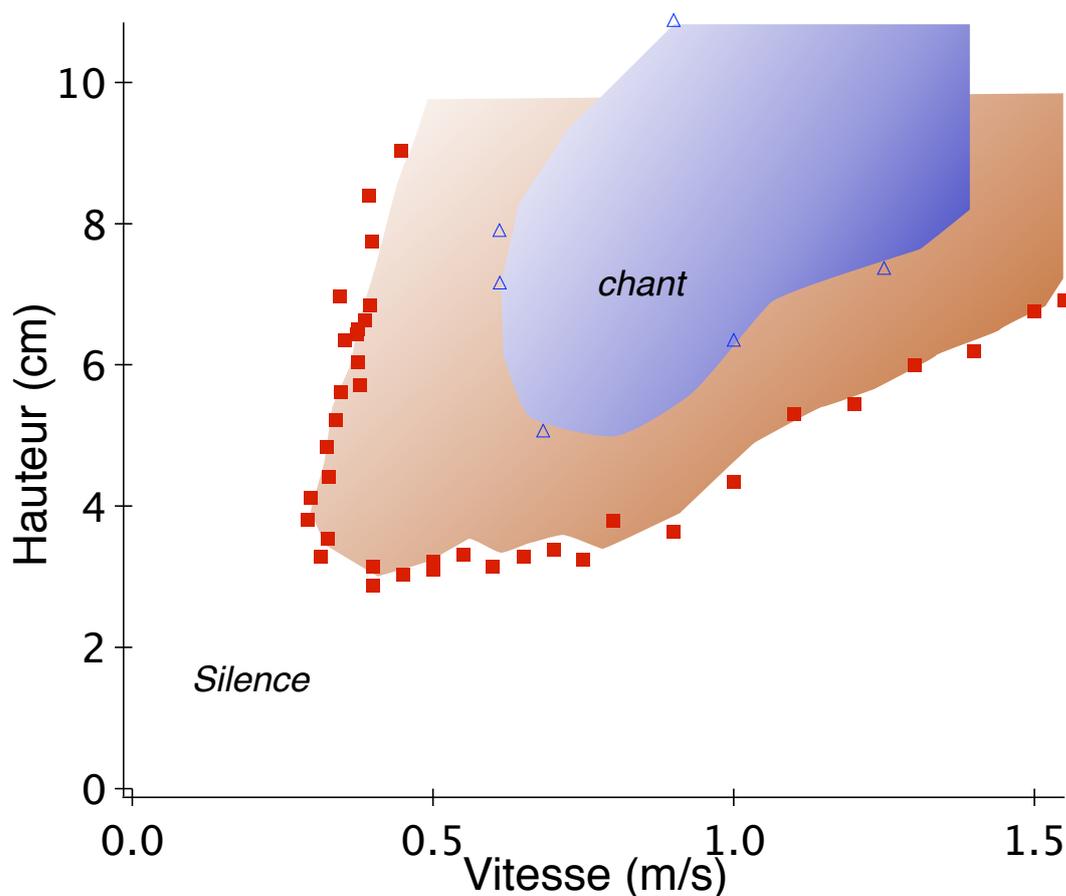


FIG.5.18: Influence de l'humidité sur le seuil. Plus humide, le sable chante plus "difficilement", c'est à dire qu'il faut pousser plus de sable, plus vite.

expériences. L'humidité dans le sable va alors progressivement regagner la valeur ambiante (en général élevée à Paris au printemps). Sur la figure 5.19, on peut lire les seuils en humidité pour plusieurs échantillons différents. Ces seuils sont très variables, ce qui reflète la diversité de ces sables, et indique que si le phénomène de chant est commun à tous ces sables, les conditions pour l'obtenir sont plus ou moins souples, et parfois tellement contraignantes que le sable ne chante tout simplement pas. Notons sur cette figure les expériences de sable usé et restauré (que nous avons discutés au chapitre 4) : Le traitement décrit plus haut a eu pour conséquence de déplacer le seuil en humidité, le rapprochant de celui du marocain originel, non usé.

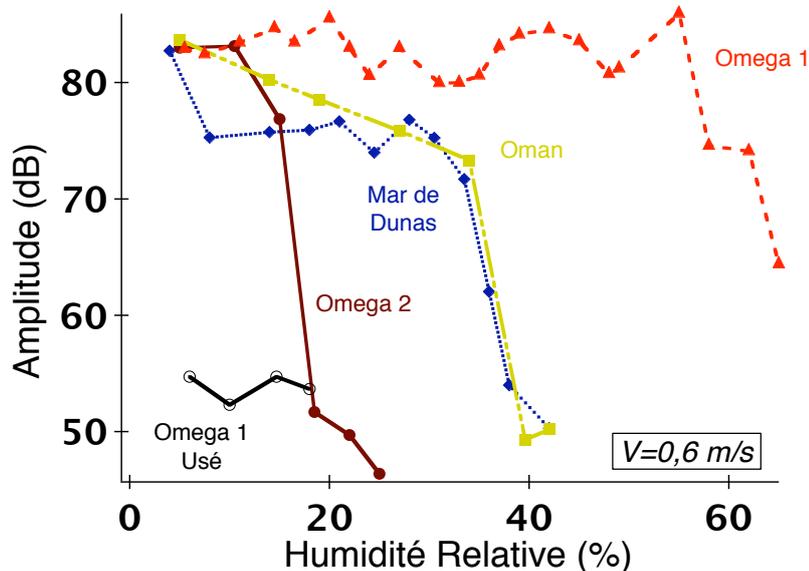


FIG. 5.19: Seuils pour plusieurs sables à vitesse et hauteur constantes ( $V = 0,6 \text{ m.s}^{-1}$  et  $H_0 = 3,5 \text{ cm}$ ) et humidité variable. On retrouve à chaque fois la brusque décroissance de l'amplitude sonore (30 dB pour une variation d'humidité relative de 5%). La position du seuil change considérablement selon les échantillons utilisés. Pour la provenance des sables, se référer au chapitre 2

## 5.6 Sable de plage

Nous avons aussi testé dans cette expérience du sable de plage des landes, ou couineur.

Il a vite été clair que ce sable ne chante pas pour les mêmes vitesses que le sable des dunes. Après quelques tâtonnements, on a pu mesurer la fréquence du chant en fonction du cisaillement calculé, comme pour le sable de dune, et la figure 5.20 compare les fréquences obtenues pour de mêmes valeurs de cisaillement. On voit très clairement que les fréquences de chant ne suivent pas la même loi que pour le sable des dunes, et ces fréquences sont environ 8 fois supérieures à celles obtenues pour les autres sables pour le même taux de cisaillement. Notons aussi que ce son n'a pu être obtenu que lorsque le sable était à une humidité autour de  $50 \pm 10\%$ . De plus, ce sable n'a été capable d'émettre de son que lorsqu'on retournait la pale, de sorte à pousser avec une face métallique (et non caoutchouteuse). Nous n'avons pas d'explication à cet effet, mais c'est un élément concordant à l'idée que le son du couineur de plages est issu d'un mécanisme différent de celui du sable des dunes.

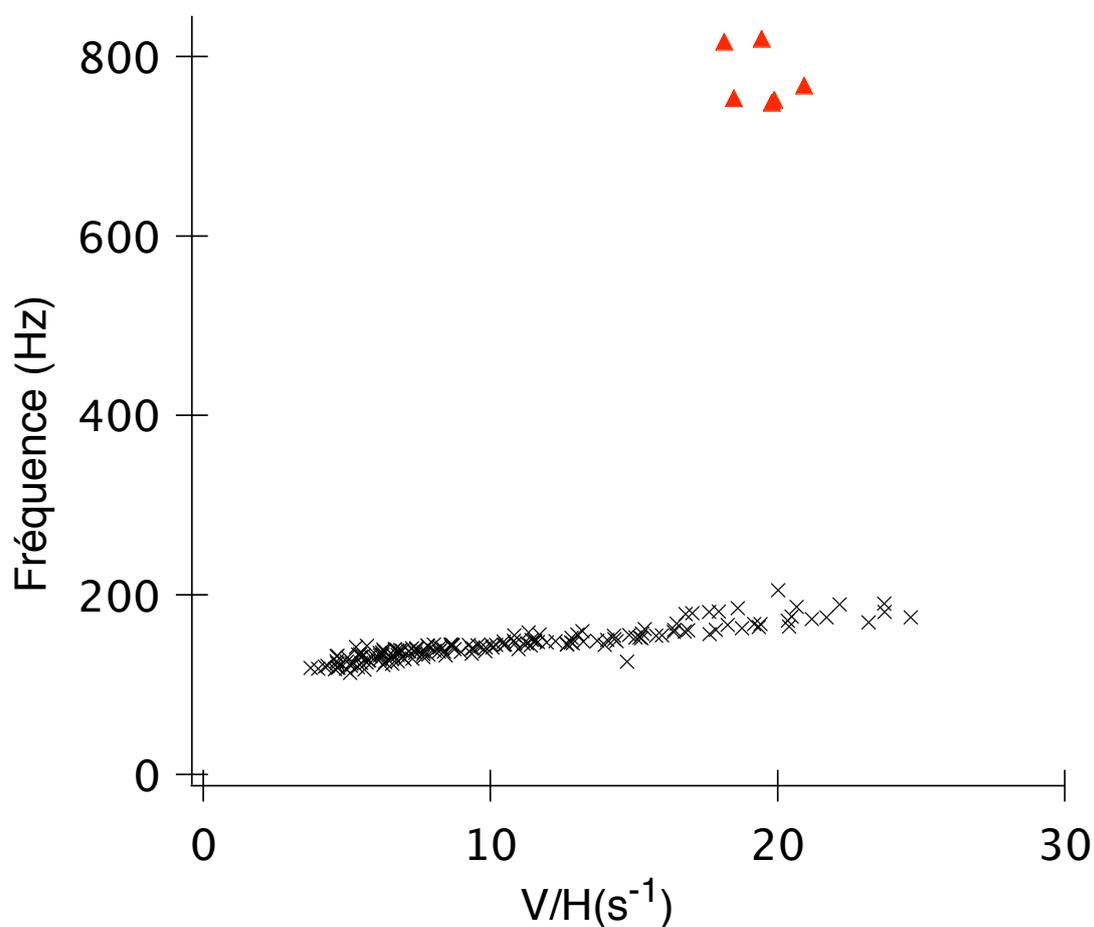


FIG. 5.20: Fréquences en fonction du cisaillement pour le sable du Maroc (noir) et pour le sable de plage des landes (rouge). Le sable des landes ne suit clairement pas la même relation entre fréquence et cisaillement, ce qui indique que le mécanisme de production du son n'est pas le même.

## 5.7 Limites de l'expérience du manège

Première expérience de chant des dunes dans l'histoire de l'équipe, l'expérience du manège a permis de prouver le lien direct entre la fréquence entendue et le cisaillement imposé. Sans prouver une égalité entre les deux, on a tout de même montré que la fréquence ne dépend que du cisaillement imposé. On a aussi grâce au manège caractérisé un seuil en vitesse, et montré que ce seuil est intrinsèque aux grains utilisés et qu'il dépend fortement de l'humidité. Mais cette expérience est toutefois limitée et ne permet pas à elle seule de comprendre entièrement le chant des dunes. Tout d'abord, le dispositif ne permet pas de maîtriser directement les principaux paramètres de contrôle, notamment la hauteur totale de sable, qui varie avec la vitesse de la

pale. Cette incertitude impose une mesure *a posteriori* qui augmente considérablement le temps de traitement. De plus, malgré une bonne reproductibilité en moyenne des expériences, chaque signal fluctue, probablement à cause des fluctuations de densité dans la crête initiale, ce qui exclut de travailler autrement qu'avec les valeurs moyennes. Ensuite, l'humidité aussi est mal contrôlée, et mesurée à posteriori, ce qui allonge tout autant le temps nécessaire pour obtenir une expérience satisfaisante.

Mais enfin, et surtout, le cisaillement est très mal caractérisé, et au mieux approché : tout ce que l'on sait c'est qu'on impose un seul cisaillement, mais on ne sait pas exactement lequel, et cela ne permet pas de déterminer si la fréquence est égale ou non au cisaillement, ce qui est crucial pour discriminer les modèles. Plus grave encore, comme on ne connaît pas l'écoulement, cela jette un doute sur certains résultats, comme par exemple ceux obtenus pour le sable des plages : même si tout concorde pour dire que le phénomène est différent du chant du sable des dunes, il est toujours possible que l'écoulement, et donc le cisaillement, ne soit pas le même que pour le sable des dunes, ce qui gêne la comparaison des fréquence entre ces deux sables.

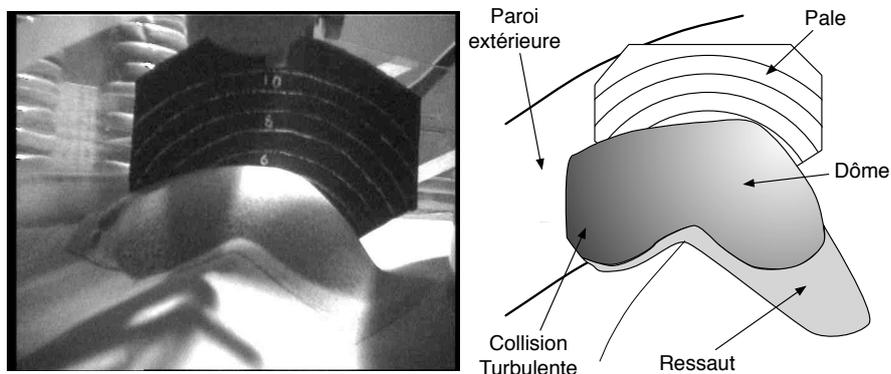


FIG.5.21: Limites de l'expérience : l'écoulement, compliqué, ne permet pas de mesurer simplement le cisaillement, donc on ne peut pas comparer réellement la fréquence au cisaillement. De plus, à haute vitesse, la force centrifuge répartit inégalement l'évacuation du sable de part et d'autre de la pale, provoquant une collision turbulente contre la paroi extérieure.

Ces difficultés nous ont conduit à réaliser une autre expérience où le sable chante, plus proche du terrain, et surtout présentant un écoulement moins complexe.



## Chapitre 6

# Avalanches de sables chantants en laboratoire

### 6.1 Description

Il est communément admis que le cisaillement le plus simple applicable à un milieu granulaire est obtenu en avalanche. Il existe différentes techniques pour réaliser des avalanches de milieux granulaires, parmi lesquelles les techniques de l'écluse et du réservoir, pour n'en citer que deux. Une avalanche avec un réservoir est simplement réalisée avec un bac rempli de grains qui se vide (comme un sablier) dans un canal en pente, réalisant ainsi une avalanche stationnaire au débit contrôlé. Pour une avalanche avec une écluse, on sépare le canal dans lequel aura lieu l'avalanche en deux parties, et on emplit la partie supérieure de sable pour enlever cette séparation à l'instant initial, ce qui provoque l'écoulement du sable de la partie supérieure vers la partie inférieure. Cette méthode est moins pratique pour l'étude des écoulements, car elle ne permet pas vraiment d'atteindre un régime stationnaire puisque le débit varie constamment en fonction du temps. Toutefois, comme on a pu le voir dans la partie précédente, une caractéristique du chant des dunes est un seuil en vitesse — ce qui est grosso modo équivalent à un seuil en débit : pour atteindre de hautes vitesses, le débit doit être important lui aussi. Par conséquent, étant donné que nous travaillons avec une quantité limitée de sable, nous avons opté dans la réalisation de l'expérience pour une configuration de type écluse qui, avec la même quantité de sable, permet un débit plus élevé pendant un temps plus court.

L'équipe de O. Pouliquen et al. à Marseille [63] a étudié en détail les avalanches de milieux

granulaires en canal, et un de leurs nombreux résultats concerne l'influence de l'écartement des parois latérales sur l'écoulement [64] : ils ont montré entre autres qu'un écoulement stationnaire sur fond meuble est entièrement contrôlé par les effets de bords, et que pour un débit fixé, lorsque les parois sont étroites, l'écoulement se répartit sur une plus grande hauteur de cisaillement, avec une vitesse de surface plus faible, un gradient de vitesse transversal se superposant au gradient de vitesse vertical. Dans notre cas, cet effet est à éviter à tout prix car non seulement il diminue le débit pour une même quantité de sable lâché, mais il modifie l'écoulement en introduisant un gradient de vitesse dans deux dimensions (en largeur et hauteur), deux effets qui rendent le système impropre au chant. Cet effet avait déjà été constaté lors d'un stage de M2 précédant cette thèse où pour une même quantité lâchée, le sable ne chantait pas lorsque les parois étaient trop proches. C'est pourquoi nous avons cherché à faire ces avalanches dans un canal le plus large possible, avec le moins de frottements sur les parois, pour s'affranchir de ces effets de bord.

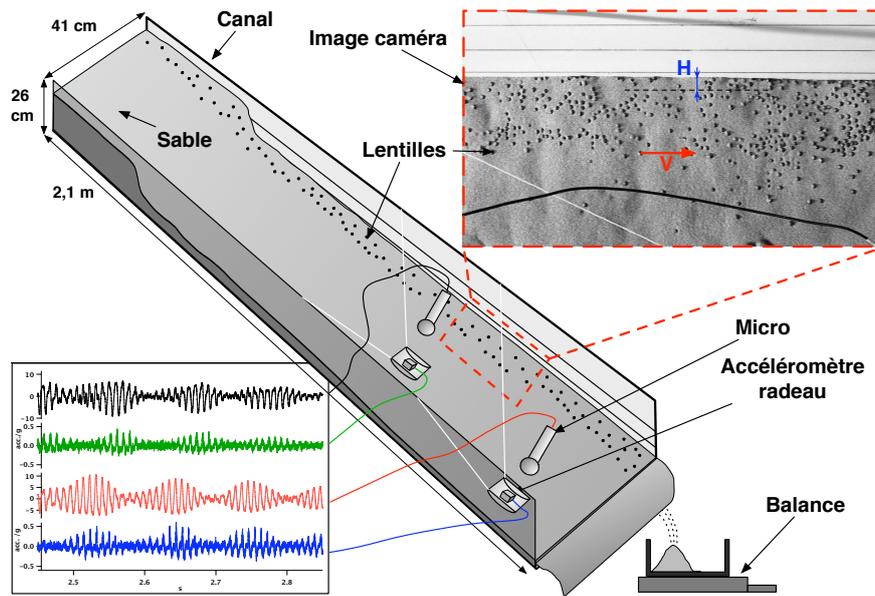


FIG.6.1: Schéma du canal utilisé pour les avalanches. Deux micros et deux accéléromètres enregistrent le chant, les premiers dans l'air, et les deuxièmes par la vibration de la surface libre. Une caméra filme le mouvement de marqueurs de vitesse et la variation "lente" de hauteur. Une balance enfin mesure la masse évacuée au cours du temps, dont on tire le débit.

Le canal est composé d'une table rigide d'établi ( $\sim 70$  kgs) à laquelle sont fixés des parois

en bois, le tout formant un parallélépipède de 41 cm de large<sup>1</sup>, 26 cm de hauteur et 2,10 m de long. La table est recouverte d'un tissu rugueux pour imposer une condition de vitesse nulle au fond.

Ce canal est incliné à l'angle de repos pour les échantillons considérés (29° pour Al-Askharah et 31° pour  $\Omega 1$ ), comme la face d'avalanche d'une dune. Une porte en bois verticale retient le sable dans la partie supérieure, et est enlevée rapidement au début de l'avalanche. Pour enregistrer le son, deux micros sont placés à 10 cm du fond du canal. Mais pour mesurer localement la vibration de la surface libre, on a effectué un montage similaire aux montages de terrain des missions précédentes [40] : on accroche un "radeau" (ici un morceau de feuille de plastique épaisse, courbé en parabole) à deux fils tendus de part et d'autre en amont du canal, ce qui permet à ce radeau de flotter à la surface de l'écoulement. Dans ce radeau, on place un accéléromètre, et comme le radeau reste en majeure partie en contact de l'écoulement, l'accéléromètre enregistre la vibration de la surface de l'écoulement.

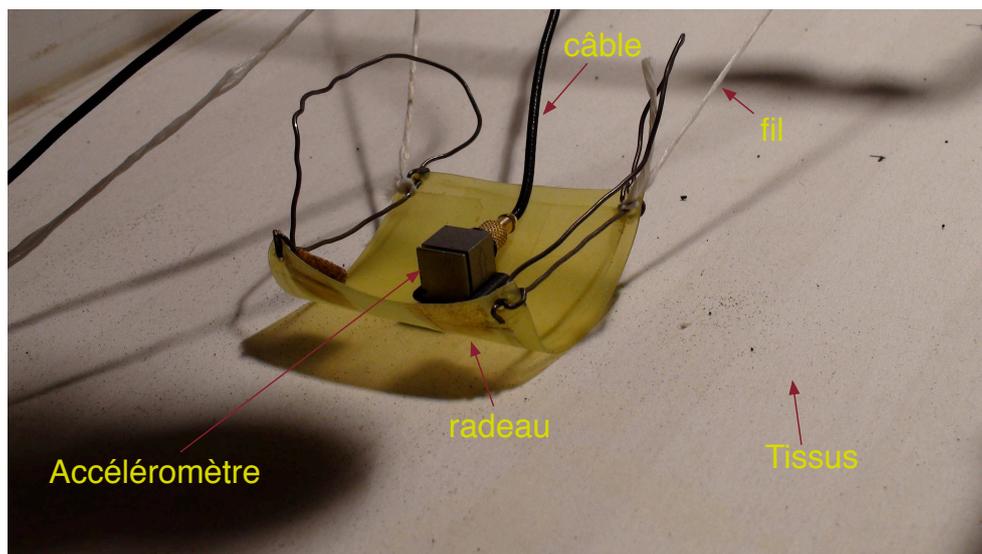


FIG. 6.2: Accéléromètre et son radeau dans le canal d'avalanche en laboratoire.

On récolte le sable en sortie dans un bac lui-même incliné pour éviter un chant parasite au moment de la collision entre le sable et le bac. Une cale graduée permet de retenir du sable dans le canal afin d'avoir une hauteur de fond que l'on peut varier. Pour mesurer la vitesse de surface et la hauteur totale de l'écoulement, on place une caméra en plongée au-dessus du

1. ce qui représente 2733 diamètres de grains pour le sable de  $\Omega 1$ , et 1822 diamètres pour le sable d'Oman.

dispositif. Pour mesurer le débit en sortie du canal, on a placé une balance en-dessous du bac de récupération. Enfin, suite au vol d'une caméra, on a ajouté un détecteur de position laser pour mesurer la hauteur totale de sable.

Après avoir installé la porte de l'écluse, on remplit la partie amont du canal que l'on arrange jusqu'à obtenir un lit plat de sable à la hauteur souhaitée par rapport au fond. Ceci fait, on dépose du côté où filme la caméra des lentilles à la surface du sable; ces lentilles serviront de traceurs pour la mesure de la vitesse de surface. Une avalanche représente en moyenne 40 kg de sable à soulever sur un dénivelé de 2m, ce qui se fait en remplissant plusieurs petits bacs de 8-10 kg — plus serait trop épuisant pour tenir le rythme d'une douzaine d'expériences par jour. L'ensemble de la manoeuvre (remplissage des bacs, soulèvement, préparation de la marche de sable à déverser dans le canal, préparation des instruments de mesure) dure environ 20 minutes.

Une fois la préparation accomplie, on lance les enregistrements divers (balance, caméra, son), et on retire la porte.<sup>2</sup>

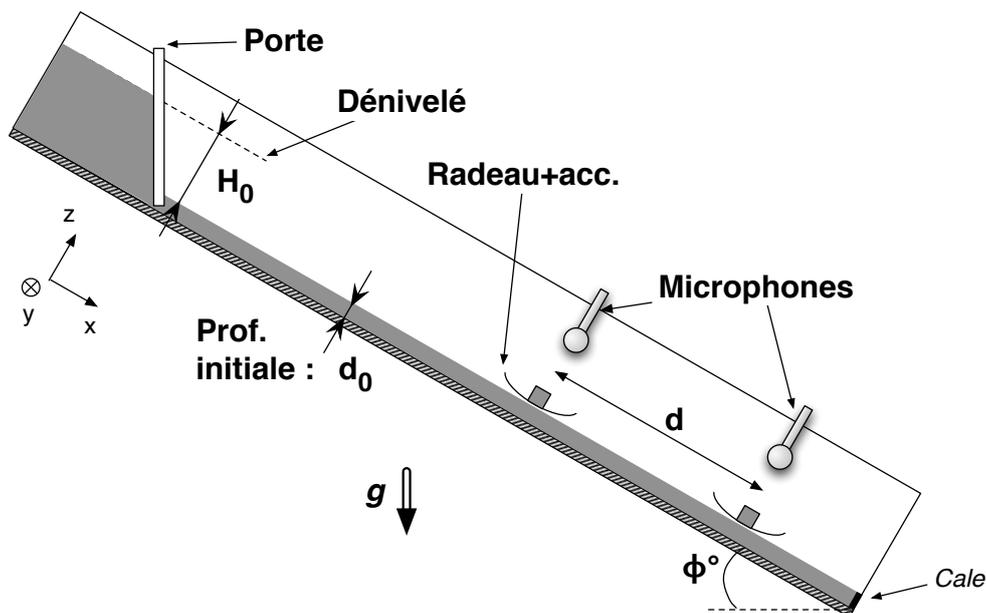


FIG. 6.3: Schéma du protocole pour les avalanches. On remplit tout le canal de sable sur une profondeur  $d_0$ , et on remplit l'écluse de manière à créer un dénivelé  $H_0$  avec l'aval, qu'on lâche en ouvrant brusquement la porte de l'écluse. Les deux accéléromètres sont séparés d'une distance  $d$ , variable.

Le sable s'échappe alors de la partie amont et dévale la pente en émettant du son. Une fois

2. La façon de retirer la porte n'est pas anodine : la retirer trop lentement peut entraîner un blocage, ce qui se traduit par une brusque rupture de débit, alors que la retirer trop vite provoque un jet de sable qui peut perturber les mesures des micros et des accéléromètres, ou à la caméra.

que tout le sable s'est arrêté, on arrête les enregistrements. Les avalanches ont été réalisées avec du sable provenant de la dune Omega 1 de Sidi Aghfinir, au Maroc, ainsi qu'avec du sable de la dune d'Al-Askharah, à Oman. Les signaux des accéléromètres et des micros sont envoyés sur un enregistreur multi-piste MOTU 828, piloté par un ordinateur avec le logiciel Audacity. Les signaux des micros et des accéléromètres sont analysés principalement par corrélogramme, dont le principe est similaire à celui du sonogramme : on prend une fenêtre du signal centrée autour d'un instant  $t_0$ , et on calcule son auto-corrélation (au lieu de sa transformée de Fourier pour le sonogramme). Le deuxième pic le plus important de la courbe d'auto-corrélation nous indique alors la fréquence principale du signal, ainsi que son amplitude, c'est à dire l'énergie présente à cette fréquence. L'avantage de cette méthode sur le sonogramme est la rapidité de calcul et surtout la résolution obtenue en fréquence, qui dépend ici de l'échantillonnage et non plus de la taille de la fenêtre comme pour le sonogramme. L'inconvénient, bien sûr, est l'impossibilité de regarder plusieurs fréquences en même temps.

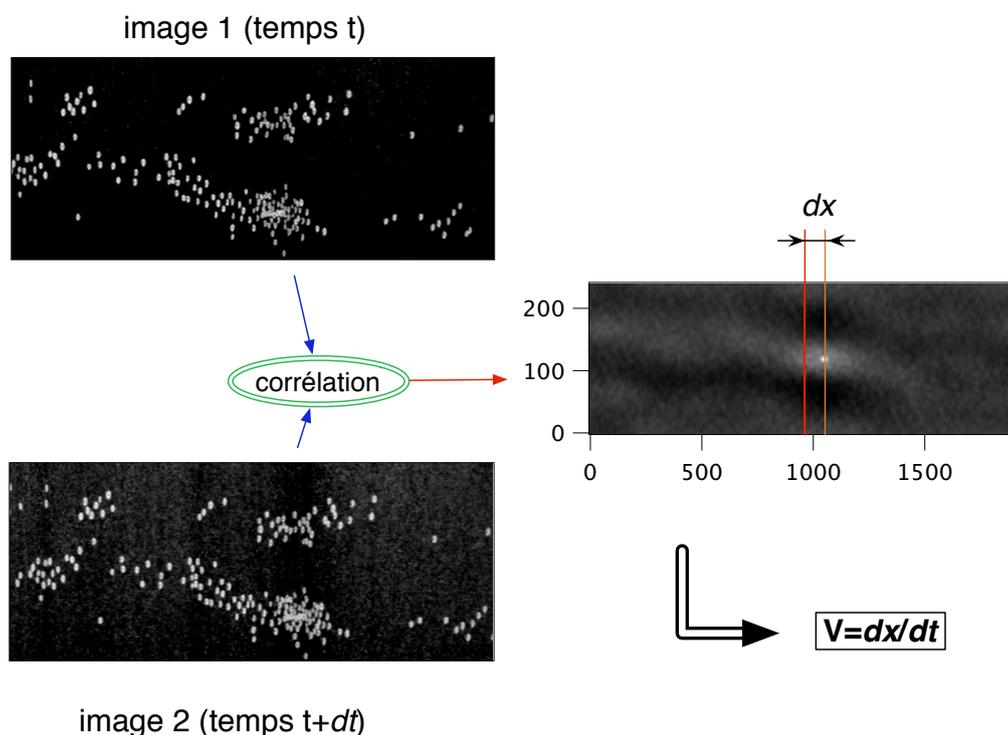


FIG. 6.4: Corrélation d'images. On corrèle deux images successives pour mesurer la vitesse à la surface de l'écoulement.

Le film de l'avalanche, une fois transformé en suite d'images, permet de calculer la vitesse par

corrélation : les images sont numériquement contrastées au maximum afin de faire ressortir les traceurs (les lentilles noires sur du sable clair), et ensuite on calcule la corrélation de deux images successives, ce qui donne une image avec un pic correspondant au déplacement moyen des lentilles d'une image à l'autre. Ce déplacement, multiplié par la fréquence des images, nous donne une mesure honnête de la vitesse de surface de l'écoulement. Cette mesure n'est évidemment pas locale, mais elle nous suffit car on ne cherche pas d'effets très fins, juste une mesure de la vitesse moyenne de la surface.

Le signal du détecteur de position est transféré à l'ordinateur via la carte d'acquisition numérique NI-DAQMX de National Instruments. Le signal enregistré par la balance est dérivé par rapport au temps et normalisé par la densité de compaction du sable (estimée à 60%) et sa masse volumique (densité 2,7) ainsi que par la largeur du canal, ce qui donne le débit en surface moyen dans le plan ( $x'oz'$ )

## 6.2 Comparaison micro / signal des accéléromètres, Synchronisation

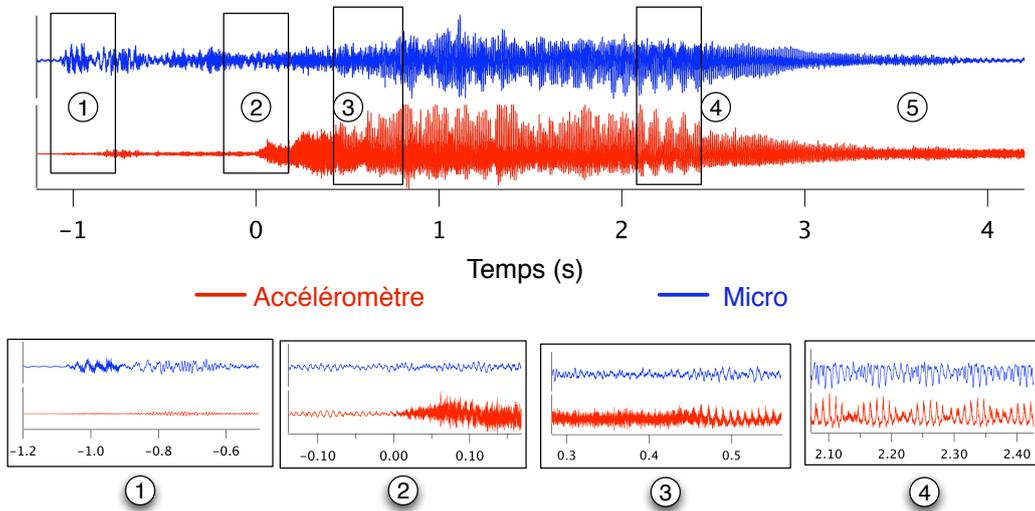


FIG. 6.5: Signal en sortie de l'accéléromètre en amont lors d'une avalanche typique (dénivelé : 8cm, profondeur initiale : 1cm, sable : Al-Ashkharah).

Le signal des micros et des accéléromètres (fig. 6.5) dure environ une minute , c'est à dire la

durée de l'avalanche, avec environ 5 secondes de chant, et est composé de plusieurs parties :

1. Tout d'abord, une vibration à basse fréquence dans le signal des micros correspond à l'enlèvement de la porte à l'instant initial propagée principalement dans le châssis. Ce signal est peu ou pas visible sur les enregistrements des accéléromètres.
2. Ensuite, les micros mesurent une vibration de "haute" fréquence (150 Hz) qui correspond au son émis lors de la chute du premier paquet de sable, juste après l'enlèvement de la porte. Cette vibration est visible sur le signal des accéléromètres, mais avec une faible intensité et très peu de bruit. De plus la répartition des fréquences ne semble pas être la même entre le micro et l'accéléromètre : selon le milieu de propagation du signal (l'air ou le sable), il n'est pas filtré de la même manière et son spectre est différent.
3. Ce signal est coupé par l'arrivée d'un bruit bien plus important, qui correspond au passage du front d'avalanche sous l'accéléromètre. Ce bruit n'est pas visible sur le signal des micros.
4. De ce bruit surgit un signal périodique très fort, et très bruité : le sable en-dessous de l'accéléromètre se met à chanter. L'amplitude croît aussi pour les micros, plus près de la zone de chant.
5. Le chant meurt progressivement, et seul reste un bruit dont l'amplitude décroît avec la lente vidange du canal jusqu'à ce que les grains de sables en-dessous du radeau soient immobiles. Pour les micros, ce bruit est très faible.

Nous n'avons représenté que le signal des micros et accéléromètres en amont, car les signaux de ceux en aval présentent les mêmes caractéristiques, sans toutefois être identiques : en comparant le signal des deux accéléromètres, on voit tout d'abord le front de l'avalanche arriver (logiquement) avec un temps de décalage ; on voit aussi que les vibrations cohérentes principales ne démarrent pas en même temps : cela signifie que la mesure est localisée, c'est à dire que les accéléromètres ne mesurent que le son produit en-dessous d'eux, contrairement aux micros qui mesurent en même temps le son issu de plusieurs endroits, même s'ils sont tout de même un peu directionnels (en cardioïde).

Pour comparer les signaux des différents enregistrements (vitesse, hauteur, débit et son), il faut les synchroniser. Pour cela on utilise le passage du front d'avalanche, très marqué dans tous ces enregistrements. Pour le signal du premier accéléromètre, un filtrage passe-haut fait ressortir le bruit introduit au passage de ce front, ce qui permet une mesure temporelle précise du passage du front. On utilise alors l'instant mesuré comme origine des temps pour les quatre signaux des micros et accéléromètres, tous synchronisés entre eux puisque leur acquisition se fait par le même appareil. Pour la vitesse, il suffit de repérer sur le film l'image à laquelle le premier accéléromètre commence à bouger. Pour le débit, enfin, on repère la première variation de masse de la balance. Pour la hauteur, si elle est calculée à partir des images, on procède comme pour la vitesse, par contre si elle est mesurée par un détecteur optique, on acquiert en même temps le signal de l'accéléromètre amont sur la même carte d'acquisition, et une corrélation des deux signaux d'accélération obtenus nous donne l'offset temporel à appliquer au signal de hauteur.

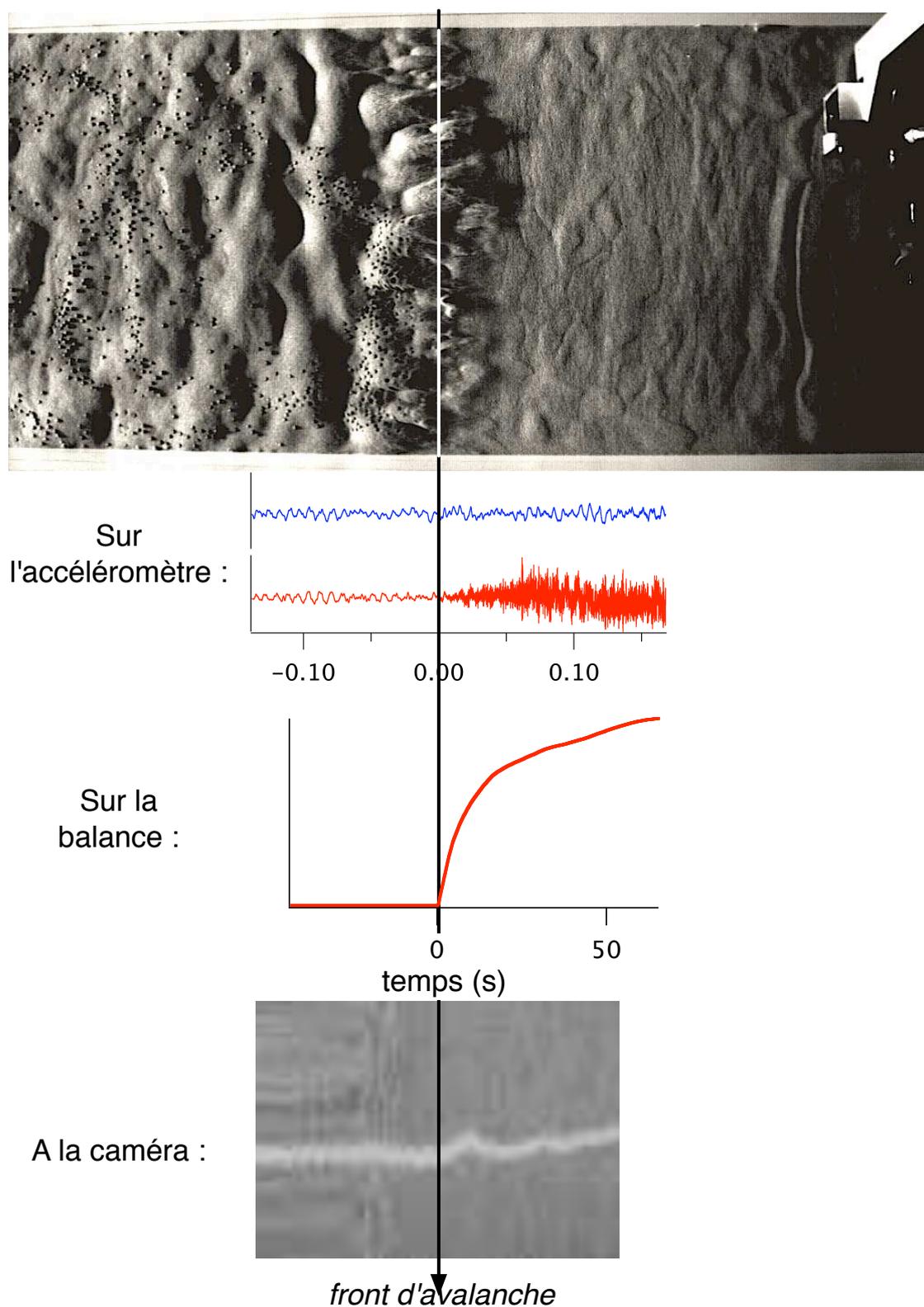


FIG. 6.6: Synchronisation des signaux émis par les différents appareils de mesure grâce au passage du front d'avalanche. De haut en bas : photo à la caméra rapide, signal de l'accéléromètre filtré HF, signal de la balance, diagramme spatiotemporel sur le fil de l'accéléromètre.

### 6.3 Écoulement en bouchon

Lorsqu'on regarde l'évolution de la vitesse en fonction du temps, ainsi que celle du débit en sortie, on voit apparaître clairement deux régimes distincts. Au début de l'avalanche, les vitesses et les débits sont importants et décroissent rapidement, jusqu'à atteindre une certaine valeur, et lorsque cette valeur est atteinte, la décroissance devient beaucoup plus lente, et l'avalanche dure encore longtemps avec une vitesse de surface faible et même parfois un régime intermittent où le sable dans le canal ne coule pas du tout de manière homogène. Ces deux régimes s'expliquent lorsqu'on considère la configuration initiale : on sait [42] que lorsqu'on ouvre la porte, un front de démarrage remonte la zone statique de l'avalanche en amont, et ce front a une vitesse constante. Or cette marche est la responsable de ce haut débit en début d'avalanche : au début, la marche présente une pente très forte, et le sable est accéléré pour avoir une vitesse importante dans le bas du canal ; toutefois une fois la marche vidée, il n'y a plus dans le canal que le surplus de sable par rapport à l'équilibre statique qui va se vider lentement.

Dans l'hypothèse d'un écoulement avec un cisaillement constant<sup>3</sup>, la hauteur de cisaillement est connue une fois qu'on connaît la vitesse en surface  $V_s$ , puisque le cisaillement  $\dot{\gamma} = 0,4\sqrt{(g/d)}$  est imposé par la gravité : elle vaut  $h = V_s/\dot{\gamma}$ . On en déduit alors le débit volumique de sable transporté dans l'écoulement de cisaillement :  $D_{sh} = V_s h/2 = V_s^2/(2\dot{\gamma})$ . Or ce débit "calculé" est inférieur au débit mesuré  $D$  en sortie de l'avalanche, et la différence entre les deux n'est pas constante dans le temps. Par conséquent l'hypothèse d'un écoulement purement de cisaillement n'est pas suffisante pour décrire ces avalanches. Lorsque l'on regarde la surface de l'écoulement on remarque des pans entiers de l'avalanche qui semblent bouger "en bloc", c'est à dire qu'on ne voit aucun mouvement relatif des grains par rapport aux autres. De plus il y a à l'interface des variations de hauteur qui semblent se propager en aval de l'avalanche à une vitesse inférieure à la vitesse de surface. Ces variations de hauteur superposées à un mouvement horizontal en bloc donnent l'impression qu'il y a un écoulement sous une "croûte" de grains immobiles capable de se déformer verticalement, et qui descend la pente à la vitesse de surface<sup>4</sup>. Cet effet est observé très clairement lors de la fin des avalanches, lorsqu'on peut voir à l'oeil le mouvement des grains ;

---

3. C'est à dire une fois que le premier "paquet" de sable est passé

4. Le terme "croûte" est bien sûr abusif, car les grains ne sont pas collés entre eux, mais plutôt immobiles les uns par rapport aux autres.

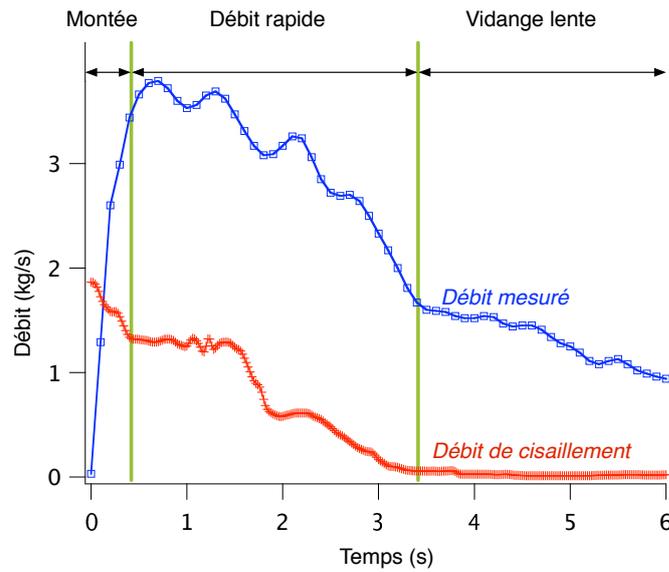


FIG. 6.7: Débit calculé à partir de la vitesse de surface (rouge), et débit mesuré. La différence entre les deux implique l'existence d'une zone coulant en bloc. Le débit calculé est obtenu avec une hypothèse de gradient de vitesse homogène et constant dans le temps.

Lorsque l'écoulement va trop vite, l'oeil est dépassé par les mouvements des grains, et ne voit pas de telles zones, mais on peut toutefois supposer qu'il en existe.

On utilise alors un nouveau modèle pour l'écoulement : un cisaillement, recouvert par une partie qui coule en bloc (ou "plug", bouchon en anglais). Le gradient de vitesse est, comme auparavant, fixé par la gravité et le diamètre des grains, et les seules inconnues de cet écoulement sont donc la hauteur de plug  $H_{pl}$  et la hauteur de cisaillement  $H_{sh}$ , qui sont calculées grâce aux données de vitesse et de débit :

$$H_{sh} = \frac{V_s}{\dot{\gamma}} \quad (6.1)$$

$$H_{pl} = \frac{D - D_s h}{V_s} = \frac{D}{V_s} - \frac{V_s}{2\dot{\gamma}} \quad (6.2)$$

Une fois ces deux hauteurs calculées, on déduit l'épaisseur du tas solide en les déduisant de la hauteur totale de l'écoulement.

Figure 6.9, on a représenté avec le même axe temporel :

1. la fréquence de l'accéléromètre en amont, calculée par auto-corrélation
2. l'amplitude de l'accéléromètre en amont, aussi calculée par auto-corrélation

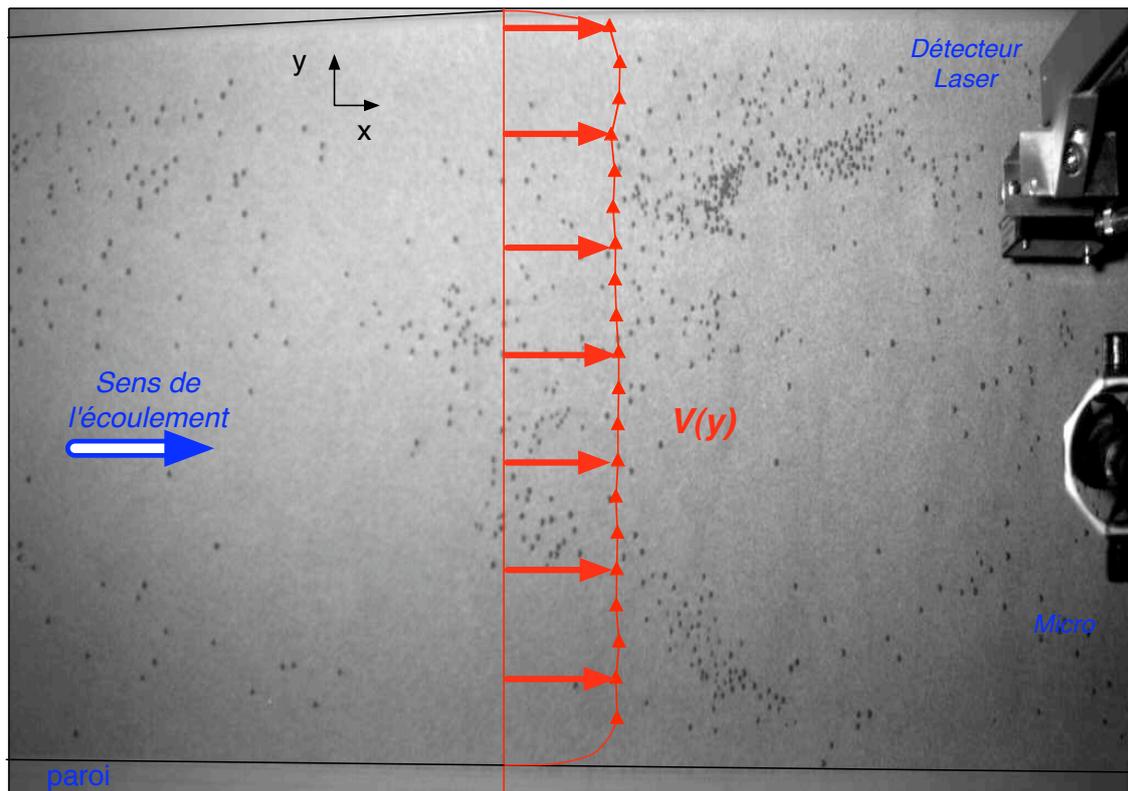


FIG. 6.8: Photo issue d'un film à la caméra rapide. En rouge : profil de vitesse dans l'épaisseur du canal, calculé par corrélation de tranches horizontales des images. Le caractère hautement transitoire de l'avalanche ne laisse pas le temps pendant le chant d'établir un profil parabolique dans la largeur du canal, ce qui confirme l'hypothèse de l'écoulement en bloc à la surface. Notons que la mesure de vitesse nulle aux parois n'est pas physique : la corrélation d'images ne donne que la vitesse des parois, qui ne bougent pas, et non des grains qui sont contre elle.

3. la vitesse de surface
4. le débit surfacique (c'est à dire le débit volumique divisé par la largeur du canal).
5. la hauteur totale, avec en-dessous les séparations entre les écoulements bouchon et cisaillement, et avec la partie "solide" du tas.

On voit sur ces courbes les différentes temps forts de l'avalanche que nous avons décrit sur le signal des micros et accéléromètres : Tout d'abord, l'arrivée du front d'avalanche sous le premier accéléromètre se traduit par une augmentation de la hauteur totale et par une haute vitesse de surface (celle-ci est définie avant puisque la corrélation d'image fonctionne avant que le front n'arrive sous le premier accéléromètre). Le sable qui coule à ce moment là est entièrement cisailé : en effet à l'instant avant le passage du front le débit est nul et croît progressivement, alors que la vitesse ne l'est pas, donc le front est complètement cisailé. Ensuite, le chant apparaît

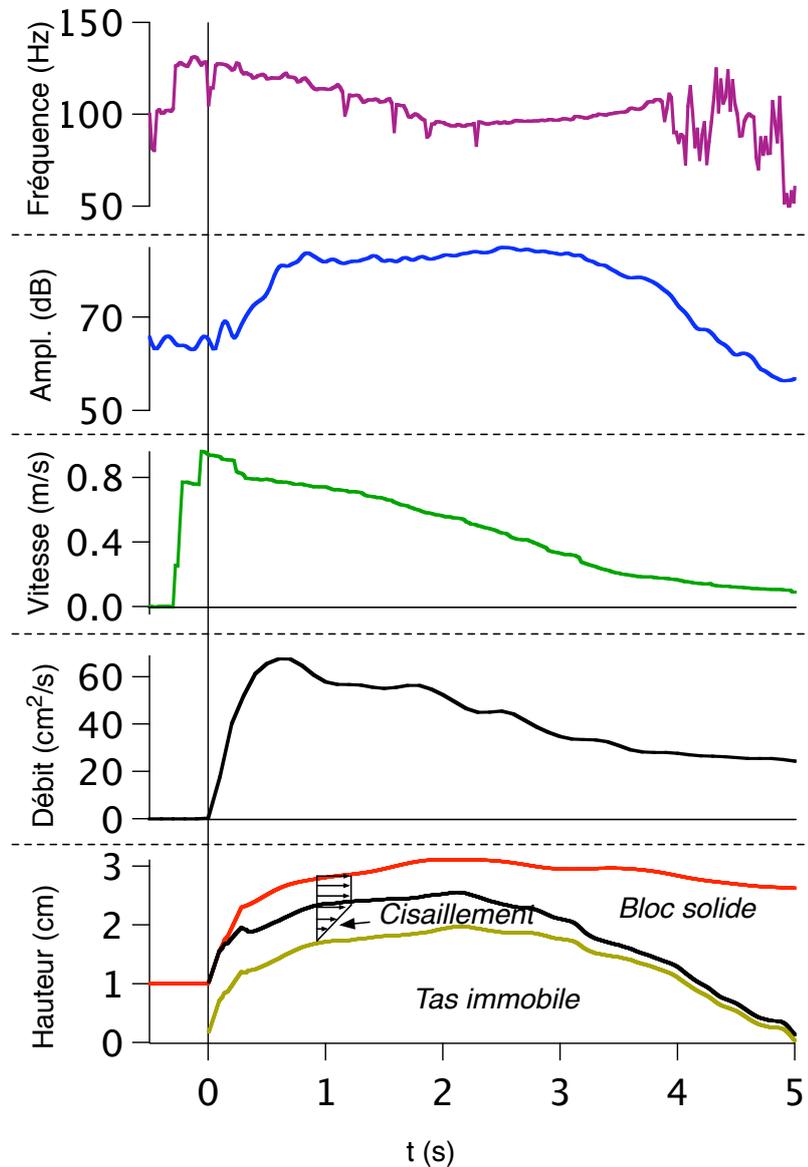


FIG.6.9: De haut en bas : Fréquence, amplitude, vitesse, hauteur et débit, moyennés sur 4 expériences, pour un dénivelé de 8 cm et un fond de 1 cm. De ces grandeurs, on peut déduire par la vitesse de surface une épaisseur de cisaillement et, pour équilibrer le débit, une épaisseur de bouchon. En soustrayant la hauteur de bouchon à la hauteur totale (courbe rouge), on obtient la frontière haute du cisaillement (courbe noire) et enfin en soustrayant la hauteur de cisaillement on obtiens la hauteur de sable immobile (courbe jaune foncé).

pendant que la vitesse et le débit décroissent. Mais comme la vitesse décroît plus vite que le débit, la hauteur d'écoulement en bloc augmente progressivement, et la hauteur totale aussi.

On peut se demander si l'écoulement est stationnaire pendant cette période : en effet, la vitesse

et le débit semblent varier rapidement. Toutefois le chant lui persiste, et comme les variations relatives de vitesses et de débit restent petites devant la fréquence du chant, on peut dire que pour le chant, l'écoulement est stationnaire. Enfin, le chant meurt et il y a une rupture de pente dans la courbe de vitesse de surface ainsi que dans la courbe de débit, comme nous l'avons décrit plus haut. Cette rupture se traduit par une localisation en profondeur — et finalement sur le fond — de la bande de cisaillement, située sous une large région qui coule en bloc, avec parfois même des arrêts totaux de l'écoulement : le front d'arrêt a des "à-coups" c'est à dire que le sable ne s'arrête pas partout au même moment, et une zone où le sable s'est arrêté de couler peut se remettre à couler si la zone en aval ne s'est pas arrêtée et s'est trop vidée. Ces arrêts sont donc localisés dans une région du canal, mais il arrive de les repérer sur le signal de la vitesse moyenne car comme à la fin de l'écoulement il y a moins de traceurs, il arrive que tous les traceurs filmés sont immobiles avant la fin réelle de l'avalanche.

## 6.4 Reproductibilité et comparaison avec le terrain

Nous avons donc une expérience qui crée des avalanches de sable qui chante. Lorsqu'on regarde les fréquences en fonction du temps, on voit que la courbe obtenue par corrélogramme est globalement la même pour toutes les expériences où le sable est en quantité suffisante pour chanter. Cela indique que même si les signaux mesurés peuvent fluctuer, notamment dans la durée ou l'intensité du chant, l'expérience peut être considérée comme reproductible. Au début du chant,

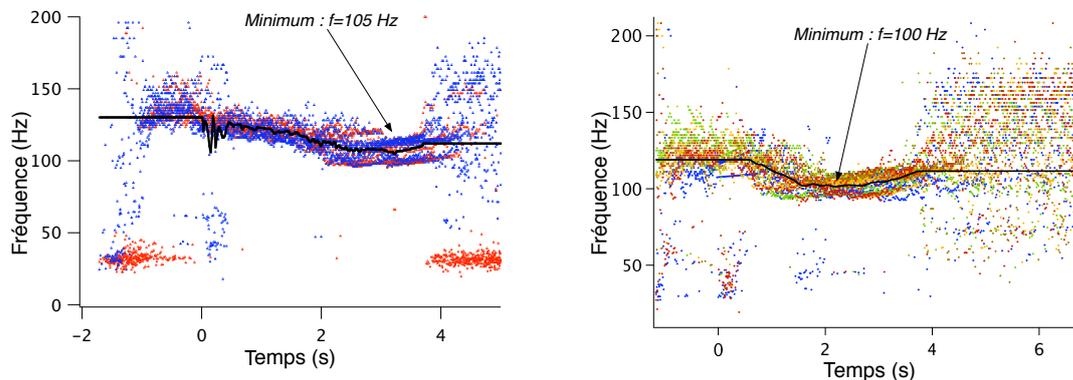


FIG.6.10: Superpositions des signaux de fréquences de plusieurs avalanches, à plusieurs dénivelés, pour les sables de  $\Omega 1$  (à gauche) et Al-Ashkharah (à droite)<sup>5</sup>. Les signaux sont à peu de choses près les mêmes, l'expérience est donc reproductible, et le cisaillement moyen ne varie pas avec le dénivelé.

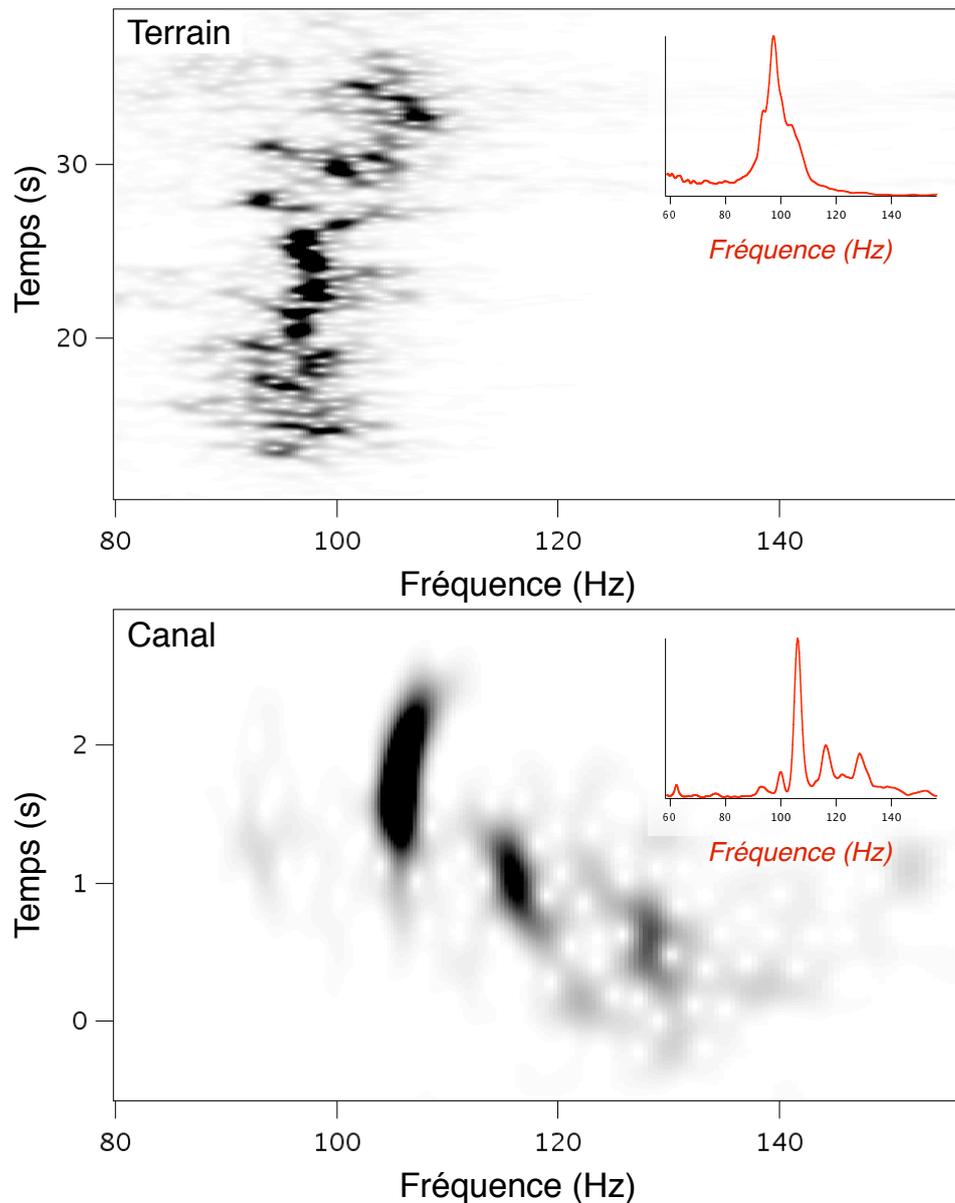


FIG.6.11: Comparaison des sonogrammes obtenus en transformée d'ondelettes, sur le terrain et au labo, pour le sable de la dune Omega1 . En haut : Expérience de terrain. En bas : Expérience en laboratoire pour un dénivelé de 8 cm et une hauteur de fond de 2 cm. Les courbes encadrées sont les spectres obtenus par moyennage du sonogramme dans le temps. On voit que les courbes moyennes sont différentes, et que les fréquences principales varient de 10 Hz environ. Toutefois lorsqu'on regarde le détail de l'évolution temporelle de la fréquence, on voit que la fin du signal de terrain a une fréquence beaucoup plus proche de celle au plus fort de l'avalanche en canal.

la fréquence est plus élevée, mais diminue au cours du temps et passe par un minimum, pour ensuite remonter (sans toutefois atteindre la valeur de départ, plus élevée). Lorsque l'on compare les transformées en ondelettes des sons émis par des avalanches de terrain et dans le canal, on

constate deux différences principales, que nous nous devons de commenter. La première est la durée du chant : en effet, les faces d'avalanches des dunes sont assez grandes pour entretenir une avalanche chantante pendant une minute au moins, alors que les avalanches en laboratoire durent entre 3 et 6 secondes. Ceci s'explique tout naturellement par la quantité de sable disponible : en effet, seuls 40 Kg de sable sont mobilisés pour l'expérience en laboratoire avec le sable Omega 1, alors que la dune dont il est issu, du haut de ses 50 m de haut, présente une face d'avalanche longue de 100 m environ, et si une avalanche à sa surface draine environ 10 cm de profondeur pour 1,5 m de large (écart moyen entre les jambes), cela fait environ  $15m^3$ , soit environ 24 tonnes de sable qui peuvent être mobilisées. Cela dit, ce sable ne dévale pas la pente jusqu'en bas, mais est plutôt repoussé sur les côtés au fur et à mesure, et ce qui délimite la durée de l'avalanche, c'est plutôt la vitesse moyenne à laquelle l'expérimentateur descend la face de la dune. Cette vitesse, entre  $0,25$  et  $1m.s^{-1}$  indique un temps d'avalanche entre 1,5 et 6 minutes, avec un débit surfacique important, estimé entre  $2,5$  et  $5dm^2.s^{-1}$ . Au contraire, dans cette expérience, une fois la porte enlevée, le débit ne cesse de diminuer ce qui rapproche le moment où le sable n'est plus en mesure de chanter. La seconde différence concerne les fréquences mesurées : La fréquence moyenne des avalanches en canal est plus élevée (d'environ 10 Hz) que celles enregistrées sur le terrain, et c'est encore plus marqué si on ne regarde que la fréquence du début des avalanches en canal (environ 20 Hz).

Toutefois, le minimum de fréquence enregistré dans le canal, lui, est beaucoup plus proche des fréquences sur le terrain. Voici comment nous l'interprétons : au début, le paquet de sable derrière la porte qui dévale la pente possède une certaine inertie, et donc le sable y est plus accéléré, ce qui augmente le cisaillement, et donc la fréquence. De plus, même une fois l'effet inertiel dissipé, l'angle auquel le sable coule met un certain temps avant de rejoindre l'angle d'avalanche, ce qui augmente le taux de cisaillement au sein de l'avalanche. Lorsque l'avalanche atteint un débit stationnaire, la fréquence ne décroît plus et son minimum correspond à celle entendue sur le terrain. Enfin, sur le terrain comme dans le canal, la fréquence mesurée remonte en fin d'avalanche ; nous reviendrons sur cet effet à la partie suivante. Nous avons précisé que l'inclinaison du canal était réglée pour être à l'angle d'avalanche, mais cet angle d'avalanche est sûrement légèrement plus grand lorsqu'il est mesuré sur fond rugueux (le canal recouvert de tissus) que sur un tas de sable, ce qui change sans doute aussi de quelques Hz le cisaillement imposé par la

gravité.

Une fois ces différences interprétées, on peut affirmer que ce sont bien des avalanches chantantes que l'on a reproduit en laboratoire (même pour un court instant), jusque là entendues uniquement à la surface des dunes. Comme nous l'avons vu précédemment, le sable de la dune

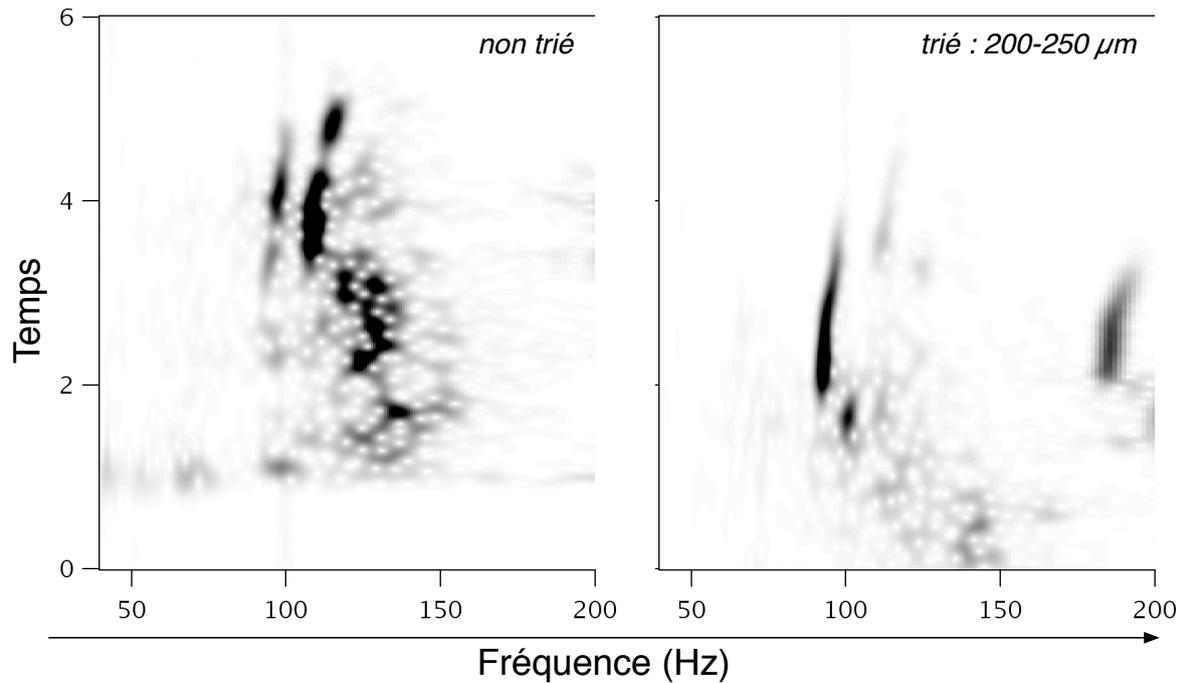


FIG.6.12: Sonogramme de transformée en ondelettes pour le sable d'Oman non trié (à gauche) et trié (à droite). Le tri fait disparaître certaines des fréquences émises par le sable, notamment la fréquence la plus aiguë entre 2 et 4 secondes (i.e. lorsque le chant est le plus régulier). On y voit apparaître aussi la seconde harmonique, vers 180 Hz, invisible dans l'enregistrement de gauche.

Al-Askharah à Oman est peu trié et l'écart à la moyenne des tailles est important. Nous avons vu, en regardant des enregistrements de terrain, que cela pouvait entraîner la production de plusieurs fréquences en même temps. Ce phénomène se retrouve dans les expériences de canal en laboratoire, et on voit même que 3 fréquences semblent plus importantes que les autres : ces trois fréquences correspondent aux trois pics de taille que nous donne la granulométrie. Toutefois, afin de comparer les avalanches de sable d'Oman avec celles de sable du Maroc, on a trié le sable d'Oman entre  $200\mu m$  et  $250\mu m$ . Les avalanches avec le sable trié ne présentent plus qu'une seule fréquence et ressemblent alors beaucoup plus à celles faites avec le sable du Maroc (à une fréquence différente bien sûr), ce qui conforte notre interprétation précédente des spectres des

avalanches de terrain pour les dunes aux grains peu triés.

## 6.5 Importance du fond

Dans toutes les expériences d'avalanche qui chantent, nous n'avons pas mentionné un détail crucial : le fond du canal. Si on regarde bien les expériences présentées où le sable chante, on voit que pour toutes, le fond du canal en aval de la porte est préalablement rempli d'au moins 1 cm de sable. C'est en fait parce que si ce fond n'est pas rempli, on ne peut pas entendre le sable chanter autrement qu'au début, lors de l'ouverture de la porte. C'est d'autant plus étonnant que les courbes de vitesse en surface ne semblent pas changer de forme, et que la fréquence parfois rarement entendue semble être la même que celle qu'on entend lorsque le fond est rempli. Par

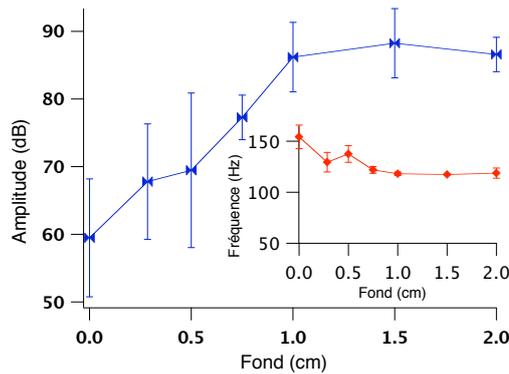


FIG. 6.13: En bleu : amplitude moyenne du chant en fonction de la profondeur initiale ("fond"), moyennée sur 8 expériences pour chaque profondeur, avec un dénivelé de 8 cm à chaque fois. En rouge : la fréquence moyenne pour ces expériences. Le sable utilisé vient de la dune  $\Omega 1$ . Si la profondeur initiale est en-dessous de 1 cm, le sable chante de moins en moins bien.

contre, le débit lui n'est pas le même lorsqu'il y a ou non un fond, et les courbes de hauteur non plus. On peut même constater que lorsqu'il y a un fond de sable, l'interface entre la partie solide et la partie cisailée se stabilise rapidement, alors que lorsqu'il n'y a pas de fond, la partie solide croît au cours du temps (comme pour "créer" un fond, en fait), y compris pendant le moment où l'avalanche devrait chanter. Par conséquent, deux interprétations sont, pour l'instant, possibles :

1. Soit il faut une hauteur totale minimum pour que le sable puisse chanter
2. Soit il faut une interface stable avec la partie solide

Pour l'instant, nous traiterons ces deux hypothèses de manière égale, sans mettre en avant l'une ou l'autre.

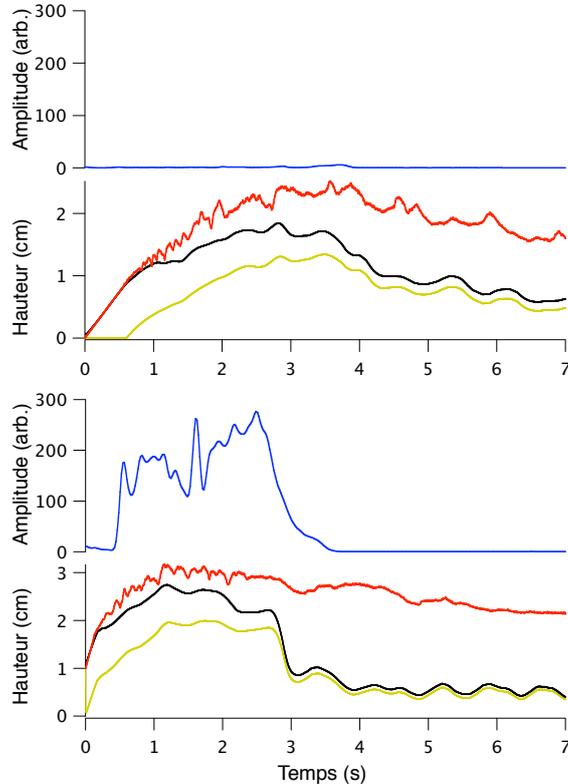


FIG.6.14: Variation au cours du temps de la hauteur et de l'amplitude, pour un dénivelé de 8 cm. En bas : avec un fond de 1 cm. En Haut : avec un fond de 0 cm. Dans le cas où il y a une profondeur initiale, la hauteur totale cesse d'augmenter assez rapidement, et l'épaisseur du tas solide aussi. Dans le cas où il n'y en a pas, l'épaisseur du fond solide n'est jamais vraiment stationnaire.

## 6.6 Mise en évidence des zones de cohérence et mesure de leur taille moyenne.

Nous avons décrit dans la partie sur les avalanches de terrain le son comme pouvant être "rugueux", c'est à dire avec des battements. Le son des avalanches en laboratoire présente aussi des battements, notamment au début des avalanches. Lorsque l'on regarde la transformée en ondelette d'un signal d'avalanche, on voit globalement un trait, signal mono-fréquentiel, constellé de tâches sombres. Toutefois lorsque l'on regarde le signal des accéléromètres (fig. 6.16) au même instant, on voit que les battements y sont aussi présent ; comme la mesure des accéléromètres

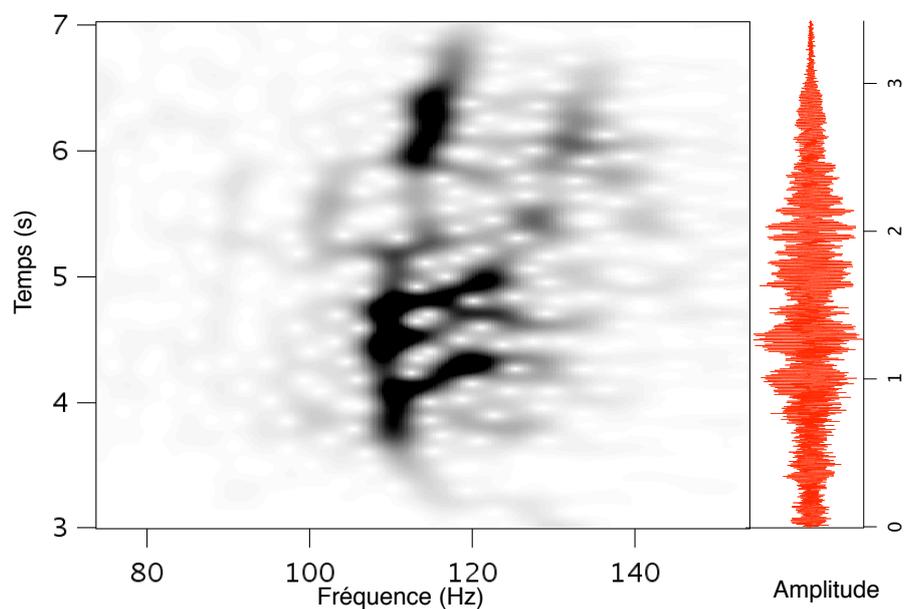


FIG. 6.15: Transformée en Ondelette d'un signal avec des battements. Le caractère aléatoire des battements se traduit par la présence de "trous" dans la raie de fréquence principale. à droite : le signal correspondant.

est localisée, cela signifie que si plusieurs fréquences sont responsables de ces battements, elles sont produites dans l'épaisseur en-dessous de l'accéléromètre qui les sent en même temps, et non dans deux endroits différents du canal, comme on pourrait s'y attendre.

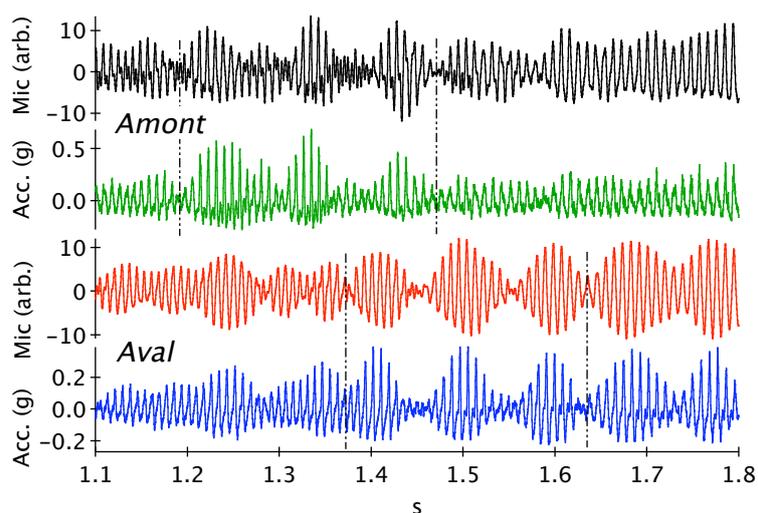


FIG. 6.16: Comparaison des signaux amont et aval : les accéléromètres et les micros d'un même emplacement ont des battements très corrélés ; d'un emplacement à l'autre, les battements sont différents, ce qui suggère une échelle caractéristique dans les mouvement collectif des grains.

On constate aussi sur cette même figure (fig. 6.16) que les battements ne sont pas les mêmes pour les deux accéléromètres : la vibration est donc très différente d'un lieu à l'autre. Ce n'est pas toujours vrai : d'autre fois (figure 6.17) les battements sont les mêmes pour les deux accéléromètres. On a donc des moments où les accéléromètres semblent mesurer le même signal, et d'autres où leur mesure est décorrélée. Cette observation tient toujours lorsque l'on compare les oscillations des accéléromètres au lieu de comparer les battements (i.e. la variation d'amplitude) : à certains moments, les deux signaux sont parfaitement en phase, et à d'autres moments ils ne le sont pas du tout ; c'est encore plus flagrant si on trace les deux signaux l'un en fonction de l'autre, comme pour un portrait de phase : lorsqu'ils sont en phase, on obtient une droite, et sinon on obtient un nuage de point. Il y a donc des zones de cohérence dans la vibration de la surface, et

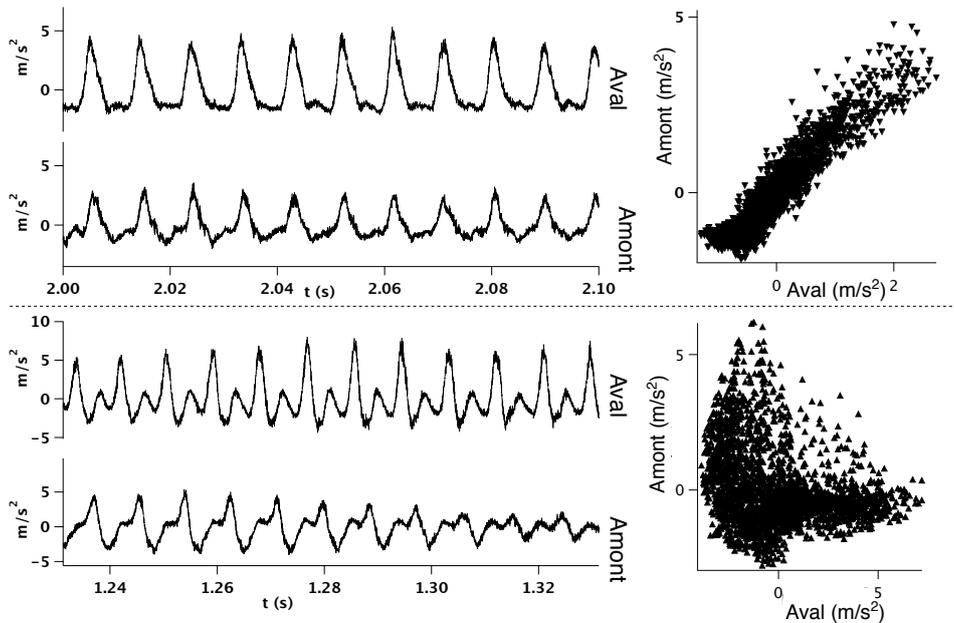


FIG.6.17: En haut : les accéléromètres sont en phase. En bas : les accéléromètres ne sont pas en phase. Ceci est encore plus flagrant lorsqu'on trace le signal d'un accéléromètre en fonction de l'autre (à droite).

ces zones se déplacent vraisemblablement vers l'aval, avec la chute des grains [65].

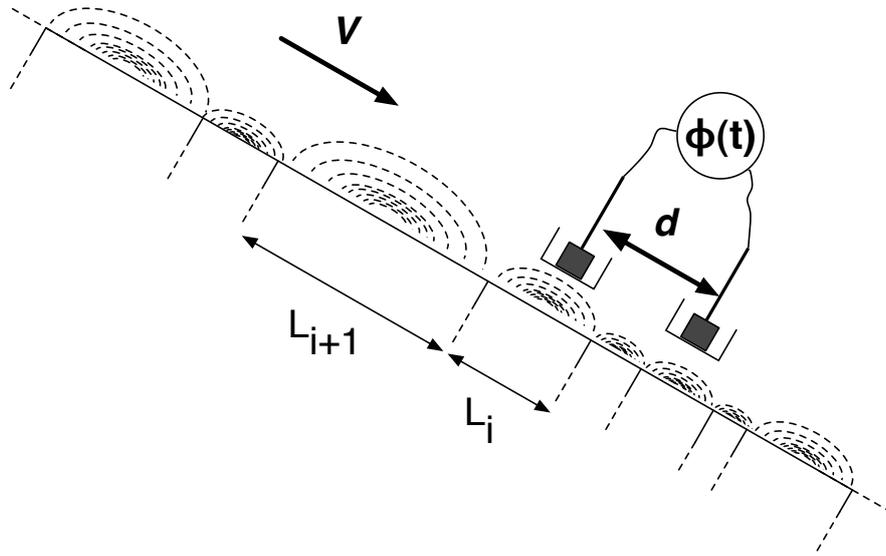


FIG.6.18: Modèle de zones de cohérence : les deux accéléromètres, séparés d'une distance  $d$ , enregistrent le signal émis par des sources monochromatiques de même fréquence mais de phase relative aléatoire, descendant la pente avec une vitesse constante  $V$ .

Développons un peu l'analyse physique que nous avons de ces zones de cohérences, et étudions l'effet de telles zones sur les phases entre les accéléromètres. On peut, en première approximation, ramener le problème à la seule dimension de l'axe principal de l'écoulement de l'avalanche : comme on considère des zones de cohérence qui sont par définition à la surface de l'écoulement, l'axe vertical importe peu. Ensuite, on va supposer que ces zones de cohérence se déplacent toutes avec la même vitesse  $V$  ; nous allons indexer ces zones de cohérence avec l'entier  $n$ , et supposer que les tailles de ces zones de cohérence sont réparties autour de la distance moyenne  $d_0$  selon une loi de distribution inconnue (mais qui admet une moyenne). On notera  $P(d)$  cette loi, et  $F(d)$  la loi cumulée. De plus, on suppose que chaque zone vibre de manière uniforme et monochromatique, et que deux zones distincte  $m$  et  $n$  vibrent avec un déphasage  $\xi_{m,n}$  aléatoire uniformément réparti entre  $-\pi$  et  $\pi$ . On note  $d_n$  la taille de la phase  $n$ , et on définit  $\tau_n$  le temps pendant lequel un accéléromètre voit le passage d'une zone à la vitesse  $V$ , et ce temps vérifie :  $d_n = V\tau_n$ . Enfin on définit  $T_n = \sum_{i=1}^n \tau_i$  le temps au bout duquel le premier accéléromètre voit passer la zone  $n$ , et bien évidemment, le temps moyen vérifie  $\tau_0 = \langle \tau_n \rangle = Vd_0$ . On regarde alors la phase entre les signaux mesurés par les deux accéléromètres, séparés d'une distance  $d$

fixe : selon ces hypothèses, cette phase vaut alors :

$$\phi(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } T_n < t < T_{n+1} - \frac{d}{V} \\ \xi_{m,n} & \text{sinon, avec } \langle \xi_{n,m} \rangle = 0 \text{ et } \langle \xi_{n,m}^2 \rangle = \frac{\pi^2}{3} \end{cases}, \quad (6.3)$$

où les indices  $m$  et  $n$  désignent les zones situées sous chacun des accéléromètres ; les moyennes sur  $\xi$  sont, pour l'instant, des moyennes d'ensemble.

Calculons alors la moyenne quadratique temporelle de notre phase :

$$\langle \phi^2 \rangle (T) = \frac{1}{T} \int_0^T \phi^2(t) dt = \frac{1}{T} \sum_{n=0}^N \int_{T_n}^{T_{n+1}} \phi^2(t) dt .$$

Pour calculer cette somme, nous allons décomposer chaque intégrale en deux parties : la partie où les signaux des accéléromètres sont en phase, et la partie où ils ne le sont pas :

$$\langle \phi^2 \rangle (T) = \frac{1}{N\tau_0} \sum_{n=0}^N \left( \int_{T_n}^{T_{n+1} - \frac{d}{V}} \phi^2(t) dt + \int_{T_{n+1} - \frac{d}{V}}^{T_{n+1}} \phi^2(t) dt \right) .$$

Toutefois, même si cette relation est vraie, cette décomposition ne peut être pertinente que si la zone  $n$  passe effectivement sous les deux accéléromètres en même temps, c'est à dire si  $V\tau_n > d$ .

On définit alors le paramètre  $\alpha_n$  comme suit :

$$\alpha_n = \begin{cases} 0 & \text{si } \tau_n > \frac{d}{V} \\ 1 & \text{si } \tau_n < \frac{d}{V} \end{cases},$$

et on l'introduit dans le calcul précédent :

$$\begin{aligned} \langle \phi^2 \rangle (T) &= \frac{1}{N\tau_0} \sum_{n=0}^N (1 - \alpha_n) \left( \int_{T_n}^{T_{n+1} - \frac{d}{V}} \phi^2(t) dt + \int_{T_{n+1} - \frac{d}{V}}^{T_{n+1}} \phi^2(t) dt \right) \\ &+ \frac{1}{N\tau_0} \sum_{n=0}^N \alpha_n \int_{T_n}^{T_{n+1}} \phi^2(t) dt . \end{aligned}$$

La première intégrale de la première somme est nulle, puisque la phase y est nulle. En supposant  $T$  assez grand pour passer à la limite, on peut formuler une hypothèse d'ergodicité et réécrire

cette équation en terme de moyennes d'ensembles :

$$\langle \phi^2 \rangle = \frac{\langle (1 - \alpha_n) \xi_{n,n+1}^2 \rangle}{\tau_0} \frac{d}{V} + \langle \alpha_n \xi_{n,m}^2 \rangle$$

Comme, par hypothèse, les variables  $d_n$  et  $\xi_{n,m}$  sont indépendantes, c'est le cas aussi des variables  $\alpha_n$  et  $\xi_{n,m}$ , par conséquent la moyenne des produits devient le produit des moyennes, et on a :

$$\langle \phi^2 \rangle = \langle (1 - \alpha_n) \rangle \langle \xi_{n,n+1}^2 \rangle \frac{d}{d_0} + \langle \alpha_n \rangle \langle \xi_{n,m}^2 \rangle = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{d}{d_0} + \langle \alpha_n \rangle \left(1 - \frac{d}{d_0}\right) \right)$$

Par définition, le paramètre  $\alpha_n$  vaut 1 si  $d_n < d$ , ce qui arrive avec une probabilité  $F(d)$  (la probabilité cumulée), et du coup vaut 0 avec une probabilité  $(1 - F(d))$ ; cette loi binomiale permet de calculer facilement  $\langle \alpha_n \rangle = F(d)$ . La phase quadratique moyenne vaut alors :

$$\langle \phi^2(d) \rangle = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{d}{d_0} + F(d) \left(1 - \frac{d}{d_0}\right) \right) \quad (6.4)$$

Regardons un peu les comportements aux limites de cette formule : lorsque  $d \rightarrow \infty$ , la densité de probabilité cumulée tend vers 1, et donc la phase quadratique moyenne tend vers  $\pi^2/3$ . Au contraire, lorsque  $d \rightarrow 0$ ,  $F(d)$  tend vers 0, et étant donné qu'on parle de zones chantantes de taille macroscopique, on peut supposer que les zones très petites sont très peu probables, ce qui se traduit par le fait que la densité de probabilité tend vers zéro quand  $d$  tend vers zéro, et donc  $F(d)$  ne comporte aucun terme linéaire dans son développement en zéro, ce qui donne les comportements asymptotiques suivants :

$$\langle \phi^2 \rangle \underset{d \rightarrow 0}{\sim} \frac{d}{d_0} \frac{\pi^2}{3} \quad \langle \phi^2 \rangle \underset{d \rightarrow \infty}{\sim} \frac{\pi^2}{3}$$

On a calculé la phase quadratique moyenne en fonction de la distance entre les accéléromètres pour plusieurs expériences. Cette phase est représentée figure (fig. 6.19) : on remarque bien les deux comportements asymptotiques pour  $d \ll d_0$  et  $d \gg d_0$ , et cela nous permet de mesurer une distance moyenne d'environ 20 cm pour les zones chantantes. La validité de ce modèle 1D est

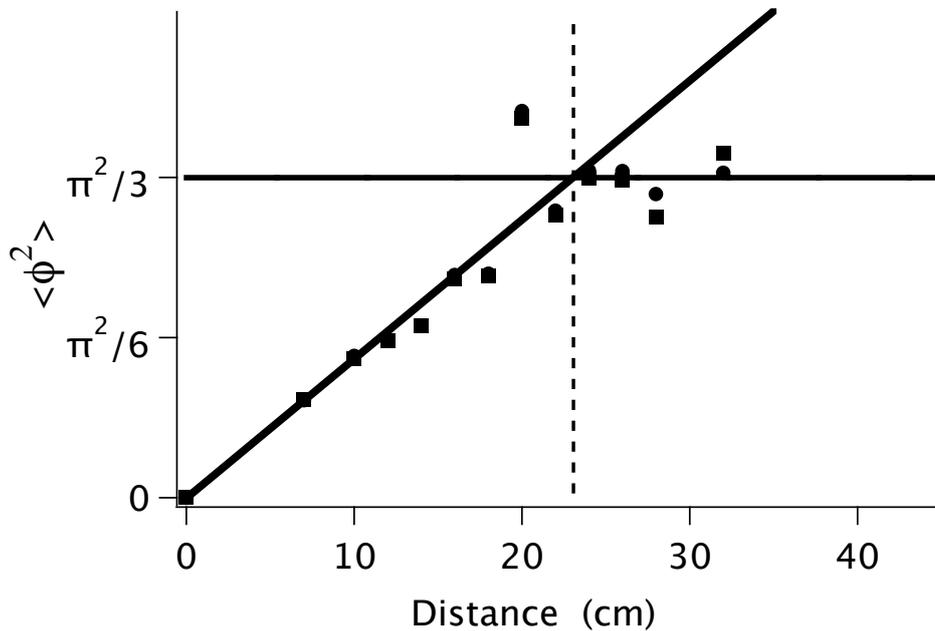


FIG. 6.19: Moyenne quadratique de la phase en fonction de la distance entre les accéléromètres. En-dessous d'une valeur critique, les accéléromètres mesurent parfois les signaux d'une même zone, et donc un déphasage nul. La phase quadratique est alors proportionnelle à la distance. Au-delà de cette valeur critique, les accéléromètres mesurent des signaux presque tout le temps déphasés, et la phase quadratique moyenne vaut  $\pi^2/3$ . La distance critique vaut environ 20cm. Chaque point de la courbe correspond à une moyenne sur quatre expériences.

somme toutes surprenante ; en fait, on peut justifier à posteriori les hypothèses de simplification que nous avons formulées.

1. La vitesse est supposée constante, mais en fait cela ne change pas le résultat si elle varie de la même manière pour toutes les zones en même temps.
2. La réduction à une dimension peut être justifiée si on considère que les fluctuations de mouvements dans le sens transversal à la pente sont beaucoup plus faibles que celles dans le sens longitudinal : les zones de cohérence ont alors la même largeur que celle du canal, et seule la longueur compte.
3. Les sources sont supposées vibrer à la même fréquence, alors qu'on a vu qu'au contraire, la fréquence fluctuait, et qu'il pouvait y avoir des battements, et donc il n'est pas impossible que deux zones distinctes aient une fréquence différente. En fait cet effet ne nuit pas à notre modèle, mais au contraire le renforce car la phase mesurée entre ces deux zones est

alors un signal qui varie linéairement au cours du temps selon la différence des fréquences, ce qui permet de mieux faire converger la moyenne temporelle vers la moyenne d'ensemble. Dans tous les cas, cette étude prouve que le signal sonore mesuré ne correspond ni à une onde propagative ni à une onde stationnaire dans la couche de grains : en effet, pour une onde purement propagative, la phase mesurée entre les deux accéléromètres serait proportionnelle à la distance entre ceux-ci, et donc la phase quadratique moyenne serait proportionnelle à la distance au carré. Inversement, si une onde stationnaire était à l'origine du son, la phase entre les accéléromètres serait constante, égale à zéro (ou  $\pi$ ), ce qui n'est pas non plus le cas.

## 6.7 Évolutions

L'expérience d'avalanche a de nombreuses qualités, mais elle souffre encore de certaines limitations. Voici quelques pistes pour l'améliorer dans un futur proche ou moins proche.

### Écoulement non stationnaire

Nous avons remarqué que l'écoulement n'est pas stationnaire. Pour pallier cela, le plus simple est de monter un réservoir de sable qui se vide régulièrement dans le canal. Cela demande bien sûr de grandes quantités de sable, mais avec les 150 kilos déjà rapportées d'Oman, il suffirait sans doute d'un seul autre voyage pour rassembler assez de sable. Pour avoir des avalanches de sables plus longues, on peut aussi augmenter la longueur du canal (et la quantité de sable en conséquence).

### Synchronisation du débit

Une des principales sources d'erreur dans le calcul des hauteurs de bouchon et de cisaillement vient de l'erreur de synchronisation dans le débit : en effet, le débit à la sortie du canal n'est pas exactement le débit 20 cm avant avec un léger décalage temporel : la dissipation atténue ce débit entre ces deux lieux, et c'est particulièrement vrai au début lors du passage du front. En fait, il faudrait mesurer la hauteur sur tout le canal, et utiliser des équations de conservation pour en déduire le débit partout dans le canal. Pour mesurer la hauteur, plusieurs solutions sont envisageables : la déviation d'une nappe laser, un film oblique sur lequel on peut repérer

l'interface du sable, ou bien plusieurs détecteurs laser comme celui utilisé.



## Chapitre 7

# Modélisation et discussions

Nous avons mis en évidence plusieurs propriétés du chant des dunes par des expériences diverses. Nous avons vu que les grains de sable qui chantent frottent plus que les grains de sable qui ne chantent pas ; nous avons vu que le chant était soumis à un seuil en vitesse, et que ce seuil variait avec la hauteur de sable cisailé ainsi que l’humidité ambiante. Nous avons vu aussi qu’il n’y a pas besoin de dune pour faire une avalanche.

Fort de toutes ces observations, nous allons examiner d’un oeil critique certaines théories développées dans les années 2000, puis nous proposerons un nouveau modèle pour le chant des dunes.

### 7.1 Résonance dans la couche en cisaillement

Le modèle de résonance dans la couche coulante est apparu juste après les premières missions au Maroc décrites dans la thèse de P. Hersen [36] , et découle tout naturellement du modèle du “tac-tac” pour les avalanches détaillé à la fin du chapitre 2. L’expérience modèle d’un grain sur une pile d’autres grains fixes décrit les avalanches comme une succession de couches allant toutes à une vitesse constante par rapport aux couches du dessous ; n’étant à priori pas synchronisées, les chocs sont aléatoires et produisent un bruit de fond, blanc en première approximation. L’idée principale de ce modèle est de considérer que la couche en cisaillement n’a pas le même module élastique que la couche solide en-dessous, et que le plug au-dessus. Cette hypothèse est principalement justifiée par la différence de densité entre ces parties ; une telle différence entraîne une différence de vitesse de propagation des ondes, et donc une différence d’impédance acoustique entre ces milieux. Dans ce milieu, des ondes sonores se propagent, et si la fréquence est la bonne,

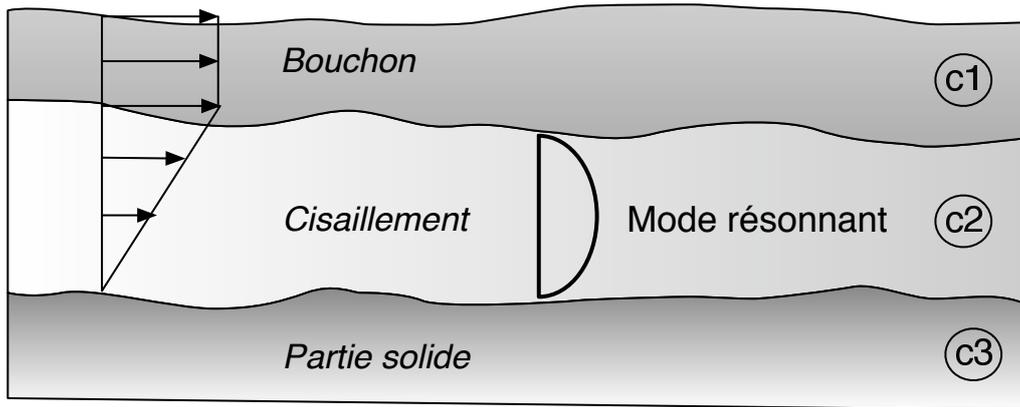


FIG. 7.1: Schéma du modèle de résonance dans la couche en cisaillement : les conditions aux limites rigides en haut (plug) et en bas (partie solide) créent une cavité propre à résonner.

il peut y avoir une résonance dans la cavité formée par les deux interfaces de la bande de cisaillement. On imagine alors un mécanisme d'auto-accordage entre le mouvement des grains, qui émet des ondes sonores, et l'onde sonore résultante, qui influence le mouvement des grains. Bien sûr, l'effet d'une onde sonore sur le mouvement d'un grain est faible si l'on considère que celle-ci se propage dans l'air, mais ici le milieu considéré est composé de grains et l'effet est beaucoup plus important puisque l'onde sonore est elle-même un mouvement des grains, et se propage par chocs aux autres grains. La conditions de résonance d'une onde dans une cavité avec deux bords rigides (le fond et l'interface avec la partie bouchon de l'écoulement) s'écrit :

$$h = p \frac{\lambda}{2} \quad , \quad (7.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $p$  un entier naturel. On voit donc qu'il ne peut y avoir de résonance si  $h$  est trop petit, et le plus petit  $h$  possible correspond au mode  $p = 1$ , et vaut :

$$h_{min} = \frac{c_s}{2f_0} \quad ,$$

où  $f_0$  est la fréquence naturelle du chant, et  $c_s$  la vitesse du son dans la couche en cisaillement. En supposant égales la fréquence de cisaillement et la fréquence du chant, on peut écrire cette

condition pour la vitesse de surface de l'avalanche :

$$V_{s-min} = \frac{c_s}{2} \quad . \quad (7.2)$$

Ce modèle, développé dans la thèse de P. Hersen [36], propose donc une vitesse seuil, en-dessous de laquelle aucun son ne peut être produit. Les points forts de ce modèle sont tout d'abord sa simplicité, et son accord avec certaines expériences de terrain : si l'on mesure la vitesse de surface de l'écoulement lors de la fin de ces avalanches, on constate que le chant s'arrête quasiment tout le temps lorsque la vitesse de surface passe par un point ; et c'est vrai aussi des expériences d'avalanche en laboratoire, et ce quelle que soit la hauteur initiale de lâcher. Pour le sable du Maroc, la vitesse à laquelle le chant s'arrête vaut environ  $25\text{cm/s}$ , ce qui correspond à une vitesse du son de  $0,5\text{m/s}$  dans la couche. Cette vitesse est extrêmement basse, et bien loin des  $40\text{m/s}$  mesurés dans les expériences de propagation de son dans les milieux granulaires. Pour commencer, on peut calculer cette vitesse avec un modèle de milieu effectif : on suppose que les effets inertiels sont dominés par la phase la plus dense — les grains — alors que la raideur sera dominée par la phase la plus souple — l'air. Le milieu effectif donne une estimation de la vitesse du son dans le milieu diphasique :

$$C_{effectif} \simeq \sqrt{\frac{1}{\rho_{grains}\chi_{air}}} = c_{air} \sqrt{\frac{\rho_{air}}{\rho_{grains}}} \quad ,$$

ce qui donne avec  $\rho_{air} \simeq 1,3\text{kg.m}^{-3}$  et  $\rho_{quartz} \simeq 2500\text{kg.m}^{-3}$ , donne  $c_{effectif} \simeq 10\text{m.s}^{-1}$  . Cette valeur est déjà plus proche, d'autant plus qu'il faudrait considérer que le module de compression du milieu cisailé est encore plus faible car les grains se repoussent plus facilement lorsque tout bouge ; du coup la vitesse du son doit être inférieure dans ce milieu, ce qui correspond encore mieux à la valeur attendue d'après ce modèle.

Un autre point positif de ce modèle est que le mécanisme de synchronisation ne se fait que dans la couche de cisaillement, ce qui permet de rendre compte de tous les types d'expériences sonores, tant sur les dunes qu'en laboratoire et en bouteille ou en sac.

Mais il souffre malheureusement de contradictions théoriques et expérimentales trop importantes pour être ignorées. Tout d'abord, l'hypothèse de milieu effectif n'est pas une bonne approche

pour étudier la propagation du son car le caractère poreux du milieu crée une coupure en fréquence de l'ordre de  $400 \text{ Hz}^1$ . Ensuite il prédit, à une fréquence fixée, un ensemble discret de hauteurs de résonances (suivant le mode). Mais pour les avalanches, on a calculé les hauteurs de cisaillement, et constaté que celles-ci peuvent prendre, pendant le chant un continuum de valeurs. Ensuite, on a négligé la vitesse des grains en supposant que la vitesse des ondes sonores

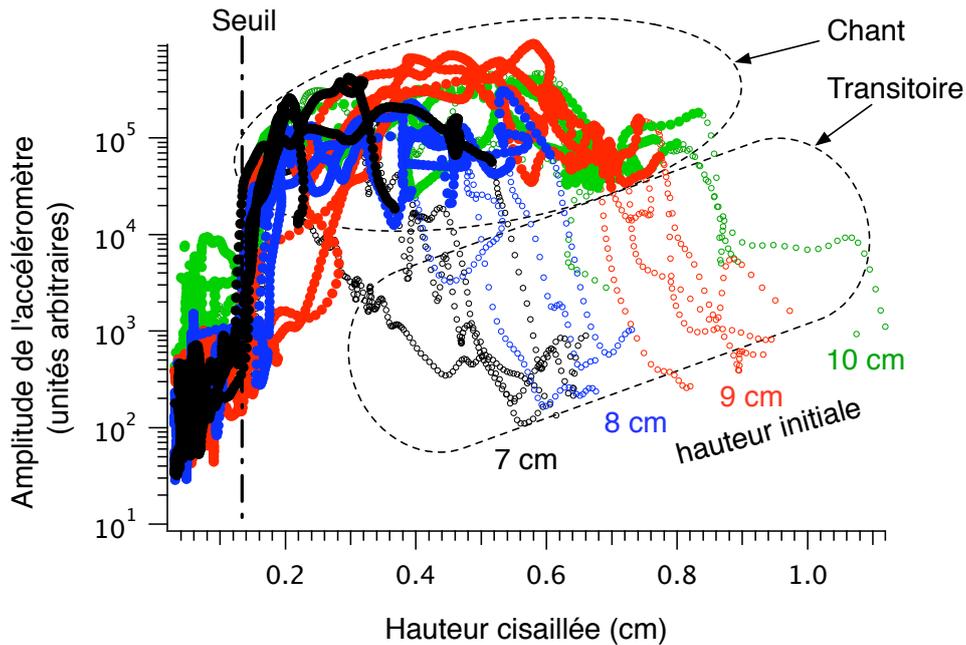


FIG. 7.2: Amplitude en fonction de l'épaisseur instantanée de la couche cisillée (calculée par la vitesse de surface). Il y a un effet de seuil, mais pas de résonance : l'amplitude ne décroît pas pour une grande épaisseur.

était beaucoup plus grande, or on trouve à la fin une vitesse de l'ordre de celle des grains : cette hypothèse n'est donc plus valable, et par conséquent l'onde émise par un grain ne reverra pas, après réflexion, le même grain, et ne stabilisera donc pas le mouvement de ce grain, ni de ceux immédiatement à côté.

Enfin, lorsqu'on regarde la courbe de seuil obtenue dans le manège, on voit d'abord que la vitesse minimale à laquelle le sable se met à chanter est d'à peu près  $0.3 \text{ m/s}$ , ce qui n'est pour l'instant pas très éloigné de celles expérimentales, mais qu'elle croît avec la hauteur, ce qui est bien plus surprenant : en effet, dans le modèle rien n'indique que la vitesse du son ne varie avec la hauteur. En fait on pourrait raffiner le modèle en considérant la vitesse du son dans la couche cisillée

1. qui correspond à une longueur d'onde de la taille des interstices entre les grains

comme fixée par la pression selon la loi de Hertz ( $c_s \alpha P^{\frac{1}{6}}$ ), mais dans ce cas les vitesses obtenues sont de l'ordre, précisément, de  $40m/s$  pour quelques cm de profondeur, ce qui ne correspond plus aux résultats expérimentaux.

## 7.2 Modèles de Guides d'ondes

Dans ce paragraphe, nous présenterons et discuterons non pas un, mais deux modèles développés indépendamment par les équipes de B. Andreotti et de M. Hunt. Le principe de base de ces deux modèles est le même : ils proposent tous les deux une interaction entre les grains cisailés et une onde sonore située dans la partie solide ou statique, située en-dessous de l'avalanche, et ils attribuent la synchronisation des grains à l'effet de cette onde sur le mouvement de ces grains. L'idée commune aux deux équipes est donc que le sable ne peut pas chanter dans une avalanche qui n'a pas en-dessous une partie solide dans laquelle peuvent se propager des ondes sonores. Les points communs entre ces deux équipes s'arrêtent là, car dans le reste, tout est différent entre elles, que ce soit l'origine du son ou bien la nature du guide d'onde.

Pour l'équipe de M.Hunt, le guide d'onde est constitué par les différences de milieu entre les couches sèches et les couches humides de la dune : ils mesurent une stratification de la vitesse du son dans la dune qu'ils attribuent à la présence de couches humides en profondeur dans la dune, et ils en déduisent que la différence d'impédance crée des réflexions aux interfaces. Enfin, comme ces couches sont parallèles, cela forme un guide d'onde. Plus étrange, pour eux le son est produit non pas par la fréquence naturelle des chocs entre grains, égale au taux de cisaillement, mais plutôt par la résonance du guide d'onde autour de sa fréquence de coupure la plus basse. Leur preuve la plus forte est une courbe de fréquence en fonction de la taille des grains, montrant que la relation  $0.4\sqrt{g/d}$  ne passait pas par leurs points, ainsi que des mesures de terrain prouvant l'existence de ces bandes humides [47].

Ce modèle est intéressant, mais il souffre de deux problèmes de taille : Tout d'abord, dans nos expériences de laboratoire (manège, avalanches), un tel guide d'onde n'existe tout simplement pas puisque les hauteurs de sable ne dépassent pas 5 cm (très petit devant les 50 cm minimum mesurés par l'équipe de M.Hunt). Ensuite, le simple fait d'obtenir dans le manège des fréquences différentes en changeant la vitesse prouve que la fréquence entendue n'est pas fixée par une

simple profondeur de sable. En fait nous pouvons même proposer une interprétation différente à leurs mesures de taille de grains et de fréquence : dans la partie 2, nous avons présenté des sables chantants à la répartition en taille peu homogène, et nous avons montré que certains pics de granulométrie correspondaient aux fréquences entendues. Dans leurs données, bien que ne passant pas par les points moyens mesurés, la courbe  $0.4\sqrt{g/d}$  passe toutefois dans quasiment tous les intervalles d'erreurs de chacun des points, et ces intervalles d'erreur sont assez importants : ces dunes se comportent donc probablement comme les dunes d'Oman, où les grains qui chantent ont une certaine taille, et lors du tri sont perdus au milieu d'une forte dispersion en taille des grains.

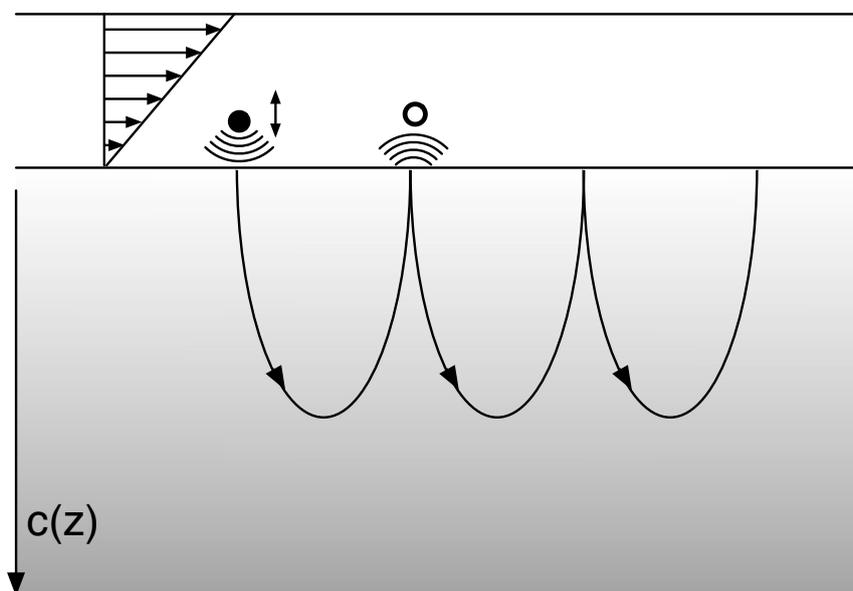


FIG. 7.3: Modèle des ondes de surfaces en milieu stratifié : chaque grain est un émetteur, et envoie une onde dans la partie solide. Comme le milieu est stratifié, les ondes sont en fait des ondes de surface et forcent les grains à se synchroniser entre eux.

L'équipe de B. Andreotti propose une interprétation similaire, mais plus complexe. Tout d'abord, ils ne remettent pas ouvertement en cause l'association de la fréquence entendue avec le taux de cisaillement. Pour eux, il y a des ondes de surface dans le milieu granulaire, comme pour l'équipe de Hunt, mais ces ondes de surface synchronisent le mouvement vertical des grains cisailés pour obtenir une vibration cohérente de la surface de l'avalanche. Le

principal point de désaccord avec l'équipe de Hunt concerne la nature de ces ondes : alors que Hunt et al. considèrent une propagation dans plusieurs milieux linéaires avec plusieurs vitesses de propagations différentes, Andreotti et al. considèrent un milieu stratifié où la vitesse du son varie continûment avec la profondeur selon le contact de Hertz. Ils utilisent un modèle phénoménologique de Jiang et Liu [66, 67] pour relier les tenseurs des contraintes et des déformations, et obtiennent des modes de propagation localisées à la surface du matériau : comme pour l'effet mirage, lorsque la vitesse du son augmente avec la profondeur les rayons sont déviés et rebroussement chemin. Une fois à la surface, ils sont réfléchis, et restent alors localisés entre la surface et l'endroit où ils ont rebroussé chemin. Ce modèle prédit l'existence de plusieurs modes (complexes) de propagation, chacun avec une relation de dispersion de la forme :

$$\omega \propto k^{5/6} \quad .$$

Ils ont alors conduit des expériences de terrain et de laboratoire visant à obtenir expérimentalement ces ondes, et le bon accord entre la relation de dispersion expérimentale et théorique confirme leur analyse et l'existence de ces ondes [68], d'autant plus qu'elles ont été aussi mises en évidence par une autre équipe du Mans [69].

Ensuite, ils introduisent dans le milieu une taille finie, délimitée par l'épaisseur de la couche de sable sec : en effet, la dune  $\Omega 1$  présente, comme dans les mesures de l'équipe de Hunt et al., une couche humide située (lorsqu'elle existe) à environ 40 cm sous le sol [70], et cette couche joue le rôle de réflecteur des ondes, sauf qu'en fait aucune onde ne peut se propager si sa longueur d'onde devient plus grande que l'espace de sable sec disponible. Cette couche humide joue alors le rôle d'un cut-off en fréquence, c'est à dire d'une fréquence limite sous laquelle le son ne peut pas se propager, et c'est ainsi qu'ils expliquent le seuil de l'instabilité du chant des dunes : si la profondeur n'est pas assez grande, la fréquence naturelle du chant induite par le cisaillement n'est pas dans le bon intervalle pour avoir une résonance, et le sable ne chante pas. C'est à cette lumière qu'ils interprètent l'expérience du manège : pour eux, le manège pousse une quantité de sable de hauteur  $H$  qui délimite une cavité dont la fréquence de coupure est déterminée par

$$f_c = \Gamma H^{-5/6} \quad ,$$

et sachant que la fréquence qui apparaît lorsqu'on tape à la surface d'une dune est 73 Hz, pour une couche humide à 47cm, cela donne  $\Gamma = 36.1m^{5/6}s^{-1}$  [70]. Ensuite, sachant que la relation entre fréquence et cisaillement s'écrit

$$f = f_0 + \alpha \frac{V}{H} \quad ,$$

si la fréquence de coupure définit le seuil, on a la relation suivante :

$$f_c = \Gamma H_s^{-5/6} = f_0 + \alpha \frac{V_s}{H_s} \quad ,$$

soit :

$$V_s = (\Gamma H_s^{-5/6} - f_0) \frac{H_s}{\alpha} \quad (7.3)$$

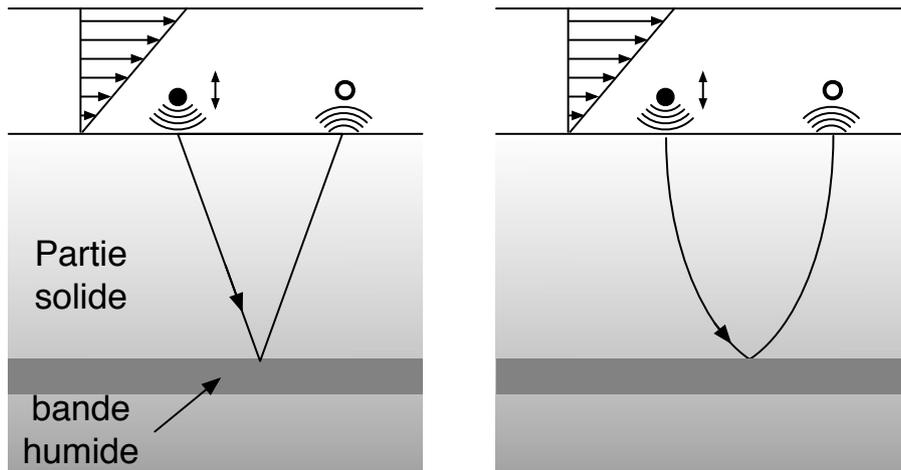


FIG. 7.4: A gauche : modèle de guide d'onde ; dans la partie solide, les parties sèches et humides ont un indice acoustique différent, et la réflexion à l'interface piège les ondes sonores émises, ce qui permet de synchroniser les grains voisins. A droite : on ajoute au modèle de milieu stratifié des bandes humides, ce qui donne un guide d'onde en milieu stratifié.

Rien de plus naturel alors que de comparer cette relation à celle obtenue expérimentalement dans le manège, ce qui est présenté figure 7.5. On voit sur cette figure que la courbe de seuil obtenue a des valeurs situées dans le même ordre de grandeur que les points expérimentaux, ce qui est un bon point pour cette théorie, sachant que cette courbe est obtenue sans aucun paramètre de fit. Toutefois, la courbe ne rend absolument pas compte de l'évolution du seuil avec la hauteur :

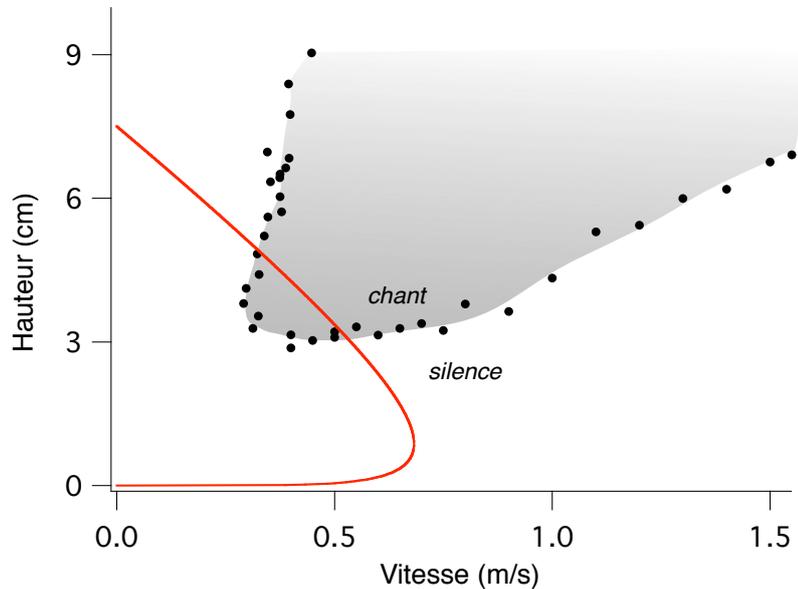


FIG. 7.5: Courbe de seuil de l'expérience du manège (points) et courbe théorique obtenue avec le modèle de guide d'onde dans un milieu stratifié [70]. L'ordre de grandeur correspond à peu près, mais la pente de la courbe n'est pas du bon signe.

en effet, plus il y a de sable, plus il faut aller vite pour dépasser le seuil, alors qu'au contraire la courbe théorique connaît un rebroussement et semble dire le contraire au-delà d'une certaine hauteur. La confrontation aux expériences de manège n'est donc pas exactement concluante, mais n'est pas non plus invalidante, compte tenu du fait que l'écoulement dans le manège n'est pas simple. Par contre les avalanches en laboratoire sont beaucoup plus problématiques pour cette théorie, et ce pour deux raisons fondamentales. La première est tout simplement l'absence de fond dans ces avalanches : si l'on poursuit le raisonnement de la fréquence de coupure et que l'on reprend les paramètres calculés indirectement sur la dune, une épaisseur de sable de 3 cm (taille totale typique des avalanches) devrait avoir une fréquence de coupure de  $f_c = 671Hz$ , c'est à dire presque un ordre de grandeur au-dessus ; de plus d'autres études en laboratoire de ces ondes de surface (par l'équipe de Andreotti et al. et par l'équipe de V. Tournat et al.) ont mesuré la relation de dispersion avec exactitude, et selon leurs mesures, la fréquence de coupure grimpe à  $f_c = 933Hz$ , ce qui rend plus improbable encore la synchronisation des grains par une onde de surface, puisqu'à 100 Hz une telle onde ne pourrait se propager dans

le milieu<sup>2</sup> [68, 71]. On pourrait alors objecter que malgré toutes nos précautions le support de l'avalanche sert lui-même de milieu de propagation pour de telles ondes de surface, et que c'est ce qui synchronise les grains. Mais cet argument ne tient pas lorsqu'on pratique l'analyse de la phase quadratique moyenne entre deux points sources de la surface de l'avalanche : en effet, si une onde qui se propage synchronise les grains, la phase entre deux points sources doit être proportionnelle à la distance entre ces points, au moins au premier ordre, lorsqu'on peut considérer en première approximation que cette onde est une onde plane — et la phase quadratique doit être proportionnelle à la distance au carré, comme il se doit ; si l'onde qui synchronise les grains est stationnaire, alors la phase doit être égale à 0 ou  $\pi$  selon le mode. Or la mesure des phases quadratiques moyennes ne présente aucune de ces caractéristiques puisqu'elle n'est ni quadratique ni constante, mais linéaire : il n'y a donc pas d'onde régissant la phase de ces sources sonores dans les avalanches en laboratoire, donc ce ne sont pas les ondes de surface qui synchronisent les grains. Cependant ces ondes ont été mesurées sur le terrain, et comme nous l'avons décrit au chapitre 2, on peut même les sentir lorsqu'on plonge la main dans le sable à proximité d'une avalanche qui chante : ces ondes existent sûrement bel et bien, et même si elles ne sont pas responsables de la synchronisation des grains, elles sont sûrement responsable de la synchronisation des zones cohérentes, ce qui accroît encore l'amplitude émise et explique aussi la différence d'amplitude locale entre les avalanches de terrain et de labo. Autrement dit, un mécanisme encore inconnu synchronise les grains dans un premier temps en zones cohérentes, et les ondes de surface dans la dune, clairement identifiées comme émises par ces zones cohérentes<sup>3</sup>, vont synchroniser les zones entre elles. Il serait d'ailleurs intéressant de mesurer la taille des zones de cohérence lors d'une avalanche sur le terrain, mais l'opération s'est révélée trop délicate, car elle demande un grand nombre d'expériences correctes, ce qui est très dur sur le terrain. La cohérence des zones ne suffit toutefois pas à expliquer entièrement la différence d'amplitude (de 20 dB quasiment, fig 7.6), qui est un effet sensible surtout loin de la source. Il faut peut-être chercher alors un effet dû à la taille de la couche en cisaillement.

---

2. On pouvait se douter de ceci déjà sur le terrain, puisqu'il est possible de faire des avalanches sonores même lorsque la couche humide est située seulement à quelques cm de la surface.

3. ce qui est plus réaliste que par un grain seul

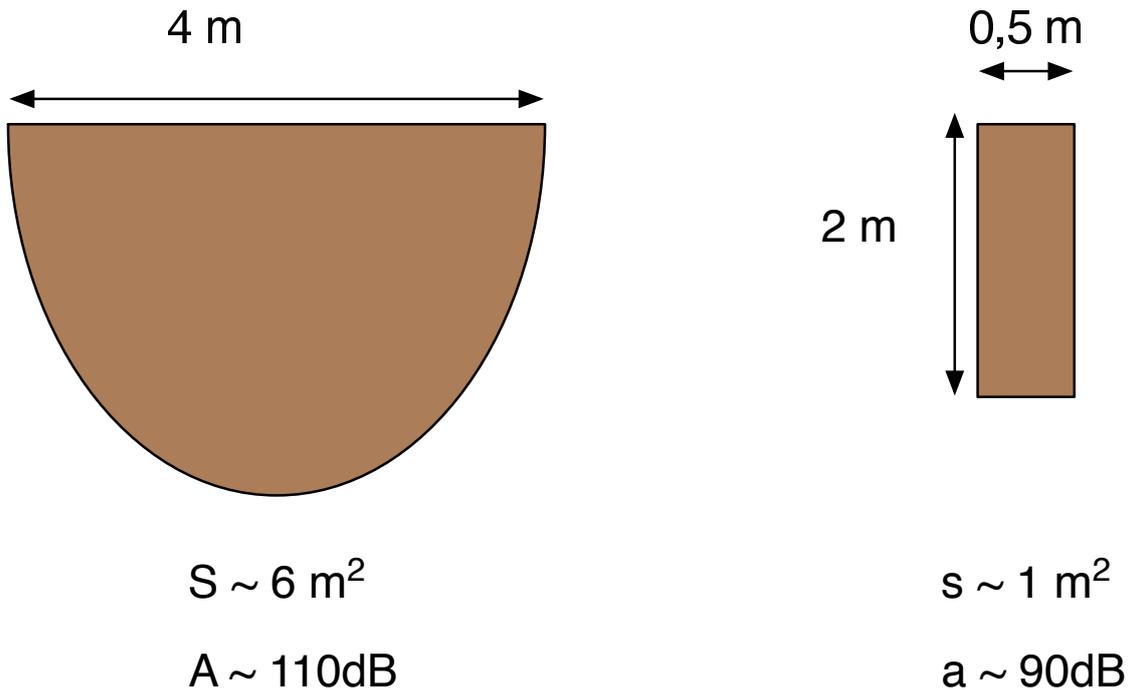


FIG. 7.6: Représentation schématique d’une avalanche sur le terrain (à gauche) et en canal (à droite). La différence de surface n’explique pas la différence d’amplitude entre les deux configurations. Il peut s’agir soit d’une synchronisation des zones cohérentes par les ondes de surface, soit d’une plus grande épaisseur de la couche cisailée.

### 7.3 Chaînes de forces

Les empilements granulaires sont caractéristiques par l’organisation en réseaux des contraintes au sein du matériau, et ces réseaux sont plus communément appelés “chaînes de forces”. D’abord remarquées par Dantu et al. [72, 73], puis mises en évidence expérimentalement par Drescher et Josselin de Jong dans les années 70 [74], elles ont subi un regain d’intérêt au milieu des années 90 [75], au plus fort de l’engouement de la communauté physicienne pour les matériaux granulaires, avec notamment les travaux de Radjai et al. [76], [77] qui ont affiné la caractérisation de ces réseaux en montrant (entre autres) l’existence de deux sous-réseaux, un composé des forces dites “fortes” — c’est à dire dont la norme est supérieure à la contrainte moyenne — qui soutient toutes les contraintes extérieures exercées sur le milieu, et un autre des forces dites “faible” — inférieure à la moyenne — qui a pour mission d’assurer l’équilibre des forces et une pression relativement homogène. Ont suivi les travaux de Behringer et al. [78, 79, 80, 81] qui a pu visualiser ces réseaux de forces dans un milieu granulaire cisailé — les

premières expériences portaient plutôt sur des empilement statiques, et les seuls cisaillements étaient destinés à changer les configurations pour faire des statistiques. Lorsqu'il ne s'agit pas de simulations numériques, le moyen "classique" de visualiser ces chaînes de forces est d'utiliser des grains faits d'un matériau bi-réfringent que l'on éclaire entre deux polariseurs, perpendiculairement au plan de l'expérience. Les déformations des grains vont alors changer les indices du milieu selon la polarisation de l'onde, c'est à dire rendre bi-réfringent le milieu, et faire tourner la polarisation de la lumière dans ces zones, qui vont s'assombrir en passant par l'autre polariseur, et on obtient ainsi une carte des chaînes de forces dans le milieu.

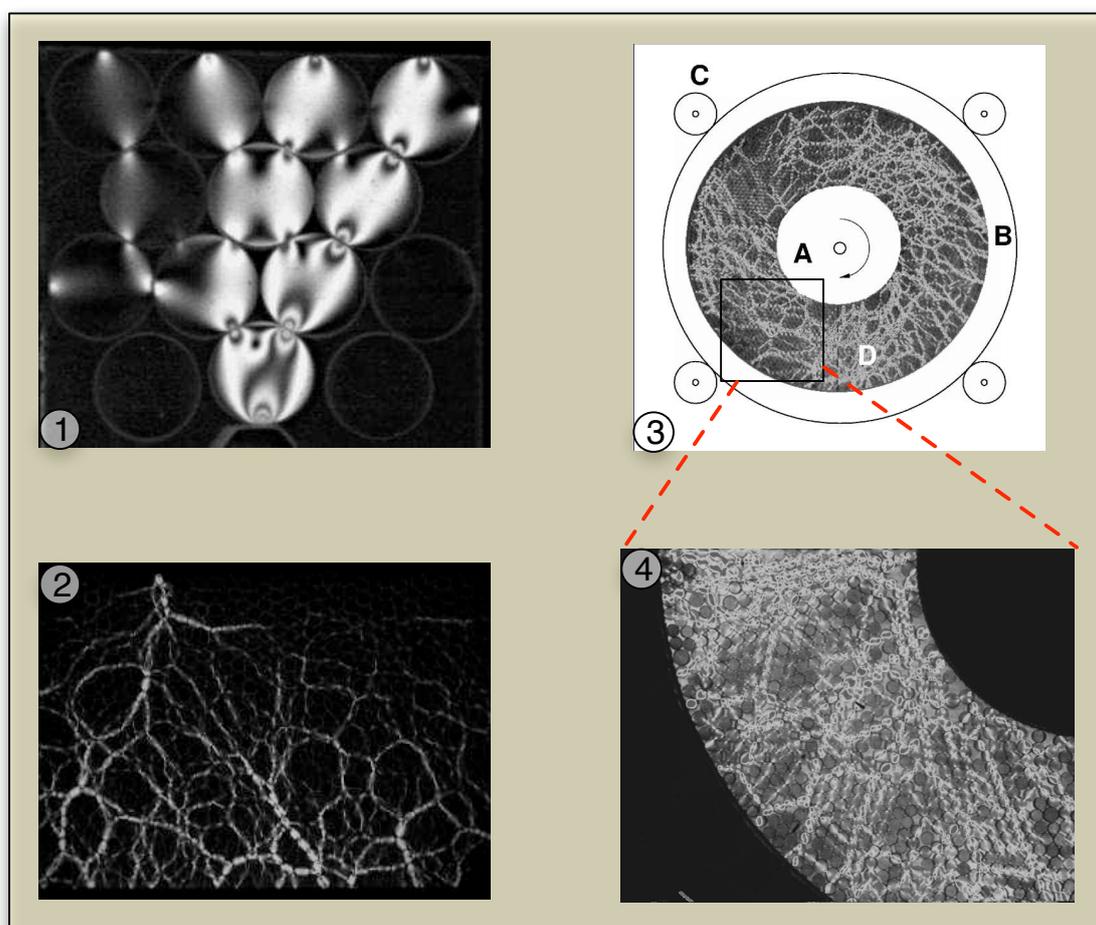


FIG. 7.7: Photos de chaînes de forces. Les grains utilisés sont bi-réfringents et placés entre deux polariseurs croisés. Une contrainte exercée sur ces grains modifie leurs indices optiques et fait tourner le plan de polarisation de la lumière, ce qui permet de les voir de l'autre côté du polariseur. Sources : 1- Behringer homepage <http://www.phy.duke.edu/research/cm/behringer/>, 2 - <http://denali.phys.uniroma1.it/puglisi/thesis/node5.html>, 3 - article Behringer Chaos 1999, 4 - article Howel-Behringer PRL 1999

Initialement, les écoulement de cisaillement étudiés avec cette technique l'ont été à volume constant. Cette particularité est en fait responsable de phénomènes très particuliers, comme la localisation du cisaillement en bandes, ou bien le fait que les chaînes de forces sont en moyenne orientées le long de la direction maximale de compression — c'est à dire  $45^\circ$  pour un cisaillement [82]. Toutefois, ces écoulement ne correspondent pas vraiment à des situations plus "courantes" comme les avalanches, où c'est plutôt la contrainte extérieure qui est imposée. Ainsi Campbell en 2005 [83] propose des simulations où la contrainte extérieure est imposée et remarque alors un mouvement dynamique des chaînes de forces.

Rassemblant tout ceci, Mills et al. proposent en 1999-2000 [84] [85] un modèle d'écoulement granulaire en avalanche basé sur l'interaction entre le réseau des forces importantes (i.e. les chaînes de forces) et le réseau de forces faibles, considéré comme un fluide visqueux [86]. Dans ce modèle on suppose que les chaînes tournent pendant l'écoulement, entraînées par le gradient de vitesse dans les grains en interaction faible. Cette idée de chaînes de forces tournant avec l'écoulement de cisaillement est importante pour nous : en effet, le modèle de Thomson (et son extension sur plan incliné, développée au chapitre 2) suppose la synchronisation de tous les grains, ce qui n'est pas du tout réaliste étant donné la rugosité des grains et la dispersion en taille, aussi minime soit-elle. Par contre, on voit bien qu'une chaîne de force tournant dans l'écoulement va entraîner une augmentation de la hauteur — ou une diminution de la densité, au moins localement. Cet effet a été remarqué dans des simulations numériques [87] (sans forcément être interprété comme une rotation de chaînes de forces). Il nous vient donc à l'esprit que plutôt que chercher à synchroniser tous les grains entre eux, il est sûrement plus réaliste (et plus simple !) de chercher à synchroniser les chaînes de forces entre elles. Pour cela il nous faut un élément de l'écoulement qui a une action non locale et qui est au contact direct avec ces chaînes de forces, puisque les interactions sont principalement des interactions de contact. Comme meilleur candidat, nous avons la partie en bloc de l'écoulement, au-dessus de la zone de cisaillement. Bagnold avait déjà pressenti l'importance de la partie en bloc de l'écoulement ("plug flow" dans "physics of Blown sand" [33]) : pour lui, il n'y a pas d'avalanches chantantes sans la présence du bouchon à la surface de l'écoulement. Dans la suite, nous allons considérer un cadre théorique très proche de celui de Mills et al., en ajoutant par-dessus un bloc solide capable d'être soulevé par les chaînes de forces. Nous n'étudierons pas vraiment les forces impliquées (forces qui nécessitent d'avoir

une bonne connaissance de la viscosité granulaire liée au réseau de forces faibles [88], difficile à appréhender lorsque l'on n'a pas accès au profil de vitesse).

## 7.4 Modèle du Bouchon solide

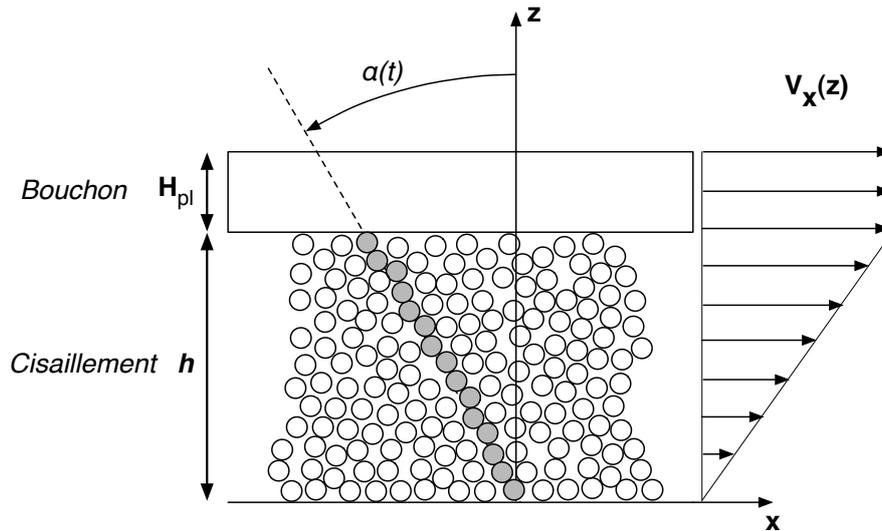


FIG. 7.8: Modèle des chaînes de forces en écoulement : ce modèle considère une assemblée de grains en écoulement de cisaillement, et regarde comment les chaînes de forces existant dans l'écoulement peuvent interagir avec la partie en translation uniforme (bouchon) pour provoquer un mouvement périodique.

Le cadre de ce modèle est donc un écoulement de cisaillement dans un milieu granulaire, surmonté d'un écoulement en bloc appelé "bouchon". La vitesse  $V_x(z)$  est horizontale et varie linéairement sur une hauteur  $h$ , on appelle  $\dot{\gamma}$  le taux de cisaillement et on note  $H_{pl}$  l'épaisseur du bouchon. On choisit l'origine en hauteur à la frontière entre la partie solide et la partie en écoulement du milieu granulaire. Au sein de cet écoulement, on suppose donc que le réseau des contacts se divise en deux réseaux, un réseau transportant de faibles forces, et un réseau transportant des forces importantes organisé selon des chaînes [76, 84]. Ces chaînes ont un temps d'existence court, de l'ordre de  $\dot{\gamma}^{-1}$ . Étudions en détail le mouvement de l'une de ces chaînes, et notons  $\alpha$  l'angle qu'elle forme au cours du temps avec l'axe  $z$ . En supposant que durant son existence, une telle chaîne se comporte comme un bâtonnet solide immergé dans un fluide visqueux [89] (i.e. les grains qui composent le réseau de faibles forces), elle subit en chacun de ses points une force de traînée qui dépend de la différence de vitesse entre le bâton et le fluide

en ce point [84]. Par ailleurs, on suppose que la base de la chaîne est “ancrée” dans la partie solide en-dessous selon une liaison pivot, et toutes les forces non orthogonales à la chaîne seront contrebalancées par cet ancrage, tant que ces forces sont centripètes<sup>4</sup>. Etant donné que la taille de la chaîne est fine, on peut supposer qu’elle atteint très rapidement un régime où sa vitesse en tout point vaut la projection de la vitesse du fluide sur l’axe orthogonal à la chaîne, c’est à dire :  $V_\alpha(z) = V_x(z) \cos(\alpha) = \dot{\gamma}z \cos(\alpha)$  soit, en coordonnées cylindriques,  $V_\alpha = \dot{\gamma}r \cos(\alpha)^2$ , ce qui correspond à un mouvement de rotation de vitesse angulaire :

$$\Omega = \dot{\gamma} \cos(\alpha)^2 \quad (7.4)$$

Le processus à l’origine de la naissance d’une telle chaîne est bien entendu la compression due au cisaillement : par conséquent, il va de soi qu’une telle chaîne ne peut exister indéfiniment, ne serait-ce que parce qu’en position verticale aucune composante de la vitesse du fluide selon l’axe de la chaîne ne peut exercer de poussée pour rapprocher chacun de ses éléments. Donc la chaîne est destinée à mourir au bout de sa rotation, lorsqu’elle atteint un angle critique  $\alpha_c$  et on pressent que cette fin arrivera au plus tard lorsque la chaîne aura atteint la verticale (soit  $\alpha_c < 0$ , orientant le sens de rotation positif selon l’axe Oy). Mais avant que la chaîne ne disparaisse, sa rotation doit soulever le bouchon, ce qui entraîne une dilatation du milieu. La partie en bouchon de l’écoulement est due à une solidification partielle du milieu granulaire près de la surface[90], là où les contraintes de cisaillement sont faibles et ne parviennent pas à vaincre les forces de frottement solide ou bien les forces d’adhésion [91]. Il en résulte que cette partie-là est d’une densité plus élevée que la partie en cisaillement [92], et donc les modules élastiques et de cisaillement (à priori fortement dépendants de la compaction du milieu granulaire) seront plus important que dans la partie cisailée : en première approximation, on supposera que le bouchon est en fait un patin solide dont la vitesse horizontale vaut la vitesse de surface du cisaillement :  $V_{bouchon} = V_s$ . Deux scénarii sont alors possible :

- Le bouchon est soulevé jusqu’à ce que la chaîne se brise. Comme le temps sur lequel la chaîne se dissout dans l’écoulement est très rapide<sup>5</sup> devant le temps caractéristique de

---

4. Cette hypothèse n’est en fait pas vraiment nécessaire, mais assez intuitive pour comprendre pourquoi les forces colinéaires à la chaîne sont éliminées

5. c’est à dire de l’ordre de la propagation d’une onde sonore dans l’épaisseur de cisaillement, soit  $\tau = h/c_s \simeq 5.10^{-3}/50 \simeq 5.10^{-4} s \ll 10^{-2} s$

cisaillement, la chaîne se brise quasiment instantanément du point de vue du mouvement du bouchon, et celui-ci continue sur sa lancée en chute libre avec comme condition initiale la vitesse qu'il avait au moment de la rupture de la chaîne.

- Le bouchon est soulevé tellement vite qu'il décolle avant que la chaîne ait eu le temps de se briser, comme une bille sur un plateau vibrant lorsque l'accélération est supérieure à  $g$ .

Nous allons maintenant examiner en détail les deux scénarii possibles.

**Décollage après rupture de la chaîne** Comme nous l'avons dit, après un angle critique  $\alpha_c$ , la chaîne de force n'existe plus, et cela arrive lorsque la poussée du fluide granulaire environnant s'exerce selon une direction trop proche de la normale à la chaîne. Plus précisément, si chacun des grains de la chaîne frotte sur ses voisins avec un coefficient de frottement solide local  $\mu_s$ , on peut raisonnablement supposer que la chaîne se brise lorsque le critère de coulomb n'est plus respecté. Si l'on suppose que la force  $F_v$  exercée par le fluide sur la chaîne est colinéaire à la vitesse locale  $V_x(z)$  du fluide, alors en chaque point de la chaîne les forces tangentielles et normales s'écrivent :

$$N(r) = F_v(r) \sin(\alpha) \quad (7.5) \quad T(r) = F_v(r) \cos(\alpha) \quad , \quad (7.6)$$

et donc selon le critère de Coulomb, le frottement devient glissant lorsque  $|T| = \mu_s|N|$ , c'est à dire lorsque l'angle  $\alpha$  atteint une valeur critique  $\alpha_c$  telle que  $\mu_s = \cot(\alpha_c)$ , soit

$$\alpha_c = \arctan(\mu_s) - \frac{\pi}{2} \quad (7.7)$$

**Décollage par gravité** Cette fois le raisonnement est différent : on suppose que la chaîne va entraîner le bouchon au-dessus d'elle, et lorsque son accélération sera assez importante, la réaction de la chaîne sur le bouchon va s'annuler, ce qui entraîne le décollage du bouchon. Si l'on écrit le principe fondamental de la dynamique appliqué au bouchon, cela donne :

$$M_{pl}\vec{a} = M_{pl}\vec{g} + \vec{R} \quad ,$$

où  $M_{pl}$  est la masse du bouchon au-dessus (nous discuterons plus loin de ce paramètre),  $\vec{g}$  l'accélération de la pesanteur,  $\vec{R}$  la réaction de la chaîne sur le bouchon, et  $\vec{a}$  l'accélération de la chaîne au bout. Cette accélération peut s'exprimer dans le repère cylindrique associé à la chaîne (on note  $r_c$  la taille de la chaîne) :

$$\vec{a} = r_c \ddot{\alpha} \vec{e}_\alpha - r_c \dot{\alpha}^2 \vec{e}_\alpha \quad .$$

Étant donné la vitesse de rotation de la chaîne donnée dans l'équation 7.4,

$$\ddot{\alpha} = 2\dot{\gamma}^2 \cos(\alpha)^3 \sin(\alpha) \quad .$$

La réaction verticale s'écrit alors :

$$N = \vec{R} \cdot \vec{e}_z = M_{pl}g + M_{pl}r_c \ddot{\alpha} \sin \alpha - M_{pl}r_c \dot{\alpha}^2 \cos(\alpha) \quad .$$

Si l'on remarque que la hauteur locale de l'écoulement vaut  $h = r_c \cos(\alpha)$ , on a :

$$\frac{N}{M_{pl}} = g + h\dot{\gamma}^2 [2 \cos \alpha^2 \sin(\alpha)^2 - \cos(\alpha)^4] \quad .$$

Par conséquent, la réaction s'annule lorsque  $\alpha$  atteint la valeur critique  $\alpha_c$ , qui vérifie :

$$3 \cos(\alpha_c)^4 - 2 \cos(\alpha_c)^2 - A = 0 \quad , \text{ avec : } A = \frac{gh}{V_s^2} \quad (7.8)$$

On peut facilement se convaincre que cette équation n'a pas de solution si  $A > 1$ , ce qui est logique puisque le paramètre  $A$  représente la compétition entre la gravité et l'accélération verticale imposée au bouchon par la rotation de la chaîne : si  $A > 1$ , la gravité est plus forte et il n'y a pas de décollage. Pour résoudre cette équation, il faut trouver les racines du polynôme  $P(X) = 3X^4 - 2X^2 - A$ . Lorsque  $A = 1$ , le polynôme  $P$  admet  $X = 1$  comme racine. Supposons alors qu'on est proche de cette limite, c'est à dire que  $1 - A \ll 1$ , on peut alors chercher une racine proche de 1 au premier ordre, c'est à dire factoriser ce polynôme par  $1 - \epsilon$ , avec  $\epsilon \ll 1$ . Après un calcul de coefficients (que nous ne détaillerons pas) on obtient  $8\epsilon = 1 - A$ , ce qui nous

donne pour  $\alpha_c$  :

$$\cos(\alpha_c) = 1 - \frac{1 - A}{8}$$

En développant le cosinus, cela donne finalement l'expression simplifiée pour  $\alpha_c$  au premier ordre :

$$\alpha_c = \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{gh}{V_s^2}} \quad (7.9)$$

-----

Ainsi nous avons exprimé deux conditions de décollements différentes. Lors de l'apparition (aléatoire) d'une chaîne de force dans l'écoulement, le patin est soulevé jusqu'à l'instant du décollement, instant où il a acquis une vitesse :  $V_c = \Omega r_c \sin(\alpha_c) = \dot{\gamma} h \cos(\alpha_c) \sin(\alpha_c)$ . Pour l'instant, nous considérerons le cas où le patin décolle parce que la chaîne se brise, ce qui est susceptible d'arriver le plus souvent lorsque les écoulements ne sont pas trop importants. Dans ce cas, la vitesse s'écrit :

$$V_c = h \dot{\gamma} \frac{\mu_s}{1 + \mu_s^2} \quad (7.10)$$

Le patin décolle avec cette vitesse critique, et retombe après un vol parabolique. Au contact avec l'écoulement, le patin a de nouveau une vitesse  $V_c$ , et le vol a duré un temps :

$$\tau = \frac{2V_c}{g} \quad (7.11)$$

Remarquons alors qu'ici  $g$  est l'accélération de la gravité projetée sur l'axe  $z$ , et que tout ce que nous avons dit précédemment peut aussi s'appliquer dans les cas où l'écoulement est sur plan incliné. En retombant, le patin comprime le milieu granulaire en écoulement avec une énergie équivalente à son énergie cinétique avant le choc, et un nouveau réseau transitoire de chaînes de forces est créé. Si cette énergie de compression est faible, elle est dissipée notamment par frottement entre les grains lors de la compaction, et le réseau de forces créé se dissout dans l'écoulement sans atteindre le fond. Si cette énergie est suffisamment élevée, les frottements entre les grains résultant de cette compression ne suffisent pas à la dissiper totalement, et les chaînes de forces nouvellement créées se propagent jusqu'au tas solide où elles trouvent un nouveau

point d'ancrage pour tourner autour, comme décrit précédemment<sup>6</sup>. Dans le premier cas, le phénomène reste intermittent et aléatoire : il faut attendre qu'une chaîne suffisamment longue apparaisse pour faire décoller le patin ; dans le deuxième cas, le temps entre deux décollages du patin devient à peu près constant ! Ce temps  $T_m$  vaut la somme de trois temps caractéristiques :

1.  $\tau_{rot}$  le temps de rotation de la chaîne
2.  $\tau_{vol}$  le temps de vol du bouchon
3.  $\tau_{choc}$  le temps de création des nouvelles chaînes

En première approximation, comme l'écoulement n'est pas dans un régime collisionnel, le temps de création des nouvelles chaînes peut être négligé devant le temps de rotation. On a alors :

$$T_m = \tau_{rot} + \tau_{vol} \quad .$$

$\tau_{vol}$  se calcule comme pour une chute libre :

$$\tau_{vol} = \frac{2V_c}{g} = \frac{2h\dot{\gamma}}{g} \cos(\alpha_c) \sin(\alpha_c) \quad .$$

Puis, le temps nécessaire à la rotation se calcule ainsi :

$$\tau_{rot} = - \int_{\alpha_i}^{\alpha_c} \frac{d\alpha}{\Omega} = - \frac{1}{\dot{\gamma}} \int_{\alpha_i}^{\alpha_c} \frac{d\alpha}{\cos^2(\alpha)} = \frac{1}{\dot{\gamma}} [\tan(\alpha_i) - \tan(\alpha_c)] \quad .$$

Cela donne donc l'expression de  $T_m$  :

$$T_m = \frac{1}{\dot{\gamma}} \left( \tan(\alpha_i) - \tan(\alpha_c) + \frac{2V_c^2}{gh} \cos(\alpha_c) \sin(\alpha_c) \right) \quad (7.12)$$

Dans ce cas de figure le mouvement est périodique : successivement le bloc solide crée des chaînes de forces qui le font décoller, le tout formant un mouvement vertical régulier, comme la membrane d'un haut-parleur. Ecrivons alors en détail la condition de périodicité énoncée. On passe, l'espace d'un instant, dans un formalisme discret : chaque couche de grains sera indexée par l'entier  $k$ , et on suppose que  $N$  couches de grains forment la zone en cisaillement ( $h = Nd$ , où  $d$  est le diamètre des grains). Chaque couche va dissiper une énergie  $w_k$  par frottement avec

---

6. Dans ce cas, c'est l'inélasticité des grains qui va entrer en jeu pour dissiper l'excédent d'énergie cinétique.

la couche  $k+1$  du dessous ; cette énergie s'exprime comme le travail d'une force de frottement  $F_k$  qui s'écrit (selon la loi de Coulomb) comme le poids des couches du dessus multiplié par un coefficient de frottement dynamique  $\mu_s$  :  $F_k = \mu_d(M_k + M_{pl})g$ , où  $M_p$  est la masse du patin au-dessus et  $M_k$  la masse des couches supérieures dans le cisaillement (on a indiqué  $k=1$  la couche à l'interface avec le bouchon). Remarquons que comme le frottement solide ne varie normalement pas avec la surface de contact, il ne faut pas considérer le nombre de contact moyen entre les grains. Si l'on appelle  $m_c$  la masse d'une couche de grains, et  $N_p$  le nombre de couches dans le patin,

$$F_k = \mu_d m_c g (k + N_p) \quad .$$

En réalité il faut considérer aussi l'angle de contact, qui varie au cours du processus, mais par simplicité nous évacueront ce calcul dans l'expression de la distance sur laquelle travaille cette force de frottement : on peut exprimer une distance équivalente  $\delta_k$  sur laquelle travaille le frottement de la couche  $k$  sur la couche  $k+1$ , dans laquelle est comprise la distance "réelle" et le calcul sur l'angle de contact. En première approximation, cette distance ne dépend pas de la couche, et correspond à la compression globale du milieu comme suit :

$$N\delta_k \simeq N\delta \simeq \Delta H \quad ,$$

soit

$$\frac{\Delta H}{H} \simeq \frac{N\delta}{Nd} \simeq \frac{\delta}{d} \quad ,$$

d'où :

$$\delta \simeq \frac{\Delta\phi}{\phi} d \quad , \tag{7.13}$$

avec  $\phi$  la compacité du milieu.

L'énergie dissipée par la couche  $k$  s'écrit alors :

$$w_k = (k + N_p) \mu_d m_c g \frac{\Delta\phi}{\phi} d \quad .$$

L'énergie totale dissipée s'écrit donc :

$$W_{diss} = \sum_1^N (k + N_p) \mu_d m_c g \frac{\Delta\phi}{\phi} d \quad ,$$

soit :

$$W_{diss} = \left( \frac{N(N+1)}{2} + N \cdot N_p \right) \mu_d m_c g \frac{\Delta\phi}{\phi} d$$

En remplaçant le nombre de couches par les hauteurs de la bande cisailée et du patin, et en considérant  $d \ll h$ , cela donne :

$$W_{diss} = \left( \frac{h^2}{2} + h \cdot H_{pl} \right) \mu_d \frac{m_c g}{d} \frac{\Delta\phi}{\phi} \quad (7.14)$$

Enfin, la condition de périodicité du mouvement s'écrit :

$$E_c \geq W_{diss} \quad ,$$

soit en considérant le cas où le patin décolle après rupture de chaîne :

$$\frac{1}{2} M_p h^2 \dot{\gamma}^2 \frac{\mu_s^2}{(1 + \mu_s^2)^2} \geq \left( \frac{h^2}{2} + h \cdot H_{pl} \right) \mu_d \frac{m_c g}{d} \frac{\Delta\phi}{\phi} \quad ,$$

ce qui donne, en remplaçant  $\dot{\gamma}h$  par  $V$ , la vitesse de surface, et en remplaçant  $M_p d$  par  $H_{pl} m_c$  :

$$V_s^2 \frac{\mu_s^2}{(1 + \mu_s^2)^2} \geq 2 \mu_d g h \left( 1 + \frac{h}{2H_{pl}} \right) \frac{\Delta\phi}{\phi} \quad , \quad (7.15)$$

Pour avoir des chances de vérifier cette condition, un milieu granulaire doit vérifier plusieurs critères :

1. Pour permettre un écoulement bouchon, il doit avoir une adhésion importante, et cette adhésion intervient de manière "cachée" dans l'équation de seuil par le terme en  $\frac{h}{2H_{pl}}$  : si l'adhésion est trop faible, ce terme diverge, et ne permet pas de satisfaire l'inégalité.
2. Il doit avoir un coefficient de friction statique fort, et dynamique faible : la fonction

$$f(x) = \frac{x^2}{(1 + x^2)^2}$$

est croissante entre 0 et 1, la plage usuelle des coefficients de frottements

3. Il doit avoir une vitesse de surface importante, ce qui traduit en fait l'amplitude du mouvement du patin.
4. La compaction lors de la chute du patin doit être assez faible, ce qui est globalement toujours le cas : en général,  $\Delta\phi/\phi \simeq 0.1$  [92] (voir aussi l'Annexe D).

Reprenons l'expression de la période du mouvement : nous l'avons exprimé en fonction des angles de démarrage et de rupture de la chaîne. L'angle de rupture est connu et s'exprime en fonction du coefficient de frottement solide  $\mu_s$ . L'angle de démarrage est plus délicat : on sait que l'angle d'orientation moyen des chaînes est l'angle de compression maximale, c'est à dire  $45^\circ$  [82], ce qui signifie que pour une chaîne, l'angle de formation est réparti autour de  $45^\circ$ . Motivés par l'angle de formation des chaînes lorsqu'on enfonce un objet dans un milieu granulaire [93], on prendra  $\alpha_i = 60^\circ$ . On a alors :

$$T_m \simeq \frac{1}{\dot{\gamma}} \left( 1,73 - \frac{1}{\mu_s} + \frac{2V^2}{gh} \frac{\mu_s}{(1 + \mu_s^2)} \right)$$

cela nous permet d'établir avec certitude un résultat sur la fréquence, que nous avons supposé sans le montrer :

$$f \propto \dot{\gamma} \tag{7.16}$$

## 7.5 Discussion

### Accord qualitatif

Nous avons proposé un nouveau modèle de chant des dunes, à partir d'un nouveau mécanisme impliquant les chaînes de forces au sein de la partie cisailée du matériau granulaire. En fait, tout ceci peut être vu comme une instabilité née de la compétition entre la propension du matériau à se dilater par sa nature granulaire [21, 22] et l'action de la gravité qui a tendance à compacter le milieu, et la synchronisation des mouvements des grains naît alors de la plus grande rigidité de la partie qui coule en bloc, qui provient de la compacité légèrement supérieure de cette région et aussi sûrement de l'adhésion faible entre les grains [92]. Ce modèle explique en fait bien des points qualitatifs que nous avons rencontrés, et qui ne trouvaient pas vraiment leur place dans

les modèles précédent.

Tout d'abord l'expression obtenue pour la fréquence nous permet d'interpréter l'évolution de la fréquence au cours du temps pendant les avalanches. Dans les avalanches effectuées en laboratoire, la fréquence du signal part d'une haute valeur, diminue, puis augmente à nouveau. Nous avons interprété la décroissance initiale en fréquence par la diminution du débit après la forte accélération initiale de la marche de sable lâchée au moment où l'on enlève la porte. Cela se traduit aussi par un angle local d'écoulement supérieur à l'angle global du canal, et donc un cisaillement plus important qui diminue lorsque l'angle d'écoulement tend vers l'angle de repos. Toutefois au fur et à mesure que l'amplitude croît, le second terme dans la période des oscillations, correspondant au temps de vol du bouchon, prend de l'importance et du coup la fréquence diminue. Enfin, lorsque le chant meurt, ce même terme diminue et la fréquence ré-augmente. Cela permet aussi d'expliquer la différence de fréquence moyenne entre les enregistrements de terrain et les enregistrement en laboratoire : sur le terrain, les parties à plus haute fréquence du signal (i.e. les états transitoires du début et de la fin) sont aux extrémités d'un signal long d'une minute, et donc influent très peu sur la valeur moyenne, ce qui n'est pas le cas en laboratoire, où les durées des parties transitoires et stationnaires durent des temps équivalents.

Le modèle suppose une certaine rigidité à la partie d'écoulement en bouchon. Comme nous l'avons écrit, ceci n'est concevable que si l'on pense à une légère adhésion entre les grains et à un frottement très fort. On peut alors conjecturer que le vernis qui recouvre les grains est responsable de cette adhésion, probablement par sa nature chimique qui crée des interactions attractives entre les grains. Ces interactions sont encore inconnues, mais sont très probablement des interactions de Van der Waals, et moins probablement des interactions électrostatiques (des liaisons covalentes sont très peu probables ici puisque l'adhésion considérée est faible). Ces deux premières interactions sont particulièrement sensibles à l'humidité ambiante, car les molécules d'eau écrantent ces interactions [94] [95]. Par conséquent il est logique que plus l'air ambiant est humide, moins l'interaction est importante, ce qui a pour conséquence de diminuer les chances de chanter, et au-delà d'une certaine humidité l'adhésion n'est plus assez importante pour permettre le chant. Notons toutefois que pour les mêmes raisons, l'humidité joue aussi sur les coefficients de frottement, ce qui explique aussi le décalage de la courbe de seuil du manège avec l'humidité. Bien entendu, tout ceci doit se passer à des humidités relativement

faibles : on ne parle pas encre de la formation de ponts capillaires entre les grains. Ceux-ci doivent évidemment augmenter considérablement l'adhésion entre les grains, mais d'une part il n'est pas du tout évident que l'écoulement en avalanche soit encore possible puisque l'angle d'avalanche augmente brusquement au-delà d'une humidité critique[96], d'autre part ces ponts capillaires sont très dissipatifs, ce qui modifie très certainement l'écoulement et empêche aussi une dilatation synchronisée du milieu. Le sable mouillé chante donc très mal. Par contre le sable des plages a besoin d'une certaine humidité pour chanter, ce qui le distingue à nouveau du sable des dunes et l'empêche de cadrer avec ce modèle. L'influence de l'humidité se fait sentir aussi dans la formule qui donne la période du cycle : en effet, dans cette formule, le coefficient de friction statique intervient, et s'il diminue avec l'humidité, le coefficient de proportionnalité avec le temps de cisaillement aussi, et donc celui de la fréquence avec le taux de cisaillement augmente ; on a pu voir cet effet là dans les courbes de fréquence obtenues dans l'expérience du manège (fig. 5.16) : la pente était plus importante pour les grains de sables humides.

Nous avons mesuré une taille de cohérence de l'ordre de 20 cm, or il se trouve que cette taille correspond à la taille de cohérence des vitesses horizontales à la surface de l'avalanche, autrement dit la taille sur laquelle on peut considérer que l'écoulement en bouchon forme un patin solide, soit la taille du patin solide [97]. Or ce qui synchronise le mouvement de la surface, c'est justement la rigidité de cette partie en bouchon, et les hauts-parleurs ainsi générés ont donc forcément la taille caractéristique de rigidité de l'écoulement bouchon.

Comment alors expliquer la présence de battements dans les signaux des accéléromètres ? Ces battements ne sont pas inclus dans le modèle que nous avons présenté ; toutefois, sous un des patins rigides qui composent la zone d'écoulement en bouchon, il n'y a pas qu'une chaîne pour pousser le patin. En effet, si la distance moyenne entre les chaînes est estimée par  $\xi \sim \sqrt{dh}$  [84] (d le diamètre des grains, h la hauteur cisailée), sous un patin de 20 cm, pour une épaisseur cisailée de 0,5cm, cela fait environ une centaine de chaîne de forces soulevant le même patin. Or nous avons vu que l'angle de démarrage de ces chaînes varie légèrement, ce qui fait un temps de dilatation qui n'est peut-être pas tout à fait le même à tous les endroits du patin. Pour simplifier, nous pouvons dire que le patin est soumis à une centaines de petites oscillations de fréquence variant autour d'une fréquence de référence, et cela a pour résultat un signal avec des battements aléatoires, très proche du signal effectivement mesuré sur le terrain (fig. 7.9).

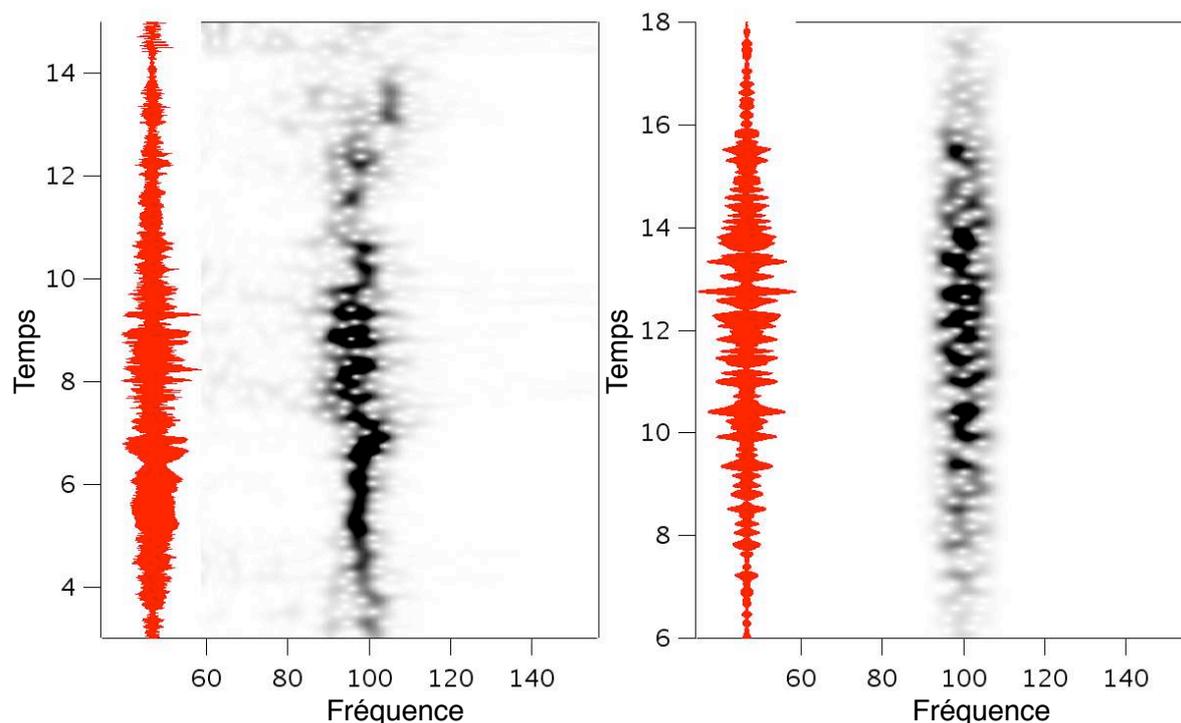


FIG. 7.9: A gauche : Signal de terrain avec battements aléatoires. A droite : signal artificiel, obtenu par la somme de 100 fonctions sinusoïdales de fréquences aléatoires, réparties selon une gaussienne centrée autour de la valeur 100 Hz.

Enfin, ce modèle met en évidence un effet que nous avons vu qualitativement dans les expériences de stick-slip : l'importance du frottement, qui intervient doublement dans le modèle. Tout d'abord il détermine l'importance de la vitesse d'éjection : plus il est important, plus la chaîne tiendra longtemps et plus la chaîne se brisera avec une vitesse verticale importante. (du moins avant de dépasser  $45^\circ$ , ce qui correspond à un coefficient de frottement de 1, très peu courant en pratique), et donc plus le chant sera aisé. Ensuite, nous avons supposé que l'angle de démarrage était fluctuant autour de  $45^\circ$ , par conséquent, plus le coefficient de frottement est élevé, plus le nombre de chaînes susceptible d'apparaître en-dessous de l'angle de rupture et donc de contribuer à l'élévation du patin est important ; autrement dit, si le coefficient de frottement est trop faible, les chaînes qui apparaissent se brisent instantanément et n'ont pas le temps de tourner ni d'élever le patin.

La relation de seuil établie fait apparaître un grand nombre de paramètres, explicitement ou implicitement :

- La vitesse de surface de l'écoulement
- L'épaisseur de la bande de cisaillement (qui est bien sûr reliée à la vitesse de surface lorsque le cisaillement est imposé par la gravité)
- Les coefficients de frottement
- La hauteur de bouchon
- La force de l'adhésion qui apparaît implicitement dans l'existence du bouchon
- La différence de compaction, qui toutefois ne varie pas vraiment quantitativement d'un matériau à l'autre (même si d'autres grandeurs qui dépendent de la compaction varient fortement)

Nous avons donc une condition à réaliser sur tous ces paramètres à la fois, et ceci peut expliquer l'étrange rareté du phénomène : les conditions sont loin d'être impossibles à réunir, et ne sont pas rares en elles-mêmes : il existe très certainement beaucoup de dunes assez grosses pour permettre des avalanches très épaisses, ou qui coulent très vite ; il y a aussi différentes manières de rendre des grains très frottants et/ou adhésifs, et les lacs de sel ne sont probablement qu'une manière parmi d'autres, qui a l'avantage d'être bien visible à la surface de la terre, contrairement à d'autres processus géologiques plus enfouis. Du coup les conditions sont à priori réalisables dans tous les déserts, et pas particulièrement au Maroc ou à Oman. Toutefois la combinaison de tous ces éléments devient nécessairement plus rare, ce qui explique qu'à chaque fois le phénomène concerne une dune, un endroit en particulier au milieu d'autres endroits. Autrement dit, il y a beaucoup trop de raisons pour que le sable ne chante pas, ce qui rend le phénomène rare, mais il n'y a aucune raison pour que cela ne se passe que dans une région particulière sur terre, ce qui explique la répartition relativement homogène des sables chantants dans les déserts.

### **Comparaisons quantitatives**

La formule établissant une condition pour obtenir un mouvement périodique du chant des dunes peut quantitativement être comparée aux seuils mesurés dans les différentes expériences. Revenons alors à l'expérience du manège : on sait qu'il y a contre la pale une hauteur de bouchon au-dessus d'une bande de cisaillement. Contrairement aux avalanches, la répartition entre bouchon et cisaillement n'est pas connue ; cependant, nous avons estimé la taille de la bande de cisaillement à un dixième de la taille totale pour obtenir les fréquences. Si l'on garde

ce rapport-là, le seuil devient :

$$V_s^2 \frac{\mu_s^2}{(1 + \mu_s^2)^2} \geq 2\mu_d g h \left(\frac{19}{18}\right) \frac{\Delta\phi}{\phi}$$

Si l'on considère que la compaction se fait entre les compacités minimum et maximum possibles en compaction aléatoire, on a  $\Delta\phi/\phi \sim 1/10$ . Le seuil devient alors :

$$V_s \geq \frac{(1 + \mu_s^2)}{\mu_s} \sqrt{2\mu_d g * 0.0106 * H_{pl}}$$

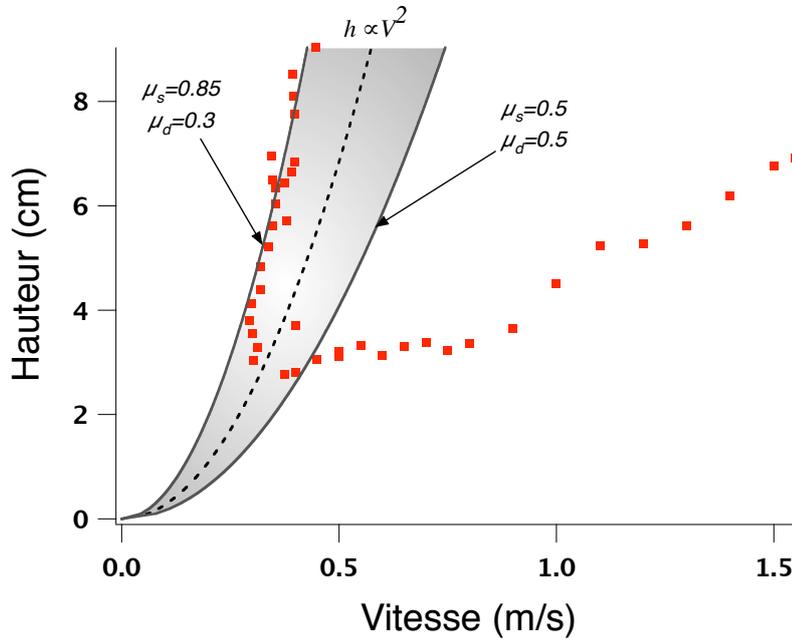


FIG. 7.10: Seuil théorique pour  $\mu_s = 0.675$  et  $\mu_d = 0.4$ ; en gris : l'écart envisageable à cause de l'erreur sur la mesure de  $\mu_s$ . L'ordre de grandeur est le bon, et surtout la forme de la courbe est la bonne.

Si l'on prend pour  $\mu_s = 0,675$  et  $\mu_d = 0,4$ , les valeurs moyennes trouvées grâce à l'expérience de stick-slip, on trouve un seuil en H quadratique qui n'est pas très loin du seuil en vitesse trouvé dans l'expérience du manège, ce que nous voyons figure 7.10. Plus intéressant, si l'on choisit les valeurs extrêmes de ces coefficients de frottements (i.e.  $\mu_s = 0,85$  et  $\mu_d = 0,3$ ), on tombe exactement sur le seuil mesuré dans le manège : il n'est peut-être pas judicieux, dans ce cas précis, de prendre les valeurs moyennes de coefficients de frottements : si l'on imagine que la stabilité des chaînes de forces formées sera déterminée par le coefficient de frottement solide,

alors celles composées des grains les plus frottants seront les plus stables, et donc le coefficient le plus fort sera en fait le facteur limitant le seuil. Bien sûr, les incertitudes de mesure de coefficient de frottement ne permettent pas un seuil très précis, mais sans aucun paramètre d'ajustement, l'ordre de grandeur est le bon, tout comme la tendance de la courbe de seuil (ce qui n'est pas le cas par exemple avec le modèle de guide d'onde). Pour les autres branches du seuil dans le manège, nous atteignons hélas la limite où il nous faudrait connaître plus en détail l'écoulement. Peut-être que dans un premier temps, la formule donnant le seuil pourrait tenir un peu en ayant une mesure plus précise de  $h$  et  $H_{pl}$ . Toutefois, la fin de la courbe fait manifestement intervenir la force centrifuge, absente du modèle, donc nous avons aucun espoir de décrire toute la courbe de seuil avec cette seule formule. Mais c'est assez logique si l'on se rappelle de l'interprétation donnée dans le chapitre sur l'expérience du manège : en-dessous d'une hauteur minimale, un cisaillement sera extrêmement localisé, voire absent, et il est logique dans ces conditions qu'il n'y ait pas de chant.

Pour les expériences d'avalanches, la confrontation est plus précise, car nous connaissons exactement pour chaque avalanche la hauteur cisailée et la hauteur de bouchon. La relation obtenue pour le seuil peut alors s'écrire :

$$\frac{V_s^2}{h(1 + \frac{h}{H_{pl}})} \geq 2\mu_d g \frac{(1 + \mu_s^2)^2}{\mu_s^2} \frac{\Delta\phi}{\phi} \quad ,$$

Soit, en introduisant le paramètre  $\mathcal{C}$  égal au membre de gauche de l'équation :

$$\mathcal{C} \geq 2\mu_d g \frac{(1 + \mu_s^2)^2}{\mu_s^2} \frac{\Delta\phi}{\phi} \quad , \text{ avec : } \mathcal{C} = \frac{V_s^2}{h(1 + \frac{h}{H_{pl}})} \quad .$$

Lorsqu'on trace pour une expérience l'amplitude enregistrée en fonction du paramètre  $\mathcal{C}$ , on voit que l'amplitude suit principalement un même chemin pour le début et la fin du chant, contrairement à si l'on trace l'amplitude en fonction de la vitesse (ou la hauteur cisailée) par exemple. L'amplitude est faible ( 50 dB) avant le début du chant, et rapidement  $\mathcal{C}$  augmente et l'amplitude aussi. Toute la durée du chant, l'amplitude ne varie pas trop, et enfin le chant meurt lorsque  $\mathcal{C}$  re-passe en-dessous de la valeur de seuil. On voit dans  $\mathcal{C}$  un nombre de Froude modifié avec le terme en  $h/H_{pl}$ . Si l'on trace les amplitudes pour toutes les expériences (fig. 7.11),

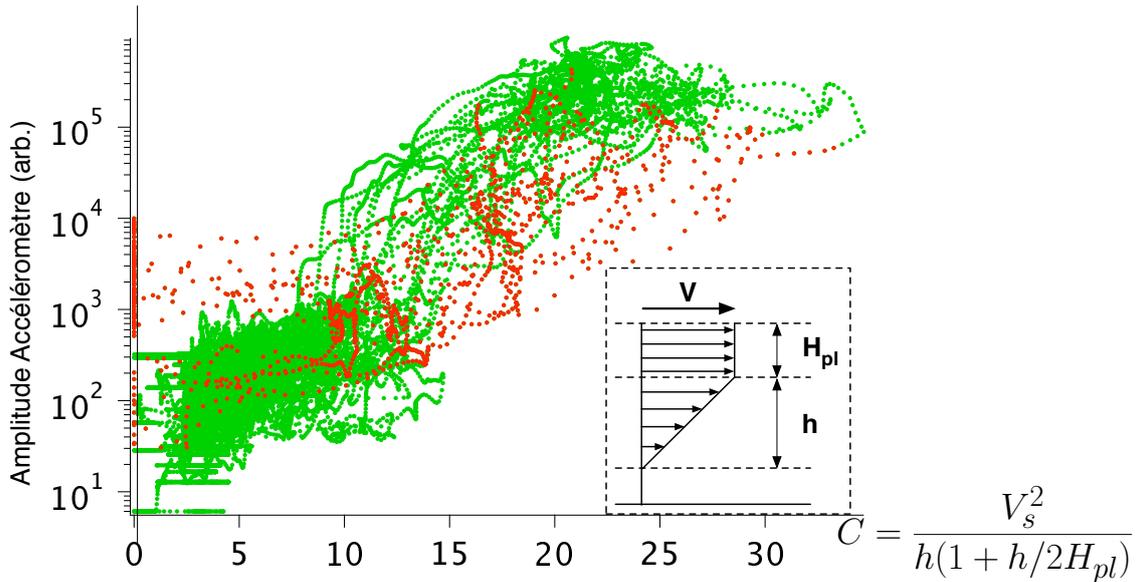


FIG. 7.11: Amplitude (dB) en fonction du paramètre  $\mathcal{C}$  pour le sable d'Al-Ashkharah (Oman), pour plusieurs hauteurs initiales (mêmes données que fig. 7.2). La fin de l'avalanche (points verts) suit grosso-modo le même chemin, puisque le paramètre  $\mathcal{C}$  est proportionnel à  $h^2$ . Par contre, la montée en amplitude au départ des avalanches (points rouges, le "régime transitoire" de la figure 7.2) ne dépend plus du dénivelé, mais au contraire semble suivre le même chemin que la fin, ce qui montre la pertinence de ce paramètre.

à hauteur initiale de marche variable, on voit qu'elles re-collent toutes sur une même courbe maîtresse (au bruit près), que nous obtenons plus précisément en moyennant les amplitudes pour un  $\mathcal{C}$  donné (fig. 7.12). Ce rassemblement des courbes est en soi une indication de la validité du paramètre  $\mathcal{C}$  pour caractériser les conditions du chant. On constate figure 7.12 alors qu'il y a deux ruptures dans la pente de l'amplitude (en dB) en fonction de  $\mathcal{C}$ , nous pouvons ainsi définir deux seuils, un très proche des valeurs obtenues par les valeurs moyennes de frottement, et un autre assez éloigné, mais toujours dans l'intervalle lié aux incertitudes sur le frottement. Au vu de la courbe non moyennée (fig. 7.11), le seuil qui a l'air le plus physique est le deuxième, celui qui ne correspond pas aux valeurs moyennes. Contrairement au manège, celui-là correspond plus aux valeurs minimales de frottement statique et maximale de frottement dynamique, ce qui est assez surprenant. En fait, il faut se rappeler qu'on ne peut pas vraiment contrôler l'humidité pour chaque avalanche, et donc que les coefficients de frottement ne sont peut-être pas les mêmes que ceux mesurés, ce qui fausse bien sûr la comparaison. Toutefois, l'ordre de grandeur reste le bon, et plus important, le fait même que le seul paramètre  $\mathcal{C}$  issu du modèle suffise à définir un

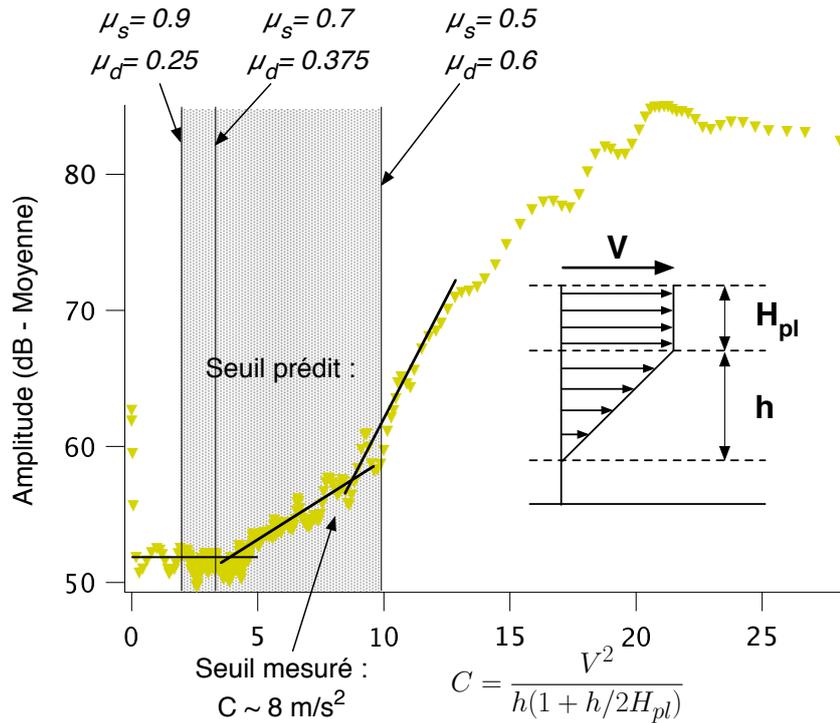


FIG. 7.12: Amplitude (dB) en fonction du paramètre  $C$  pour le sable d'Al-Ashkharah (Oman), moyennée sur toutes les expériences, pour plusieurs hauteurs initiales. Le modèle prédit bien un seuil cohérent avec les expériences, par contre il n'explique pas la montée progressive en amplitude. Notons qu'à priori, ce n'est pas physique de considérer un coefficient de frottement statique inférieur au coefficient dynamique. Toutefois, il s'agit ici d'un grand nombre de grains, et parmi eux certains peuvent avoir un coefficient  $\mu_d$  supérieur au  $\mu_s$  d'autres grains.

seuil est en soi un point important.

On peut maintenant tracer cette courbe pour plusieurs hauteurs de fond différentes, et nous avons la surprise de constater que ces courbes sont très semblables (un seuil bien défini par le seul paramètre  $C$ ), mais décalées en amplitude de  $-10\text{dB}$  pour  $0,5 \text{ cm}$  de fond, et  $-20\text{dB}$  pour un fond rugueux dur : ce qui est surprenant, ce n'est pas tellement que le sable ne chante plus sans un fond meuble (nous l'avons déjà remarqué dans le chapitre précédent), mais c'est plutôt que ce paramètre serve toujours à contrôler l'amplitude, et que le seuil soit toujours (relativement) au même endroit. En fait, même si à l'oreille le sable ne chante plus, il semblerait que derrière le bruit se cache une vibration cohérente, indécélable pour les auditeurs, mais bien détectable à l'accéléromètre, et qui correspond au chant du sable puisque le seuil semble être au même endroit — en tout cas pour la courbe sans fond. Nous avons proposé deux interprétations :

soit la nécessité d'un fond pour le chant, soit la nécessité d'un interface stable. Comme même sans fond, le seuil est le même, le mécanisme ne doit pas être différent, donc le fond solide n'est pas intrinsèque au chant. Il doit donc y avoir un autre effet lié au fond qui tue les vibrations cohérentes — mais n'aide en rien à les créer.

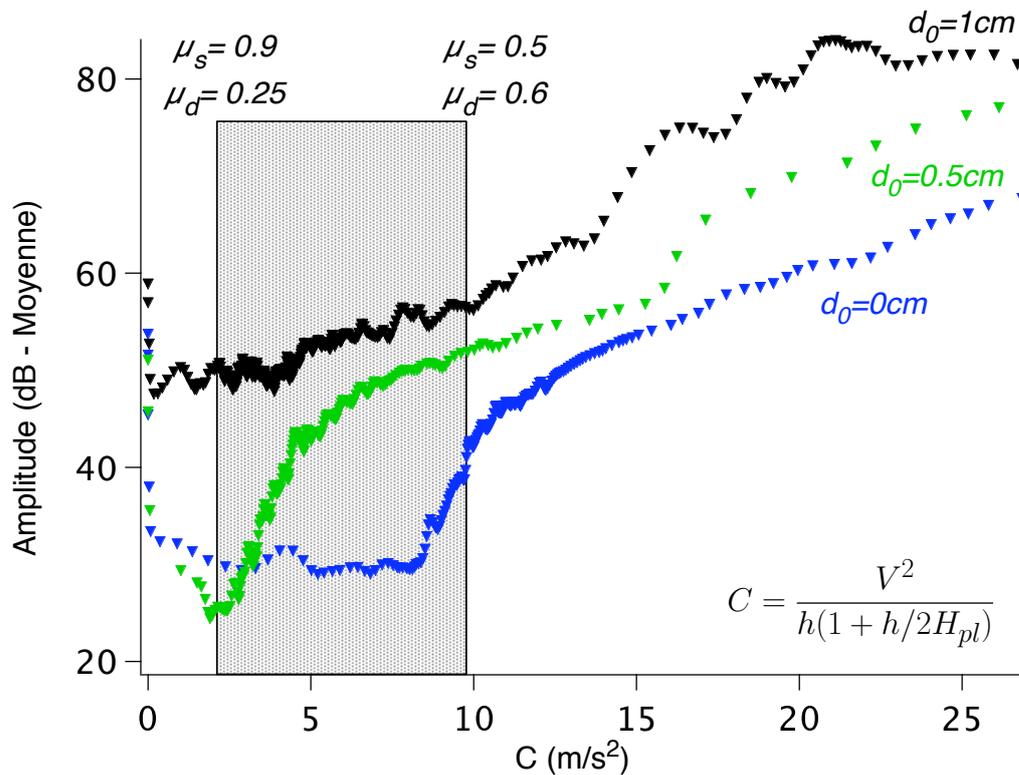


FIG. 7.13: Amplitude en fonction du paramètre  $C$  pour le sable dOman, moyenné sur plusieurs expériences faites avec des hauteurs de lâcher différentes, pour trois fonds différents. Le seuil est bien défini pour le cas à 0 cm de fond et à 1 cm de fond. Il l'est moins dans le cas à 0,5 cm de fond, mais le seuil reste encore dans l'intervalle calculé théoriquement avec les coefficients de frottement. Il semble alors que la présence du fond produise une amplification du son, sans réellement modifier le seuil.

Nous proposons alors cette explication : si l'interface avec le fond n'est pas fixée, c'est à dire si elle croît avec le temps, alors au cours même d'une rotation d'une chaîne de force, les grains à sa base sont happés par la couche solide, ce qui casse probablement prématurément la chaîne, et précipite le décollage à un angle en-dessous de l'angle limite, donc avec une énergie cinétique moins grande, ce qui va gêner le chant. Enfin malgré une valeur de seuil approximative le même genre de courbes est obtenue pour les avalanches avec du sable marocain, ce qui conforte ce modèle, et enlève aussi la dépendance dans la taille des grains.

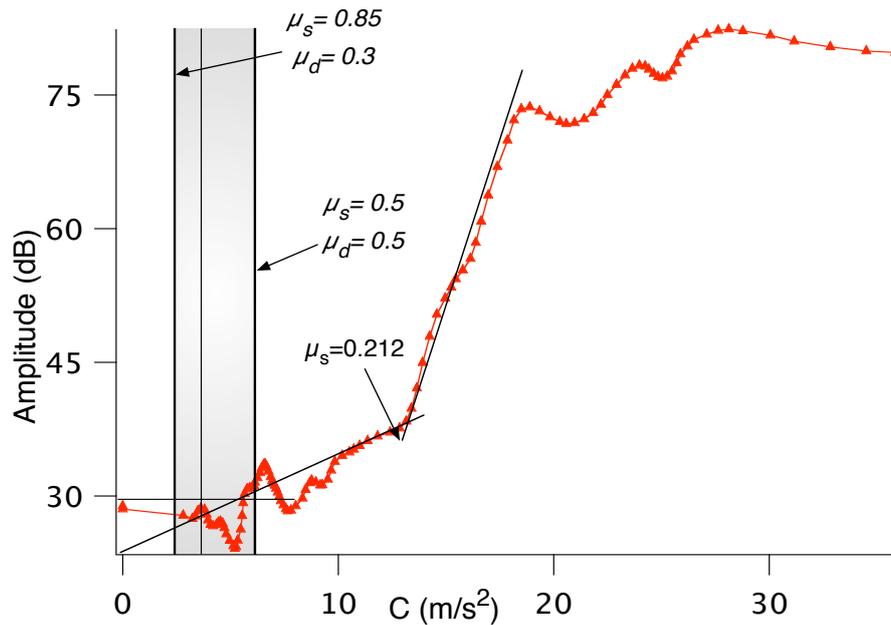


FIG. 7.14: Amplitude en fonction du paramètre  $C$  pour le sable d' $\Omega 1$ , moyenné sur plusieurs expériences faites avec des hauteurs de lâcher différentes. Cette fois le seuil théorique n'est pas très bon (bien que dans le même ordre de grandeur) plus grave, il correspond à un coefficient de friction solide plus petit que dynamique, ce qui n'est à priori pas physique.. Le modèle est sans doute à raffiner afin de prendre compte d'autres effets susceptible d'élever le seuil, comme la rugosité des grains par exemple. Les amplitudes sont obtenues par auto-corrélation du signal sonore, ce qui explique que les faibles amplitudes sont en-dessous de 30 dB (alors que le bruit ambiant est autour de 45 dB)

## 7.6 Limites et améliorations du modèle

Ce modèle a beaucoup d'avantages, mais il présente tout de même encore quelques difficultés que nous allons discuter.

Tout d'abord, la comparaison aux seuils pour le manège et les avalanches, bien qu'efficace, présente un défaut : le seuil dans le manège correspond à la valeur minimale de  $C_{seuil}$  (i.e. pour un fort frottement statique et faible frottement dynamique) alors que le seuil dans les avalanches correspond aux valeurs maximales de  $C_{seuil}$  (faible frottement statique, fort frottement dynamique). On peut peut-être expliquer cela si l'on prend en compte que l'humidité n'est pas la même dans les deux cas de figures ( $\sim 20\%$  pour le manège,  $30 - 50\%$  pour les avalanches), mais il y a aussi peut-être un autre mécanisme encore inconnu qui favorise le chant dans certains écoulements de cisaillement et pas dans d'autres.

Un autre problème dans ce modèle vient aussi de l'utilisation naïve de coefficients de frotte-

ments statiques et dynamiques à l'échelle des grains, sans influence de la pression ou du cisaillement. En fait, un grand absent de ce modèle est la loi de rhéologie "GDRmidi"  $\mu(I)$  [98, 64]. Cette loi phénoménologique locale décrit avec succès la plupart des écoulements granulaires, et ce dans beaucoup de situations expérimentales différentes. Toutefois, plusieurs raisons nous ont poussé à ne pas l'utiliser pour notre modélisation et notre compréhension des avalanches. Tout d'abord, il faut pour la déterminer avoir accès au profil de vitesses dans l'avalanche, ce qui n'est pas chose facile — nous avons tenté, sans trop de succès, la méthode de la plaque de suie, qui de toutes façons donne des résultats compliqués pour des écoulements hautement instationnaires. Sans cette courbe  $\mu(I)$ , il devient évidemment difficile d'en parler. Mais au delà de ces raisons contingentes, plusieurs raisons plus profondes nous ont poussé à ne pas nous tourner spontanément vers cette rhéologie. Tout d'abord, une des limites connues de cette rhéologie est son caractère local, en contradiction avec certains effets à longue portée présents dans les milieux granulaires (parmi lesquels les chaînes de forces), et intuitivement, une vibration cohérente du milieu granulaire c'est à dire un mouvement collectif des grains correspond à de très fortes corrélations de mouvement sur de très grandes distances. Ensuite, cette rhéologie est très puissante pour des phénomènes stationnaires, mais ne fonctionne plus qu'au premier ordre en ce qui concerne les phénomènes transitoires ([98]), comme les avalanches de type rupture d'écluse. Un autre aspect de cette loi à ne pas oublier est qu'elle est obtenue en moyennant la contrainte et la pression sur un temps grand devant le temps de cisaillement, or un tel moyennage est intuitivement néfaste pour comprendre un phénomène qui justement a pour temps caractéristique le temps de cisaillement. Il n'empêche qu'il serait très intéressant de faire le lien entre le modèle du bloc solide et une rhéologie de type  $\mu(I)$  obtenue pour ces sables : peut-être que considérer un frottement entre les grains qui ne serait plus indépendant du cisaillement et de la pression améliorerait les valeurs de seuil. D'un autre côté, la croissance de  $\mu$  avec le paramètre  $I$  reflète l'importance croissante de la dissipation en énergie due aux collisions, ce qui ne correspond pas forcément à une stabilité accrue des chaînes de force pendant leur rotation, bien au contraire.

Nous n'avons pas non plus pris en compte la rugosité des grains, qui devrait intervenir doublement dans le mécanisme : d'une part, la rugosité améliore la stabilité des chaînes de forces dans le milieu granulaire, d'autre part elle augmente les fluctuations dans les grains cisailés, ce qui devrait tendre à diminuer cette stabilité. Ces deux effets sont donc opposés, et on peut

espérer qu'ils se compensent.

Ensuite, une des hypothèses les moins réalistes de ce modèle concerne la rigidité de la partie uniforme de l'écoulement (écoulement en bloc) : en effet il semble peu probable qu'une couche de matériau granulaire puisse être soulevée et retomber sur ses voisins en gardant sa rigidité. Pour pallier cela, il serait plus réaliste de développer un modèle continu, avec une fraction volumique de grains continue, et le décollage deviendrait en fait une onde de densité qui se traduit alors en variation de la hauteur de l'interface ; un tel modèle aurait l'avantage de faire intervenir aussi la longueur de corrélation horizontale, et donc directement l'adhésion entre les grains.

Toutefois, le modèle présenté semble suffire pour rendre compte des expériences, ce qui vient en fait de l'importance au phénomène physique décrit, c'est à dire une dilatation de Reynolds synchronisée par la plus grande rigidité des couches supérieures de l'écoulement.

## Chapitre 8

# Conclusion

Nous arrivons maintenant à la conclusion de cette thèse où nous avons voulu caractériser et comprendre le chant des dunes, un phénomène qui a longtemps intrigué les explorateurs des temps passés et les scientifiques des temps modernes. Ces années passées dans l'équipe de S. Douady ont permis d'atteindre un objectif principal de cette thèse : reproduire de manière contrôlée le chant des dunes en laboratoire. En effet, les limitations propres aux études de terrain rendent très difficile les mesures des écoulements à la surface d'une dunes, et les expériences en laboratoire ont permis de confirmer indiscutablement les caractéristiques du chant :

- Le son est émis par la vibration de la surface libre lors d'un écoulement mixte de cisaillement et de mouvement en bloc solide
- La fréquence émise est proportionnelle au taux de cisaillement
- Il y a un seuil en-dessous duquel le sable ne chante pas et ce seuil dépend de la vitesse des grains, de l'épaisseur de cisaillement et de l'humidité ambiante.
- Les grains peuvent perdre définitivement leurs propriétés de chant

Plus précisément, l'expérience à cisaillement variable du manège a permis de caractériser ce seuil en vitesse, en hauteur et en humidité, confirmant ainsi dans les mesures une propriété intuitive du chant des dunes : certains sables chantent mieux que d'autres. Elle a aussi établi que la propriété de chanter ne dépend pas de la taille des grains (excepté via le cisaillement lorsque celui-ci est imposé par la gravité), ce qui était supposé depuis longtemps au vu de la granulométrie variée des sables chantants dans le monde, mais jamais démontré par une expérience rassemblant des données avec des grains de tailles différentes. Ensuite les expériences d'avalanches ont mis en évidence la couche d'écoulement en bloc solide à la surface ainsi que son lien avec le son émis. De plus, l'étude des propriétés locales des grains ainsi que de leur environnement géologique

a permis de mettre en évidence un vernis dont sont recouverts les grains de sable chantant, vernis qui accroît considérablement les propriétés de frottement de ces grains ainsi que leur adhésion. La recherche sur ce vernis nous a permis d'ailleurs d'atteindre un objectif secondaire, mais néanmoins important : créer un sable chantant synthétique.

Cherchant alors à comprendre la synchronisation des grains, nous avons montré que cette synchronisation n'était pas due à une onde sonore se propageant dans le milieu en avalanche, ni à une résonance dans une cavité formée par les interfaces entre les états solides et fluides du matériau granulaire. Fort de ces observations, nous avons proposé un nouveau modèle ne faisant intervenir qu'une synchronisation partielle des grains — beaucoup plus réaliste qu'une synchronisation totale des grains de l'écoulement — traduite par le mouvement de rotation des chaînes de forces au sein du cisaillement. Ces chaînes de forces sont à leur tour synchronisées entre elles par l'inertie de la partie en bloc de l'écoulement, qui assure ainsi une cohérence spatiale parallèlement à l'écoulement, dont le mouvement oscillant est responsable de l'émission de son. C'est là un autre objectif principal qui a été atteint : proposer un nouveau modèle d'auto-synchronisation capable de rendre compte de toutes les observations de terrain ou de laboratoire sur le chant des dunes. Cette vision ouvre alors des perspectives quant aux écoulements granulaires : il serait très intéressant de tester plus profondément ce modèle avec un système expérimental simplifié en deux dimensions, par exemple des disques bi-réfringents avec de très forts coefficients de frottements, pour visualiser les chaînes de forces et leur rotation synchronisée. Une telle expérience serait peut-être difficile à mettre en place, mais permettrait d'étudier par exemple la stabilité de ces chaînes avec la force du cisaillement, l'influence de la sphéricité des grains, ou encore de mesurer précisément la rigidité de la partie en bloc de l'écoulement.

Une autre approche moins coûteuse est possible : les simulations numériques. Un code permet d'obtenir tous les paramètres locaux des grains, et de visualiser proprement les chaînes de forces ainsi que les profils de vitesses. Cela dit, l'adhésion entre les grains, nécessaire pour obtenir un écoulement en bouchon et une grande stabilité des chaînes de forces, n'est pas forcément évidente à implémenter dans un code numérique et requiert un plus grand temps de calcul. De plus, que ce soit pour des simulations numériques ou pour des disques bi-réfringents, la taille du système est une difficulté à surmonter impérativement : en effet, comme le seuil dépend entre autres des épaisseurs cisillées et de bouchon, il faut avoir un système très grand pour observer

---

une vibration de l'interface, ce qui rallonge les temps de calculs pour les simulations ou bien le temps entre deux expériences de disques.

Par ailleurs, nous n'avons pas complètement résolu le problème du couineur des plages. Nous avons montré que le phénomène était différent du chant des dunes, notamment par les fréquences émises et sa dépendance à l'humidité. Est-ce que cela veut dire que cette émission de son n'est pas décrite par le modèle que nous avons présenté? Il est probable que non, en effet, mais on pourrait tout de même imaginer que ce sable, contrairement à celui du désert, possède une bande de cisaillement très localisée, ce qui donnerait naturellement une fréquence très élevée, et que l'humidité de ces grains augmente leur adhésion - par exemple par de micro-ponts capillaires dû à l'eau qui se glisse dans les interstices de ces grains craquelés.

Au delà de la satisfaction de la curiosité, comprendre le chant des dunes a un intérêt plus fondamental dans la recherche sur les milieux granulaires. En effet, les milieux granulaires sont connus pour être des matériaux très dissipatifs, c'est à dire que toute l'énergie qui y est injectée est dissipée, principalement par frottements entre les grains. Or le phénomène du chant des dunes est un cas unique où du sable transforme une partie de l'énergie qu'on lui injecte en énergie acoustique (dans l'air) et sismique (dans la dune) sous la forme d'une onde mono-fréquentielle, et ce au cours d'un phénomène naturel. De là à imaginer pouvoir transformer l'immense énergie déployée dans les avalanches naturelles, il n'y a qu'un pas que certains franchiront aisément. Mais cette énergie transformée ne représente qu'une petite partie de l'énergie dissipée, et il y a très peu de chances qu'il en soit autrement. Cela dit, l'existence même d'un mécanisme permettant cette conversion d'énergie est une nouvelle preuve de la richesse et de la complexité de la physique du sable et des grains.



# Bibliographie

- [1] Marco Polo. *The description of the world*, chapter LVII. G. Routledge, london, a.c. moule and paul pelliot edition, 1938.
- [2] [http://fr.wikipedia.org/wiki/Lop\\_Nor](http://fr.wikipedia.org/wiki/Lop_Nor).
- [3] Lucette Boulnois. Démons et tambours au désert de lop : Variations orient-occident. *Médiévales*, 11(22) :pp. 91–115, 1992.
- [4] XUANZHANG. *Hsiun-Tsang Si-Yu-Ki, Buddhist records of the western world*. Samuel Beal, 1976.
- [5] M.A. Stein. *Ancient Khotan : Detailed report of archaeological explorations in Chinese Turkestan*. Clarendon Press, Oxford, 1907.
- [6] Lord Kurzon of Kedelston. *Tales of Travel*, pages pp 261–339. Hodde and Stoughton, London, 1923.
- [7] C. Darwin. *Narrative of the surveying voyages of His Majesty's Ships Adventure and Beagle between the years 1826 and 1836, describing their examination of the southern shores of South America, and the Beagle's circumnavigation of the globe. Journal and remarks. 1832-1836*. H.Colburn, london, 11th edition, 1839.
- [8] C. Darwin. Voyage of the beagle. <http://darwin-online.org.uk/content/frameset?viewtype=side&itemID=F10.3&pageseq=460>.
- [9] Robert Jameson. *The Edinburgh New Philosophical Journal*. A. and C. Black, 1830.
- [10] <http://www.lps.ens.fr/~douady/SongofDunes/MovieCerroBramador.html>.
- [11] Robert Jameson. The edinburgh new philosophical journal. <http://www.archive.org/stream/edinburghnewphi31unkngoog#page/n90/mode/1up/search/Seetzen,1830>.

- [12] H. Miller. *The cruise of the Betsy*. Kessinger Publishing LLC, 2007.
- [13] H.D. Thoreau. *Thoreau, Journal, 1837-1861*. Éditions Boivin et cie, 1930.
- [14] Guy de Maupassant. *La Peur, in Contes de la bécasse*. Number ISBN : 2-07-040924-4. Folio Classique.
- [15] H.C. Bolton and A.A. Julien. Musical sand, its wide distribution and properties. *Assoc. Advance. Sci.*, 33 :408–413, august 1884.
- [16] H.C. Bolton. Researches on sonorous sand in the peninsular of sinai. *Proc. Amer. Assoc. Adv. Sci.*, 38 :pp. 137–141, 1889.
- [17] H.C. Bolton. Researches on musical sand in the hawaiian islands and in california. *Trans. New York Acad. Sci.*, 10 :28, 1889.
- [18] C. Carus-Wilson. The production of musical notes with non musical sand. *Nature*, 44(1136) :322, august 1891.
- [19] JH Poynting. Musical sands. *Nature*, 77 :248, Nov-APR 1908.
- [20] J.H. Poynting and J.J. Thomson. *Textbook of physics : Sound*. Charles Griffin, london, 1922.
- [21] O. Reynolds. On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact, with experimental illustrations. *Phil. Mag.*, 20(5) :469–481, 1885.
- [22] O. Reynolds. Experiments showing dilatancy, a property of granular material, possibly connected with gravitation. *Proc. Royal Institution of Great Britain*, pages 469–481, 1886.
- [23] A.D. Lewis. Roaring sands of the kalahari desert. *South Afr. Geograph. Soc.*, 33(19), 1936.
- [24] D.W. Humphries. The booming sand of ... *Sedimentology*, 6 :135, 1966.
- [25] R.A. Bagnold. Shearing and Dilatation of Dry Sand and Singing Mechanism . *Proceedings of the Royal Society of London Series A-Mathematical and Physical Sciences*, 295(1442) :219–&, 1966.

- 
- [26] DR Criswell, JF Lindsay, and DL Reasoner. Seismic and Acoustic Emissions of a Booming Dune. *Journal of Geophysical Research*, 80(35) :4963–4974, 1975.
- [27] JF Lindsay, DR Criswell, TL Criswell, and BS Criswell. Sound-Producing Dune and Beach-Sand. *Geological Society of America Bulletin*, 87(3) :463–473, 1976.
- [28] DR Criswell and JF Lindsay. Lunar Landslides and Booming Dunes. *Transactions-American Geophysical Union*, 54(4) :360, 1973.
- [29] PK Haff. Booming Dunes. *American Scientist*, 74(4) :376–381, Jul-Aug 1986.
- [30] P Sholtz, M Bretz, and F Nori. Sound-producing sand avalanches. *Contemporary Physics*, 38(5) :329–342, Sep-Oct 1997.
- [31] P Hersen. On the crescentic shape of barchan dunes. *European Physical Journal B*, 37(4) :507–514, Feb 2004.
- [32] P Hersen, S Douady, and B Andreotti. Relevant length scale of barchan dunes. *Physical Review Letters*, 89(26), Dec 23 2002.
- [33] R.A. Bagnold. *The physics of blown sand and desert dunes*. Chapman and Hall, London, 1941.
- [34] Ron Cooke, Andrew Warren, and Andrew Goudie. *Desert Geomorphology*. UCL press limited, University College London, 1993.
- [35] Pye K. and Tsoar H. *Aeolian Sand ans Sand Dunes*. Unwin Hyman, 1990.
- [36] Pascal Hersen. *Morphogenèse et Dynamique des Barchanes*. PhD thesis, Université Paris Diderot - École Normale Supérieure, 2004.
- [37] B. Andreotti, L. Bonneau, and E. Clement. Comment on “Solving the mystery of booming sand dunes” by Nathalie M. Vriend et al. *Geophysical Research Letters*, 35(8), Apr 23 2008.
- [38] A Daerr and S Douady. Two types of avalanche behaviour in granular media. *Nature*, 399(6733) :241–243, May 20 1999.

- [39] S. Douady, A. Manning, P. Hersen, H. Elbelrhiti, A. Daerr, and B. Kabbachi. Song of the dunes as a self-synchronized instruments. *Phys. rev. let.*, 97(018002), july 2006.
- [40] B. Andreotti. The song of dunes as a wave-particle mode locking. *Phys. rev. let.*, 93(238001), december 2004.
- [41] L. Quartier, B. andreotti, S. Douady, and A. Daerr. Dynamic of a grain on a sandpile model. *Phys. rev. E*, 62(6), june 2000.
- [42] S. Douady, B. Andreotti, A. Daerr, and P. Cladé. From a grain to avalanches : on the physics of granular surface flows. *C.R. Physique*, 3 :177–186, 2002.
- [43] E Lajeunesse, JB Monnier, and GM Homsy. Granular slumping on a horizontal surface. *Physics of fluids*, 17(10), Oct 2005.
- [44] G Lube, HE Huppert, RSJ Sparks, and MA Hallworth. Axisymmetric collapses of granular columns. *Journal of Fluid Dynamics*, 508 :175–199, Jun 10 2004.
- [45] Saloome Siavoshi and Arshad Kudrolli. Failure of a granular step. *Physical Review E*, 71(5) :051302, May 2005.
- [46] ME Mobius, BE Lauderdale, SR Nagel, and HM Jaeger. Brazil-nut effect - Size separation of granular particles. *Nature*, 414(6861) :270, Nov 15 2001.
- [47] N.M. Vriend, M. Hunt, R.W. Clayton, C.E. Brennen, K.S. Brantley, and A.ruiz-angulo. Solving the mystery of booming sand dunes. *Geophys. res. let.*, 34(L16306), june 2007.
- [48] Ashish V. Orpe and D. V. Khakhar. Rheology of surface granular flows. *Journal of Fluid Dynamics*, 571 :1–32, Jan 25 2007.
- [49] D Bonamy and P Mills. Diphasic non-local model for granular surface flows. *Europhysics Letters*, 63(1) :42–48, Jul 2003.
- [50] Marius Schaefer, Louis Bugnion, Martin Kern, and Perry Bartelt. Position dependent velocity profiles in granular avalanches. *Granular Matter*, 12(3, Sp. Iss. SI) :327–336, May 2010. Scientific Conference on From Shear Bands to Rapid Flow, Monte Verita, Switzerland, FEB 22-27, 2009.

- 
- [51] B Andreotti and S Douady. Selection of velocity profile and flow depth in granular flows. *Physical Review E*, 63(3, Part 1), Mar 2001.
- [52] AS Goudie, A Warren, DKC Jones, and RU Cooke. Th character and Possible Origins of the Aeolian Sediments of the Wahiba Sand Sea, Oman. *Geographical Journal*, 153(Part 2) :231–256, Jul 1987.
- [53] Erwan Reffet. *Interaction Surface-Atmosphère en Planétologie comparée - Application à la formation des dunes*. PhD thesis, Université Paris Diderot, 2010.
- [54] RI Dorn and TM Oberlander. Rock Varnish. *Progress in Physical Geography*, 6(3) :317–367, 1982.
- [55] J.J. Qu, Y.P. Wang, W.M. Zhang, F.N. Dai, G.R. Dong, Sun Bo, and S.X. Jiang. Surface texture of quartz grain in booming sand and its acoustic significance. *Chinese science Bulletin*, 43(2105), 1998.
- [56] D. Goldsack, M. Leach, and C. Kilkeny. Natural and artificial 'singing' sands. *Nature*, 29 :386, 1997.
- [57] WB Langbein. The Salinity and Hydrology of Closed Lakes. *Journal of Geophysical Research*, 65(5) :1635, 1960.
- [58] LA Hardie, JP Smoot, and HP Eugester. Saline lakes and their deposits : a sedimentological approach. In *Modern and Ancient Lake Sediments*, volume 2, pages 7–41. International Association of Sedimentologists Special Publications, 1978.
- [59] Y Yechieli and WW Wood. Hydrogeologic processes in saline systems : playas, sabkhas, and saline lakes. *Earth Science Reviews*, 58(3-4) :343–365, Oct 2002.
- [60] PP Pease and VP Tchakerian. Composition and sources of sand in the Wahiba Sand Sea, Sultanate of Oman. *Annals of the Association of American Geographers*, 92(3) :416–434, Sep 2002.
- [61] F Heslot, T Baumberger, B Perrin, B Caroli, and C Caroli. Creep, Stick-Slip, and Dry-Friction Dynamics ) Experiments and a Heuristic Model. *Physical Review E*, 49(6, Part A) :4973–4988, Jun 1994.
-

- [62] T Baumberger, F Heslot, and B Perrin. Crossover from Creep to Inertial Motion in Friction Dynamics. *Nature*, 367(6463) :544–546, Feb 10 1994.
- [63] O Pouliquen. Scaling laws in granular flows down rough inclined planes. *Physics of fluids*, 11(3) :542–548, Mar 1999.
- [64] P Jop, Y Forterre, and O Pouliquen. A constitutive law for dense granular flows. *Nature*, 441(7094) :727–730, Jun 8 2006.
- [65] Simon Dagois-Bohy, Sandrine Ngo, Sylvain Courrech du Pont, and Stephane Douady. Laboratory singing sand avalanches. *Ultrasonics*, 50(2) :127–132, Feb 2010. International Congress on Ultrasonics 2009, Santiago, Chile, Jan 11-17, 2009.
- [66] YM Jiang and M Liu. Granular elasticity without the Coulomb condition. *Physical Review Letters*, 91(14), Oct 3 2003.
- [67] YM Jiang and M Liu. Energetic instability unjams sand and suspension. *Physical Review Letters*, 93(14), Oct 1 2004.
- [68] L. Bonneau, B. Andreotti, and E. Clement. Evidence of Rayleigh-Hertz surface waves and shear stiffness anomaly in granular media. *Physical Review Letters*, 101(11), Sep 12 2008.
- [69] VE Gusev, V Aleshin, and V Tournat. Acoustic waves in an elastic channel near the free surface of granular media. *Physical Review Letters*, 96(21), Jun 2 2006.
- [70] L. Bonneau, B. Andreotti, and E. Clément. Surface elastic waves in granular media under gravity and their relation to booming avalanches. *Phys. rev. E.*, 75(016602), january 2007.
- [71] X. Jacob, V. Aleshin, V. Tournat, P. Leclaire, W. Lauriks, and V. E. Gusev. Acoustic probing of the jamming transition in an unconsolidated granular medium. *Physical Review Letters*, 100(15), Apr 18 2008.
- [72] P Dantu. Statistical Study of Intergranular Forces in a Powdery Medium. *Geotechnique*, 18(1) :50–&, 1968.
- [73] P Dantu. In London Butterworth, editor, *Proceedings of the 4th International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*, volume 1, page 133, 1957.

- [74] A Drescher and J De Jong. Photoelastic Verification of a Mechanical Model for Flow of a Granular Material. *Journal of the Mechanics and Physics of Solid*, 20(5) :337–&, 1972.
- [75] E Clement. Rheology of granular media. *Current Opinion in Colloid & interface Science*, 4(4) :294–299, Aug 1999.
- [76] F Radjai, S Roux, and JJ Moreau. Contact forces in a granular packing. *Chaos*, 9(3) :544–550, Sep 1999.
- [77] F Radjai, M Jean, JJ Moreau, and S Roux. Force distributions in dense two-dimensional granular systems. *Physical Review Letters*, 77(2) :274–277, Jul 8 1996.
- [78] B Miller, C O'Hern, and RP Behringer. Stress fluctuations for continuously sheared granular materials. *Physical Review Letters*, 77(15) :3110–3113, Oct 7 1996.
- [79] D Howell, RP Behringer, and C Veje. Stress fluctuations in a 2D granular Couette experiment : A continuous transition. *Physical Review Letters*, 82(26) :5241–5244, Jun 28 1999.
- [80] JF Geng, D Howell, E Longhi, RP Behringer, G Reydellet, L Vanel, E Clement, and S Luding. Footprints in sand : The response of a granular material to local perturbations. *Physical Review Letters*, 87(3), Jul 16 2001.
- [81] DW Howell, RP Behringer, and CT Veje. Fluctuations in granular media. *Chaos*, 9(3) :559–572, Sep 1999.
- [82] JH Snoeijer, TJH Vlugt, M van Hecke, and W van Saarloos. Force network ensemble : A new approach to static granular matter. *Physical Review Letters*, 92(5), Feb 6 2004.
- [83] CS Campbell. Stress-controlled elastic granular shear flows. *Journal of Fluid Dynamics*, 539 :273–297, Sep 25 2005.
- [84] P Mills, D Loggia, and M Tixier. Model for a stationary dense granular flow along an inclined wall. *Europhysics Letters*, 45(6) :733–738, Mar 15 1999.
- [85] P Mills, M Tixier, and D Loggia. Influence of roughness and dilatancy for dense granular flow along an inclined wall. *European Physical Journal E*, 1(1) :5–8, Jan 2000.

- [86] D Volfson, LS Tsimring, and IS Aranson. Order parameter description of stationary partially fluidized shear granular flows. *Physical Review Letters*, 90(25), Jun 27 2003.
- [87] LE Silbert. Temporally heterogeneous dynamics in granular flows. *Physical Review Letters*, 94(9), Mar 11 2005.
- [88] I.I. Lima Dias Pinto, A. Rosas, and K. Lindenberg. Energy transport in a one-dimensional granular gas. *Physical Review E*, 79(6, Part 1), Jun 2009.
- [89] D Volfson, LS Tsimring, and IS Aranson. Partially fluidized shear granular flows : Continuum theory and molecular dynamics simulations. *Physical Review E*, 68(2, Part 1), Aug 2003.
- [90] Pierre Rognon. *Rhéologie des Matériaux Granulaires Cohésifs. Applications aux Avalanches de Neige Denses*. PhD thesis, École Nationale des Ponts et Chaussées, 2006.
- [91] Pierre G. Rognon, Jean-Noel Roux, Mohamed Naaim, and Francois Chevoir. Dense flows of cohesive granular materials. *Journal of Fluid Dynamics*, 596 :21–47, Feb 10 2008.
- [92] R Brewster, GS Grest, JW Landry, and AJ Levine. Plug flow and the breakdown of Bagnold scaling in cohesive granular flows. *Physical Review E*, 72(6, Part 1), Dec 2005.
- [93] JP Bouchaud, P Claudin, D Levine, and M Otto. Force chain splitting in granular materials : A mechanism for large-scale pseudo-elastic behaviour. *European Physical Journal E*, 4(4) :451–457, APR 2001.
- [94] P Debye and E Huckel. The theory of electrolytes I. The lowering of the freezing point and related occurrences. *Physikalische Zeitschrift*, 24 :185–206, 1923.
- [95] P Debye and E Huckel. The theory of the electrolyte II - The border law for electrical conductivity. *Physikalische Zeitschrift*, 24 :305–325, 1923.
- [96] S Nowak, A Samadani, and A Kudrolli. Maximum angle of stability of a wet granular pile. *Nature Physicst*, 1(1) :50–52, Oct 2005.
- [97] B. Andreotti and L. Bonneau. Booming Dune Instability. *Physical Review Letters*, 103(23), Dec 4 2009.

- [98] Pierre Jop. *Écoulements Granulaires sur Fond Meuble*. PhD thesis, École Polytechnique Universitaire de Marseille, 2004.
- [99] Charles Augustin de Coulomb. *Théorie des machines simples, en ayant égard au frottement de leurs parties et à la roideur des cordages, par C.-A. Coulomb*. Bachelier (Paris), 1821.
- [100] Y Forterre and O Pouliquen. Long-surface-wave instability in dense granular flows. *Journal of Fluid Dynamics*, 486 :21–50, Jul 10 2003.
- [101] Michaël Prochnow. *Écoulements Denses de Grains Secs*. PhD thesis, École Nationale des Ponts et Chaussées, 2002.
- [102] Frédéric DaCruz. *Écoulements de Grains Secs : Frottements et Blocages*. PhD thesis, École Nationale des Ponts et Chaussées, 2001.
- [103] Pierre Mills and Francois Chevoir. Rheology of Granular Materials and Sound Emission near the Jamming Transition. In Nakagawa, M and Luding, S, editor, *POWDERS AND GRAINS 2009*, volume 1145 of *AIP Conference Proceedings*, pages 511–514, 2 HUNTINGTON QUADRANGLE, STE 1NO1, MELVILLE, NY 11747-4501 USA, 2009. Assoc Study Micromech Granular Media ; Univ Twente ; Colorado Sch Mines, AMER INST Physicst. 6th International Conference on the Micromechanics of Granular Media, Golden, CO, JUL 13-17, 2009.
- [104] AJ Patitsas. Singing sands, musical grains and booming sand dunes. *Journal of Physical and Natural Sciences*, 2008.
- [105] AJ Patitsas. Booming and singing acoustic emissions from fluidized granular beds. *Journal of Fluids and Structures*, 17(2) :287–315, Feb 2003.
- [106] P. Mills, P. G. Rognon, and F. Chevoir. Rheology and structure of granular materials near the jamming transition. *Europhysics Letters*, 81(6), Mar 2008.
- [107] Cindi Kilkenny. An experimental study of some physical and acoustical properties of confined singing sand. Master’s thesis, Laurentian University, Ontario, 1999.
- [108] Raphael Fischer, Philippe Gondret, Bernard Perrin, and Marc Rabaud. Dynamics of dry granular avalanches. *Physical Review E*, 78(2, Part 1), Aug 2008.

- [109] HM Jaeger, CH Liu, SR Nagel, and TA Witten. Friction in Granular Flows. *Europhysics Letters*, 11(7) :619–624, Apr 1 1990.
- [110] Yann Bertho. *Dynamique d'écoulements gaz-particules en conduite verticale*. PhD thesis, École Polytechnique, 2003.
- [111] B. Andreotti. A mean-field model for the rheology and the dynamical phase transitions in the flow of granular matter. *Europhysics Letters*, 79(3), 2007.
- [112] Yacine Khidas. *Etude expérimentale du frottement et des rotations dans des milieux granulaires modèles*. PhD thesis, Université Rennes I, 2001.
- [113] Lénéaïc Bonneau. *Propagation d'Ondes Acoustiques Guidées dans les Milieux Granulaires*. PhD thesis, Université Paris Diderot, 2009.
- [114] E Azanza, F Chevoir, and P Moucheron. Experimental study of collisional granular flows down an inclined plane. *Journal of Fluid Dynamics*, 400 :199–227, Dec 10 1999.
- [115] P Jop, Y Forterre, and O Pouliquen. Crucial role of sidewalls in granular surface flows : consequences for the rheology. *Journal of Fluid Dynamics*, 541 :167–192, Oct 25 2005.
- [116] O Pouliquen. On the shape of granular fronts down rough inclined planes. *Physics of fluids*, 11(7) :1956–1958, Jul 1999.