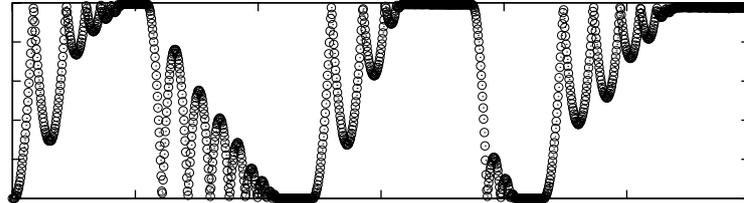




FACULTÉ DES SCIENCES
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
GROUP FOR RESEARCH AND APPLICATIONS IN STATISTICAL PHYSICS

Etude de grains et de matière granulaire sous champs électriques



Dissertation présentée par

Eric MERSCH

en vue de l'obtention du titre de
Docteur en Sciences
Année académique 2012-2013

Remerciements

Ce travail n'aurait pas été possible sans l'aide et le soutien de différentes personnes que je tiens à remercier.

Ma reconnaissance s'adresse en premier à mes promoteurs, Nicolas Vandewalle et Rudy Cloots. Merci de m'avoir offert l'opportunité de réaliser cette thèse. Merci à Nicolas Vandewalle pour son soutien, son esprit de synthèse, la confiance qu'il m'a apportée et le matériel qu'il a mis à ma disposition.

Merci à Geoffroy Lumay, Stéphane Dorbolo, François Ludewig, Frédéric Boschini pour leur collaboration et leur aide.

Merci à Jean-Claude Remy pour la qualité de ses montages et la pertinence de ses remarques.

Merci à Christophe Becco, Tristan Gilet, Denis Terwagne, Eric Opsomer, Hervé Caps, Giles Delon, Sébastien Bontempi, Ariane Bronfort, Nicolas Adami, Charles Dubois, Médéric Mélard, Florian Moreau et Damien Robert pour l'atmosphère dynamique et la bonne humeur qu'ils ont entretenues au sein du groupe.

Merci à Malika Ababou pour ses pâtisseries.

Merci à Chouaib Tahir.

Merci à Albert pour ses visites.

Je remercie également Audrey Lanotte, Bernard Guillot, Michaël Dubois et Roger Moreau pour avoir partagé l'aventure des expositions de physique chimie.

Merci à Antonio Castellanos Mata et Miguel Ángel Sánchez Quintanilla pour leur accueil à Séville.

Merci à ma famille pour son soutien.

Merci à Laurent Dreesen, Geoffroy Lumay, Angel Garcimartín Montero et Patrick Richard pour la lecture de ce texte et leur participation à mon jury de thèse.

Table des matières

I	Introduction	3
1	Contexte	4
2	Etat de l'art	6
2.1	Phénomènes granulaires	6
2.2	Grains sous champ électrique	9
2.2.1	Grains diélectriques	9
2.2.2	Grains conducteurs	10
2.2.3	Résumé	11
2.3	Granulaires sous champ	11
2.3.1	Milieu dilué	11
2.3.2	Milieu dense	15
2.3.3	Résumé	17
2.4	Motivations	18
2.5	Stratégie	19
II	Milieu dilué	21
3	Charge d'une bille conductrice	22
3.1	Préambule	22
3.2	Dispositif expérimental	22
3.3	Résultats	24
3.4	Stabilisation horizontale	26
3.5	Description mathématique	27
3.6	Résumé	31
4	Charge d'une bille semi-isolante	33
4.1	Préambule	33
4.2	Dispositif expérimental	33
4.3	Résultats expérimentaux	34
4.4	Discussion	35
4.5	Résumé	37
5	Plusieurs billes conductrices	38
5.1	Préambule	38
5.2	Système à deux billes	38
5.2.1	Dispositif expérimental	38

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	2
5.2.2 Résultats expérimentaux	39
5.2.3 Description mathématique	39
5.3 Système à trois billes	42
5.3.1 Dispositif expérimental	43
5.3.2 Résultats expérimentaux	43
5.3.3 Description mathématique	44
5.4 Résumé	46
III Milieu dense	47
6 Granulaire dense sous champ	48
6.1 Introduction	48
6.2 Dispositif expérimental	49
6.3 Résultats	50
6.3.1 Effet sur le flux	50
6.3.2 Effet sur la géométrie de l'écoulement	52
6.3.3 Effet sur la dynamique de l'écoulement	53
6.4 Discussion	55
6.4.1 Effets sur l'écoulement	55
6.4.2 Effet sur l'intermittence	58
6.5 Résumé	58
IV Conclusion et perspectives	60
7 Conclusions	61
8 Perspectives	63

Première partie

Introduction

Chapitre 1

Contexte

Un matériau granulaire est un matériau constitué d'objets solides qui subissent des forces de friction, des forces de contact et des collisions dissipatives. Les matériaux granulaires sont omniprésents dans notre quotidien : on peut citer le sable, le sucre, la farine, les poudres pharmaceutiques, etc... Les matériaux granulaires ont des propriétés très singulières. Ils ne sont ni des solides, ni des liquides, ni des gaz, et pourtant, ils peuvent se comporter de façon analogue à ceux-ci. Comme un liquide, un matériau granulaire épouse la forme du récipient dans lequel il est placé. Comme un solide, un tas de sable garde sa forme si on l'incline légèrement. Il fini par s'écouler si l'inclinaison est suffisamment grande. S'il est agité suffisamment fort, un matériau granulaire peut se comporter comme un gaz.

Les matériaux granulaires sont omniprésents dans les industries. Chaque année, des dizaines de milliards de tonnes de matériaux granulaires sont traités à l'échelle mondiale [1]. Ces traitements totalisent 10 % des moyens énergétiques mis en oeuvre mondialement. On rencontre des matériaux granulaire dans le domaine de l'extraction de minerais, de sables et graviers. On les manipule également énormément dans les industries cosmétiques, pharmaceutiques, et dans l'agro-alimentaire.

A une température de 25 °C, l'énergie thermique $k_B T$ est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-21}$ J, ce qui est très petit comparé à $1.3 \cdot 10^{-8}$ J, l'énergie nécessaire à soulever un grain d'un diamètre de 1 mm et de 2500 kg/m^3 d'une hauteur de 1 mm. Un empilement granulaire reste donc bloqué dans un état métastable et sans apport d'énergie, il ne parvient pas à visiter les autres états éventuellement plus stables. Pour lui injecter de l'énergie cinétique, on peut le verser, le secouer, faire tourner le récipient qui le contient, ou y injecter de l'air ou un autre gaz. On peut également le placer dans un condensateur électrique chargé : les grains se chargent au contact d'une électrode et sont repoussés vers l'autre électrode. C'est ce que nous avons fait et que nous décrirons dans la deuxième partie de ce manuscrit.

Lorsque la taille des grains devient inférieure à $100 \mu\text{m}$, ceux-ci subissent des interactions non négligeables. On parle alors de poudres ou de matériaux granulaires cohésifs. La cohésion modifie les propriétés statiques des matériaux granulaires, comme leur densité ou la forme des tas ainsi que leurs propriétés dynamiques : les matériaux granulaires cohésifs et non cohésifs ne s'écoulent pas de la même façon. A l'heure actuelle, tant d'un point de vue industriel que

scientifique, la tendance est de manipuler des particules de plus en plus fines. Le problème de la cohésion est donc d'actualité. On cherche des moyens de contrôler la cohésion au sein d'un matériau granulaire.

C'est aussi dans ce but que nous avons utilisé des champs électriques : un champ électrique permet d'induire des interactions entre des grains qui à la base n'interagissent pas. C'est ce qui est décrit dans la troisième partie de ce manuscrit.

Chapitre 2

Etat de l'art

2.1 Phénomènes granulaires

Les matériaux granulaires ont des propriétés très singulières. Ils sont le siège de phénomènes contrintuitifs tels que la dilatance, la ségrégation et la formation de structures. Je vais illustrer trois de ces phénomènes.

1. Si un matériau granulaire dense est soumis à une contrainte, son volume peut augmenter. C'est le phénomène de dilatance. On peut l'observer en marchant sur du sable humide à la plage : le sable s'assèche là où l'on dépose son pied. On peut comprendre le phénomène à l'aide de la figure 2.1. Un matériau granulaire ordonné possède une forte fraction volumique. Lorsqu'il est soumis à une contrainte de cisaillement, les grains subissent un réarrangement. Ce réarrangement se fait au prix d'apparition de défauts : le volume du matériau augmente.

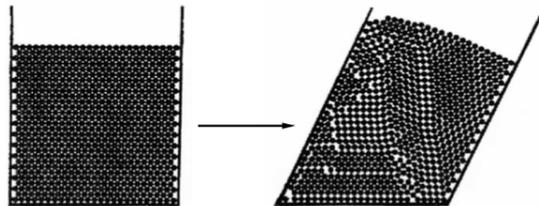


FIGURE 2.1 – Lorsqu'un matériau granulaire dense est soumis à une contrainte, il subit des réarrangements. Le volume du matériau peut augmenter, c'est l'effet de dilatance [2].

2. Les matériaux granulaires composés de deux types de grains présentent des propriétés tout à fait particulières : lorsqu'on injecte de l'énergie cinétique dans le système, les deux types de grains peuvent se séparer : on parle alors de ségrégation [3]. On peut injecter de l'énergie cinétique en secouant le récipient contenant les grains. On peut verser les grains dans un autre récipient. On peut également faire tourner le récipient sur lui-même. C'est le cas de l'expérience dite du tube d'Oyama [4]. Dans cette expérience, deux types de grains sont placés dans un tube dont l'axe de symétrie est placé horizontalement. Les deux types de grains diffèrent par exemple par leur taille et par leur couleur : par exemple

les petits grains sont transparents et les gros sont noirs. On fait tourner le tube autour de son axe de symétrie et les grains entrent en mouvement. Au début, les deux types de grains sont mélangés. Au bout d'un certain temps, on voit apparaître des bandes noires et blanches : il y a ségrégation des deux types de grains. C'est ce qui est illustré sur la figure 2.2.

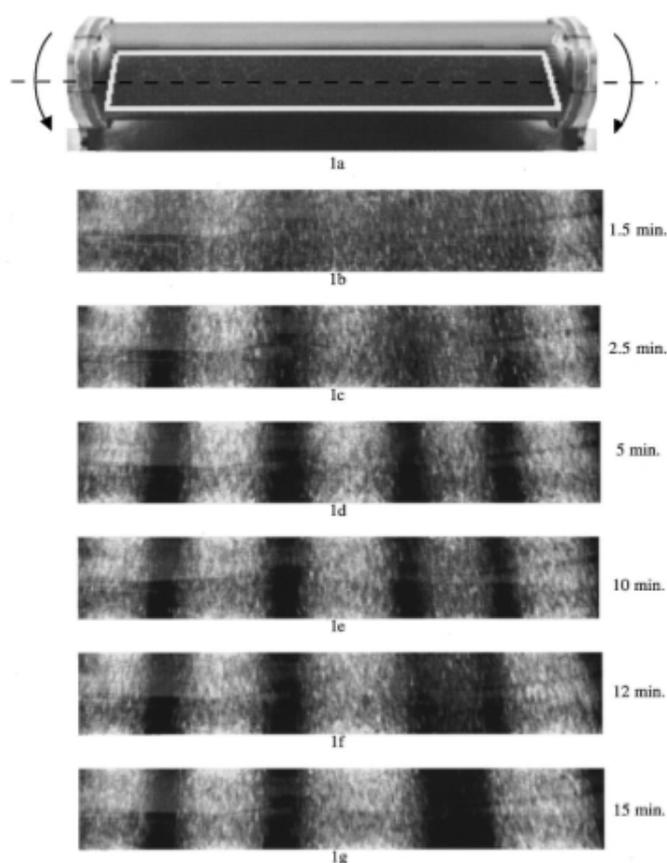


FIGURE 2.2 – Expérience du tube d'Ooyama. Une assemblée de deux types de grains est contenue dans un cylindre allongé tournant autour de son axe. Au départ, le mélange est homogène. Après un certain temps, les deux types de grains se séparent, créant des bandes noires et blanches. On parle de ségrégation [4].

3. Les matériaux granulaires sont loin de l'équilibre thermodynamique et peuvent donner lieu à de l'auto-organisation, telle que la formation de structures lorsque de l'énergie cinétique leur est injectée continûment [5, 6]. Par exemple, Bizon et ses collaborateurs ont vibré verticalement une assemblée des billes et ont observé différentes structures en fonction de l'amplitude de la vibration, de la fréquence et de l'épaisseur de l'empilement de billes [5]. Ils observent également un phénomène de multiplication de période. Ils ont par ailleurs réalisé des simulations numériques. Les différentes structures observées expérimentalement et simulées sont représentées sur la Figure 2.3.

Les matériaux granulaires ne se comportent pas de la même façon selon qu'ils

sont dilués ou denses. Dans le cas dilué, on va observer des collisions entre paires de grains. Les grains interagissent deux à deux. Dans le cas dense, il se forme des réseaux de force mobilisant plusieurs grains à la fois. La deuxième partie de ce manuscrit sera consacrée à des expériences sur des matériaux granulaires dilués. La troisième partie à l'écoulement d'un matériau granulaire dense.

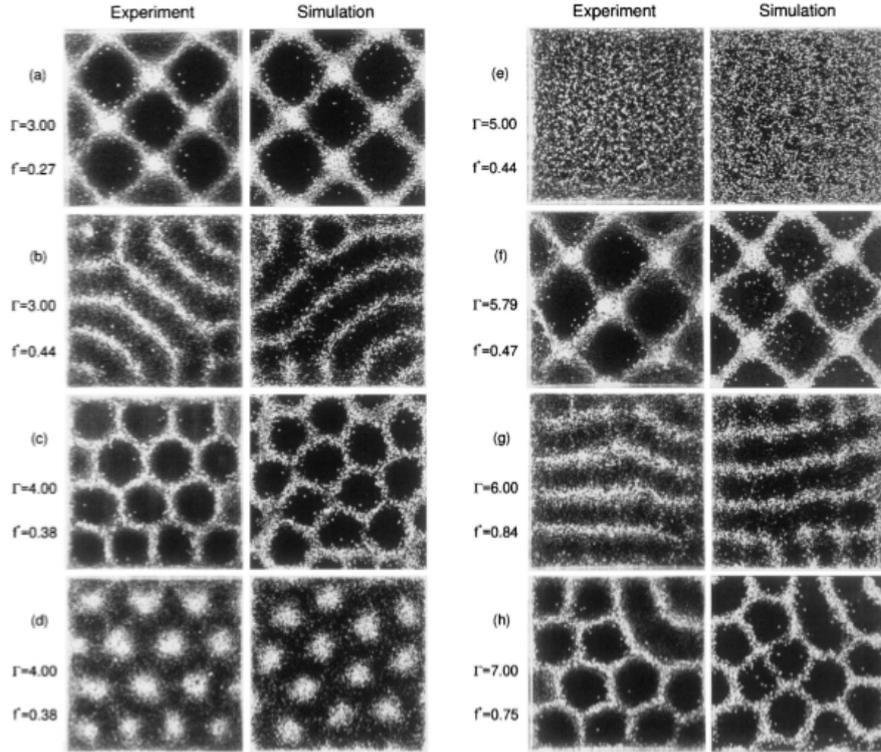


FIGURE 2.3 – Lorsqu'un matériau granulaire est vibré verticalement, on peut observer la formation de structures en rides, en carré ou en réseau hexagonal [5].

Lorsque la taille des grains devient inférieure à $100 \mu\text{m}$, ceux-ci interagissent de façon non négligeable. On parle de matériau granulaire cohésif. La cohésion peut avoir plusieurs origines. Les grains peuvent se charger électriquement par triboélectricité. Si l'humidité de l'air est faible, cette charge persiste sur les grains et ils interagissent de façon non négligeable. En dessous de $100 \mu\text{m}$, les forces de Van der Waals jouent elles aussi un rôle dans la cohésion des poudres [7]. Enfin, l'humidité peut jouer un rôle elle aussi lorsque des ponts capillaires sont formés entre les grains. Cette humidité peut avoir été injectée dans le matériau granulaire. Elle peut aussi être en équilibre avec la pression de vapeur de l'atmosphère environnante. Il a été observé que la cohésion ralentissait la dynamique de compaction d'un matériau granulaire vibré verticalement [8]. La forme des tas de matériaux granulaire cohésifs est plus irrégulière que la forme des tas non cohésifs [7]. L'angle maximal de stabilité du sable sec avant une avalanche est de l'ordre de 35° . Celui du sable humide peut être de plus de 90° [15]. L'angle de repos juste après une avalanche est lui aussi affecté par la présence d'un liquide [15].

2.2 Grains sous champ électrique

Dans le cadre de ce travail, nous avons investigué l'effet d'un champ électrique sur des grains isolés ou sur des assemblées de grains. L'utilisation d'un champ électrique peut être intéressante pour deux raisons. Cela peut servir à donner de l'énergie cinétique aux grains. Cela peut aussi servir à induire des interactions entre les grains, et induire des forces de cohésion de façon contrôlée entre eux.

Quels sont les effets possibles d'un champ électrique sur des grains ? Afin de répondre à cette question, il faut distinguer le type de grain dont il est question. Le grain peut être diélectrique ou conducteur. Un effet sera significatif si la force qui le caractérise est supérieure ou égale au poids du grain. On considérera donc le rapport de la force considérée et du poids du grain, appelé nombre de Bond. Si le nombre de Bond est supérieure à un, l'effet considéré sera significatif.

2.2.1 Grains diélectriques

Deux grains diélectriques à proximité l'un de l'autre peuvent se polariser dans un champ électrique et interagir. Evaluons la force d'interaction électrostatique entre deux grains i et j de permittivité relative ϵ_r dans un champ électrique homogène \vec{E}_0 . Le champ électrique résultant de la polarisation d'une sphère isolée peut être calculé analytiquement [9]. A l'extérieur de la sphère, le champ induit est le même que celui produit par un dipôle ponctuel

$$\vec{p} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right) \epsilon_0 d^3 \vec{E}_0, \quad (2.1)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide. Nous pouvons utiliser cette expression pour évaluer l'interaction entre deux sphères en contact. Appelons θ l'angle entre le vecteur joignant les deux sphères et le champ électrique. Si on considère que les grains ont la même interaction que deux dipôles donnés par l'équation (2.1), la force \vec{F}_{ij}^1 que ressent le grain i en contact avec le grain j sera donnée par

$$\vec{F}_{ij}^1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3|\vec{p}|^2}{d^4} ((1 - 3\cos^2\theta_{ij})\vec{e}_{ij} - 2\cos\theta_{ij}\sin\theta_{ij}\vec{e}'_{ij}) \quad (2.2)$$

où \vec{e}_{ij} est le vecteur unitaire pointant du centre de j vers le centre de i et \vec{e}'_{ij} est le vecteur de base associé à la coordonnée θ_{ij} . Toutes ces grandeurs sont représentées sur la figure 2.4.

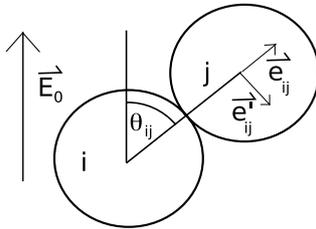


FIGURE 2.4 – Deux grains sphériques i et j plongés dans un champ électrique sont caractérisés par la coordonnée θ_{ij} et les vecteurs de base \vec{e}_{ij} et \vec{e}'_{ij} .

Cette interaction est caractérisée par un nombre de Bond $B_0^1 = F_{ij}^1/mg$, où mg est le poids d'un grain. Nous pouvons évaluer ce nombre en utilisant la masse volumique $\rho = 2500 \text{ kg/m}^3$, le diamètre $d = 74 \text{ }\mu\text{m}$, $\epsilon_r = 3.8$ (verre de silice amorphe) et $E_0 = 350 \text{ kV/m}$. Si les grains sont alignés dans la direction du champ électrique ($\theta_{ij}=0$), l'interaction est attractive et

$$B_0^1 \approx 2 \quad (2.3)$$

L'interaction entre dipôles induits n'est pas le seul effet qu'un champ électrique peut avoir sur un matériau granulaire. Un grain diélectrique placé dans un gradient de champ électrique peut subir une force de diélectrophorèse. Cette force s'écrit

$$\vec{F}^2 = (\vec{p} \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}_0. \quad (2.4)$$

Elle est proportionnelle à $(\vec{E}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}_0$ si le moment dipolaire \vec{p} est proportionnel à \vec{E}_0 .

Si un matériau tel que du verre est considéré comme isolant pour les faibles champs électriques, il n'en est pas de même pour des champs électriques de l'ordre du kV/mm. En effet, à la surface du verre se trouve une faible quantité d'eau en équilibre avec la vapeur présente dans l'air. Cette quantité d'eau peut être responsable d'une conductivité non négligeable d'une bille de verre. On parle alors de matériau semi-isolant.

Une bille semi-isolante d'un diamètre de l'ordre du mm en contact avec une électrode peut se charger suffisamment que pour subir une force de Coulomb $q\vec{E}_0$ supérieure à son poids.

Une bille semi-isolante peut également subir une force d'electroclamping. L'effet d'electroclamping apparaît lorsqu'un courant circule à la surface d'une bille. Au niveau du contact entre deux billes ou entre une bille et une électrode, le courant est contraint de passer dans une très petite section. Le champ électrique à proximité du contact entre les billes est très intense, il est limité par le claquage de l'air. La présence d'un champ électrique intense est responsable d'une densité de charge elle aussi importante à la surface des grains, il y a donc une force d'attraction entre les grains par lesquels circule un courant. Parmi différents modèles décrivant l'electroclamping, nous retiendrons celui de Dietz et Melcher [10], pour lequel la force d'interaction F_{ij}^3 entre deux grains est donnée par :

$$F_{ij}^3 = 0.415\pi\epsilon_0 d^2 E_{max}^{0.8} E_0^{1.2}, \quad (2.5)$$

où $E_{max} = 3 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ est le champ de claquage de l'air, ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide, E_0 est le champ électrique appliqué et d est le diamètre des grains. L'interaction d'electroclamping entre grains millimétriques nécessite un champ électrique de l'ordre de 350 kV/m pour être comparable au poids d'un grain. Appliquer un tel champ électrique sur un matériau conducteur nécessite des courants trop importants, c'est pourquoi nous considérons que cette interaction n'est pas significative pour les grains conducteurs.

2.2.2 Grains conducteurs

Un grain conducteur va pouvoir se charger au contact d'une électrode et subir une force de Coulomb

$$\vec{F}_a = q\vec{E}_0, \quad (2.6)$$

où q désigne la charge du grain et \vec{E}_0 le champ électrique appliqué. Pour des grains millimétriques ou plus petits, la force de Coulomb peut être supérieure au poids du grain.

Deux grains conducteurs chargés de même taille se repoussent ou s'attirent selon qu'ils soient chargés du même signe ou pas. L'interaction entre deux grains millimétriques chargés séparés d'une distance de l'ordre de leur diamètre peut être comparable à leur poids.

Une bille conductrice dans un champ électrique se polarise à cause du déplacement des charges mobiles. On s'attend donc à ce qu'un grain conducteur placé dans un gradient de champ électrique subisse une force nette analogue à la force de diélectrophorèse. On s'attend également à ce que deux grains conducteurs placés à proximité l'un de l'autre dans un champ électrique subissent une interaction comparable à l'interaction dipolaire. Néanmoins, il n'existe pas à notre connaissance de littérature concernant ces deux interactions.

2.2.3 Résumé

Nous pouvons résumer ce qui précède à l'aide du tableau 2.1. Dans ce tableau, nous regardons si la force considérée est significative pour des grains conducteurs ou diélectriques. On y donne la dépendance de la force considérée selon le champ appliqué E_0 . On y donne également les références bibliographiques.

Nom	Diélectrique	Conducteur	Equation	Références
Force de Coulomb	x	x	E_0	[19–27]
Electroclamping	x	-	$E_0^{1.2}$	[11–14]
Interaction dipolaire	x	?	E_0^2	
Diélectrophorèse	x	?	$(\vec{E}_0 \cdot \vec{\nabla})\vec{E}_0$	[37]

TABLE 2.1 – Quatre types de force peuvent être induits sur un grain à l'aide d'un champ électrique. Ces forces doivent être considérées (x) ou non (-) selon que le grain est diélectrique ou conducteur. L'interaction entre dipôles induits et la diélectrophorèse sont sensées être significatives pour les grains conducteurs mais nous n'avons trouvé aucune référence concernant ce sujet. Nous indiquons la dépendance de la force selon le champ électrique appliqué ainsi que quelques références bibliographiques où les forces considérées jouent un rôle.

2.3 Granulaires sous champ

2.3.1 Milieu dilué

Quand des objets de taille micrométrique ou millimétrique sont placés au contact d'une électrode, ils se chargent et peuvent ressentir une force électrique plus grande que leur poids. La dynamique d'une bille conductrice immergée dans un liquide de faible conductivité à l'intérieur d'un condensateur plan horizontal soumis à une différence de potentiel constante a été étudiée par Pérez et ses

collaborateurs [16] (voir Figure 2.5). C'est un système dilué avec des grains conducteurs où la force motrice est une force de Coulomb.

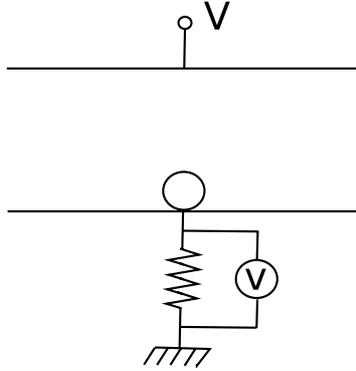


FIGURE 2.5 – Dispositif expérimental de Pérez et ses collaborateurs [16]. Une bille est disposée à l'intérieur d'un condensateur formé de deux plaques conductrices horizontales et séparées par un liquide de faible conductivité. Une différence de potentiel est appliquée entre ces plaques. Un oscilloscope mesure le courant et détecte ainsi le moment où la bille touche l'électrode inférieure.

Après s'être chargée du signe de l'électrode du dessous, la bille est poussée vers le haut. Elle se décharge dans le liquide et retombe sur l'électrode du dessous. Une dynamique périodique de pulsation Ω_0 est ainsi rencontrée. La même expérience a été réalisée avec un champ électrique oscillant $E(t)$ [17, 18],

$$E(t) = E_0(1 + a \sin(\omega t)). \quad (2.7)$$

En augmentant a , on observe une cascade de bifurcations analogue à celle observée pour une balle secouée mécaniquement sur une surface horizontale. Ceci est illustré par la Figure 2.6. Dans ce manuscrit, nous nous intéresserons à la dynamique d'une bille entre deux électrodes planes séparées par de l'air. La bille ne pourra plus se décharger dans le liquide interstitiel. Nous verrons si la dynamique est différente de celle observée par Pérez et ses collaborateurs [17, 18].

Aranson et ses collaborateurs ont étudié de façon exhaustive la dynamique d'une assemblée de billes conductrices ou diélectriques au sein d'un condensateur plan horizontal [19–27]. Lorsqu'un champ électrique E est appliqué à l'intérieur du condensateur, les grains isolés acquièrent une charge non nulle à leur surface et subissent une force électrique verticale. Si cette force est suffisante, elle peut faire décoller les grains, qui entreront en collision avec l'électrode supérieure et s'y chargeront du signe opposé avant de redescendre vers l'électrode inférieure et d'osciller entre les deux électrodes. C'est un système dilué avec des grains conducteurs ou diélectriques. La figure 2.7 montre le schéma du dispositif expérimental. Le champ électrique critique E_d pour le décollage des billes isolées est mesuré. Aranson et ses collaborateurs considèrent des champs électriques constants ou alternatifs. Lorsqu'un champ électrique alternatif est appliqué, les billes peuvent être repoussées vers le bas avant d'atteindre l'électrode du dessus et restent ainsi à proximité de l'électrode du dessous.

Au delà d'un deuxième champ électrique critique E_g , toutes les billes sont en mouvement entre les deux électrodes, formant un gaz granulaire. Si le champ

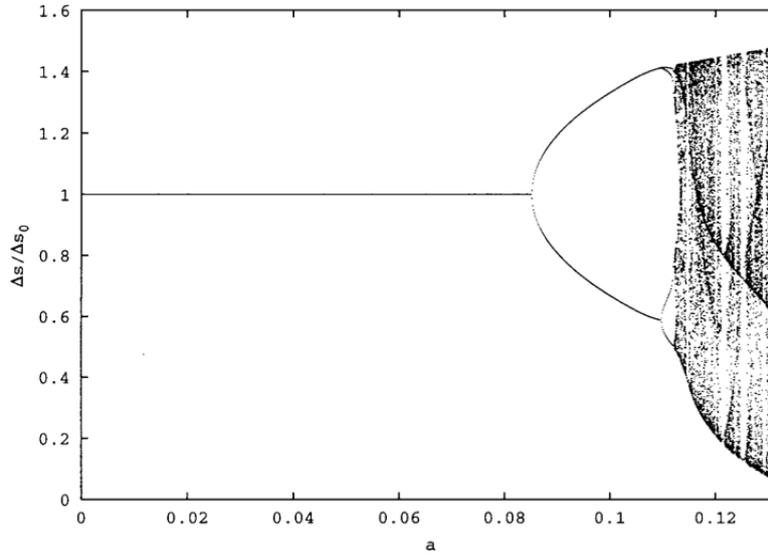


FIGURE 2.6 – Simulation du temps de vol normalisé $\Delta s/\Delta s_0$ en fonction du paramètre a [16], pour $\omega\epsilon_l/\sigma = \Omega_0$. On observe une cascade de bifurcations analogue à celle observée pour une bille secouée mécaniquement sur une surface horizontale.

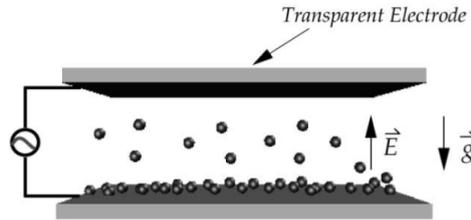


FIGURE 2.7 – Dispositif expérimental d'Aranson et ses collaborateurs [19–27]. Une assemblée de billes est disposée à l'intérieur d'un condensateur formé de deux plaques conductrices transparentes horizontales. Une différence de potentiel est appliquée entre ces plaques. Une caméra digitale filme le système par le dessus.

électrique appliqué est compris entre E_d et E_g , la phase gazeuse perd sa stabilité et de petits agrégats de particules immobiles se forment, entourés par la phase gazeuse. Au cours du temps, les petits agrégats disparaissent au profit des plus gros et il finit par n'y avoir qu'un seul agrégat en équilibre avec la phase gazeuse. Ceci est caractéristique d'une maturation d'Ostwald. Le mécanisme pour la formation des agrégats est simple : si une bille est isolée, le champ électrique est suffisant pour la faire décoller. Cependant, si elle est à côté d'une autre bille, le champ électrique local diminue et peut éventuellement se trouver sous E_g , il est alors trop faible pour faire décoller la bille. Deux billes proches l'une de l'autre resteront alors au repos sur l'électrode du dessous alors que les billes isolées continueront d'osciller. La figure 2.9 montre l'évolution typique du système pour $E_d < E < E_g$. Aranson et ses collaborateurs n'observent pas d'hystérésis en E_d

ni en E_g . La distribution de vitesse des billes a été mesurée, elle dépend de la fréquence du champ électrique appliqué. Elle est du type exponentielle étirée :

$$P(v) \sim \exp\left(-\left|\frac{v}{v_0}\right|^\xi\right), \quad (2.8)$$

où $\xi \approx 1$ pour les basses fréquences, et $\xi \approx 3/2$ pour les hautes fréquences. [22, 24].

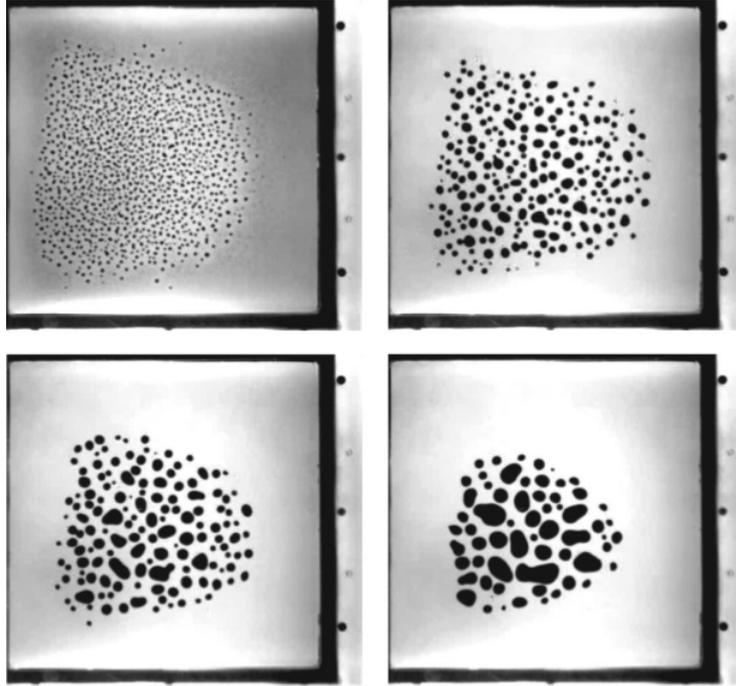


FIGURE 2.8 – Evolution typique des agrégats pour $E_d < E < E_g$ dans l'expérience de Aranson et ses collaborateurs [19–27]. Les agrégats de petite taille disparaissent au profit de ceux de plus grande taille qui grossissent. A la fin du processus, un seul agrégat subsiste, en équilibre avec la phase gazeuse. Bien que le système soit loin de l'équilibre thermodynamique, son évolution est caractéristique de la maturation d'Ostwald.

Aranson et ses collaborateurs ont également étudié la dynamique d'une assemblée de billes de verre au sein d'un condensateur plan. Si l'humidité ambiante est suffisante, un gaz granulaire peut également être observé. Les agrégats formés pour $E_d < E < E_g$ sont d'une autre nature que ceux observés pour des billes conductrices : des dendrites apparaissent, de façon similaire aux structures observées en diffusion limited aggregation (DLA) [20] (voir Figure 2.9). Nous nous sommes intéressés à la dynamique d'une bille de verre dans un condensateur plan. Nous pourrions comparer la dynamique d'une bille conductrice et d'une bille de verre dans un condensateur plan.

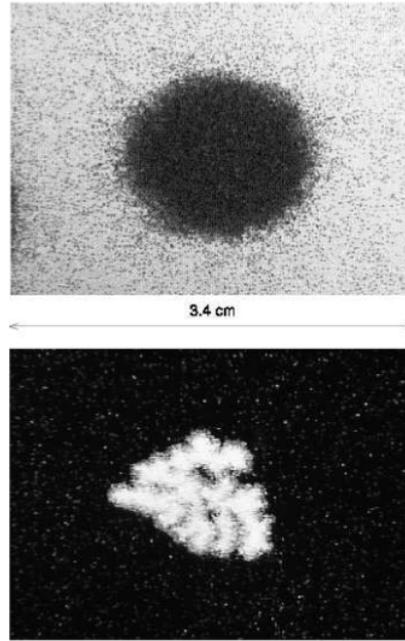


FIGURE 2.9 – Expérience d’Aranson et ses collaborateurs. Comparaison entre les agrégats formés pour des billes de cuivre (haut), et ceux formés pour des billes de verre (bas) de $165 \mu\text{m}$ [20].

2.3.2 Milieu dense

Récemment, Metayer et ses collaborateurs ont étudié l’angle de repos et l’angle d’écoulement d’une assemblée de billes de verre soumises à un champ électrique horizontal perpendiculaire à l’écoulement [12]. Leur dispositif est schématisé sur la figure 2.10. Un empilement de billes est formé à l’intérieur d’un récipient en forme de parallélépipède. Deux des parois verticales sont conductrices et séparées d’une distance W et sont raccordées aux électrodes d’un générateur de haute tension. Une ouverture située sur un des côté permet l’écoulement des billes et la formation d’un angle de talus. Un entonnoir situé au dessus du récipient permet d’imposer un flux de grains Q . L’angle du talus formé lorsque le flux est non nul est appelé angle d’écoulement ϕ_{ec} . Si le flux sortant de l’entonnoir est bloqué, l’angle formé après l’arrêt du flux dans le récipient est appelé angle de repos ϕ_r .

L’angle de repos ϕ_r a été mesuré pour différentes séparations W entre les électrodes et pour différents champs électriques appliqués E . Un modèle à un paramètre d’ajustement est proposé. Ce modèle considère l’équilibre des forces sur une tranche de côtés W , H et L à la surface du tas. Les auteurs supposent que les forces de friction entre la tranche et les parois ainsi que les forces de friction entre le bas de la tranche et le reste du tas s’équilibrent avec la composante selon x du poids de la tranche. Ils considèrent en outre que les grains subissent une interaction d’electroclamping due au champ électrique entre eux et avec les électrodes.

Les mêmes auteurs ont également observé l’angle d’écoulement Φ_{ec} pour

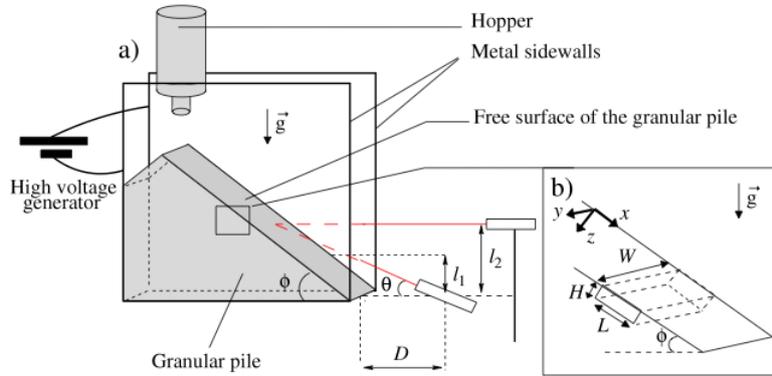


FIGURE 2.10 – Dispositif expérimental de Metayer et de ses collaborateurs [12]. Un tas de billes de verre est formé à l'intérieur d'un récipient en forme de parallélépipède. Deux des parois verticales sont des électrodes branchées sur une source de haute tension. L'angle de talus est mesuré grâce à l'alignement vertical de deux nappes lasers. L'angle de repos ϕ_r et l'angle d'écoulement ϕ_{ec} sont mesurés pour différentes valeurs du champ électrique appliqué E .

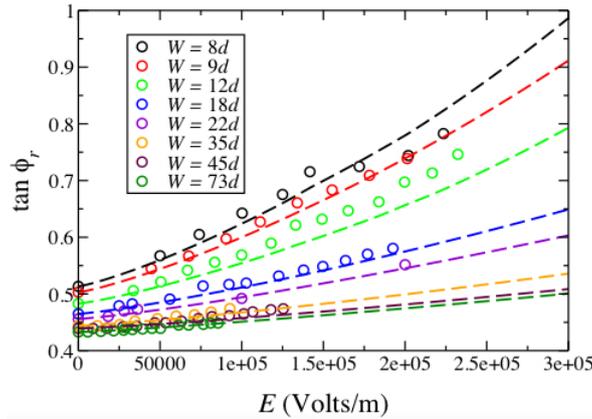


FIGURE 2.11 – Tangente de l'angle de repos d'un empilement granulaire soumis à un champ électrique E pour différentes largeurs de cellule W . L'angle augmente avec le champ électrique [12, 13].

un flux massif Q imposé (voir Figure 2.12) et un champ électrique E donné. L'angle d'écoulement augmente avec Q . Pour les plus faibles valeurs de Q , l'angle d'écoulement augmente avec le champ électrique, mais celui-ci n'a pas d'effet pour les plus grandes valeurs de Q . Ces auteurs expliquent ce comportement par le fait que lorsque le matériau s'écoule, il est plus dilué, le nombre de contacts par grain diminue et ces contacts sont nécessaires pour que la force d'electroclamping joue un rôle [13].

Il est donc possible, à l'aide d'un champ électrique, d'induire des interactions entre grains, et par là d'étudier la cohésion dans les matériaux granulaires. Robinson et Jones ont conduit une expérience similaire [11]. Ils ont placé une assemblée de billes de verre et une assemblée de grains de sable dans une cellule

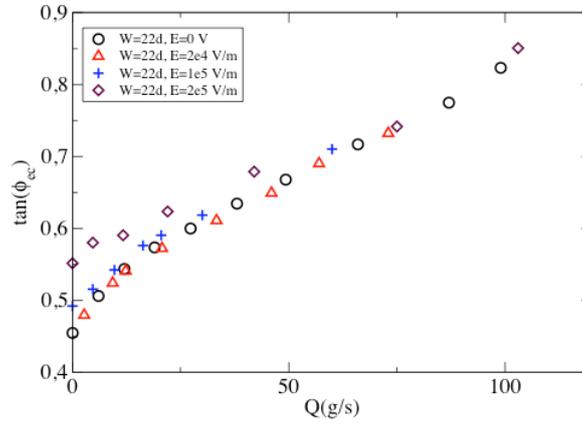


FIGURE 2.12 – Tangente de l'angle d'écoulement d'un empilement granulaire soumis à un champ électrique E pour différentes valeurs du flux massif Q imposé. L'angle augmente avec le flux imposé. Pour les plus petites valeurs de Q , l'angle augmente avec le champ électrique, mais il n'a pas d'effet pour les plus grandes valeurs de Q . [12, 13].

de cisaillement et ont appliqué un fort champ électrique pendant le cisaillement. Pour une contrainte normale donnée, ils mesurent la contrainte de cisaillement nécessaire à la rupture du matériau. Le dispositif et les résultats expérimentaux sont visibles sur la Figure 2.13. Pour une contrainte normale donnée, la contrainte nécessaire au cisaillement augmente avec le champ électrique appliqué. Le matériau se rigidifie avec le champ électrique.

Une autre expérience a été conduite par Lumay et Vandewalle [28]. Ces auteurs considèrent l'écoulement d'une poudre ferromagnétique dans un entonnoir en présence d'un champ magnétique. Les grains subissent une interaction magnétique comparable à l'interaction dipolaire électrique que subissent des grains diélectriques en présence d'un champ électrique. Ils appliquent le champ magnétique verticalement ou horizontalement et mesurent le flux massif à la sortie de l'entonnoir. Le flux décroît quadratiquement en fonction du champ magnétique appliqué. Leur dispositif expérimental est schématisé sur la figure 2.14. La Figure illustre aussi le flux massif en fonction du champ magnétique appliqué.

2.3.3 Résumé

Les champs électriques peuvent être utilisés pour modifier les propriétés des matériaux granulaires dilués ou denses. Pérez et ses collaborateurs ont observé la dynamique d'une seule bille conductrice entre deux électrodes planes dans un liquide de faible conductivité. Aranson et ses collaborateurs ont étudié l'effet d'un champ électrique sur une assemblée de billes conductrices ou de verre dans du gaz ou dans le vide. Metayer et ses collaborateurs se sont intéressés à l'écoulement d'une assemblée dense de billes de verre entre deux électrodes planes. Robinson et Jones ont investigué l'effet d'un champ électrique sur la contrainte de cisaillement nécessaire à la rupture d'un empilement dense de billes de verres. Lumay et Vandewalle ont conduit des expériences sur l'écoulement d'une poudre ferromagnétique s'écoulant dans un entonnoir en présence d'un

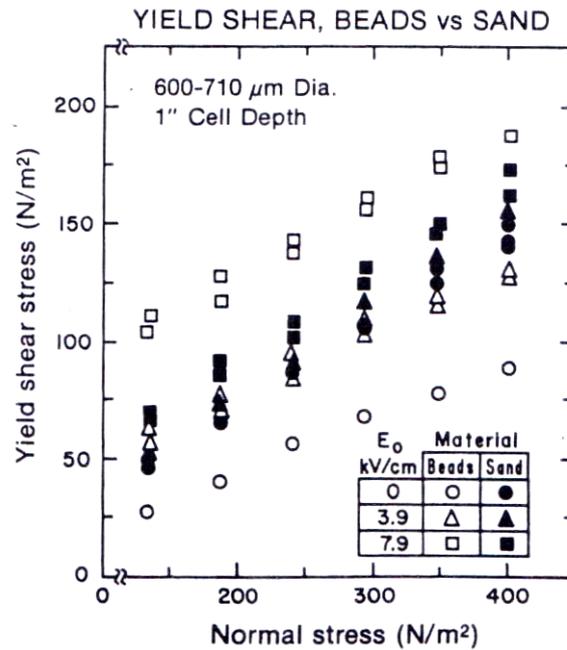
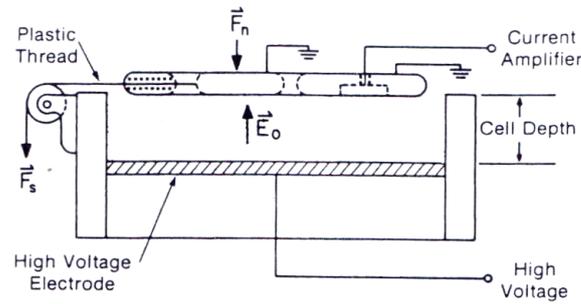


FIGURE 2.13 – Dispositif de Robinson et Jones. Un champ électrique est appliqué sur une assemblée de billes de verre ou sur du sable. Une pression est appliquée parallèlement au champ électrique, ainsi qu’une contrainte de cisaillement. Pour une pression donnée, les auteurs ont mesuré la contrainte de cisaillement nécessaire à la rupture du matériau. Pour une pression donnée, la contrainte de cisaillement nécessaire à la rupture du matériau augmente avec le champ électrique [11].

champ magnétique.

2.4 Motivations

Le comportement d’une assemblée de billes au sein d’un condensateur a été étudié en détail par Aranson et ses collaborateurs [19–27]. Que peut-on apprendre sur la dynamique d’une seule bille oscillant entre deux plaques de condensateur ? Comment se comportent la période d’oscillation et l’accélération

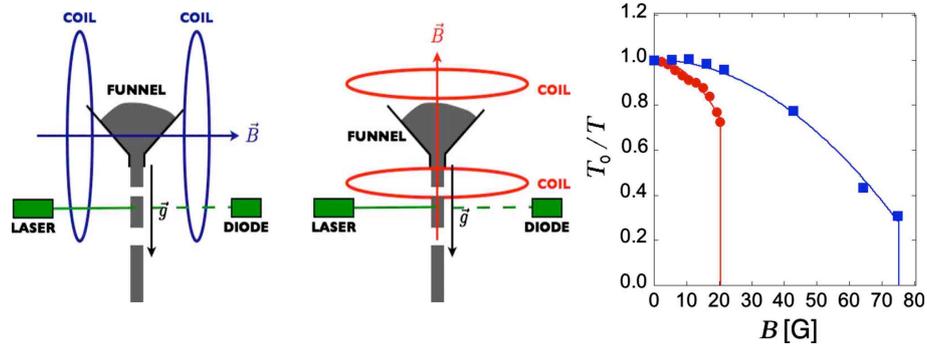


FIGURE 2.14 – Expérience de Lumay et Vandewalle [28]. Un champ magnétique est appliqué sur une poudre ferromagnétique en écoulement dans un entonnoir. Le champ magnétique est appliqué verticalement ou parallèlement. Le graphique illustre le flux normalisé en fonction du champ magnétique appliqué. Le flux décroît de façon quadratique avant d’être bloqué brutalement.

de la bille en fonction de la différence de potentiel appliquée? Peut-on modéliser la dynamique d’une seule bille? En quoi diffèrent la dynamique d’une bille conductrice et celle d’une bille de verre? Peut-il y avoir un couplage entre plusieurs billes qui oscillent entre deux plaques de condensateur et à quels phénomènes donne-t-il lieu?

Dans ce travail, nous avons utilisé un champ électrique pour induire des interactions entre les grains et nous avons considéré la géométrie de l’empilement, le flux et la dynamique de l’écoulement. Quel est l’effet d’un champ électrique sur un empilement granulaire s’écoulant dans un silo? Peut-on bloquer l’écoulement dans un silo à l’aide d’un champ électrique? Comment l’anisotropie des interactions induite par un champ électrique se manifeste-t-elle? Telles sont les questions que nous aborderons dans la deuxième partie de ce manuscrit.

2.5 Stratégie

Dans la première partie de ce manuscrit, nous étudierons le comportement d’un petit nombre de billes au sein d’un condensateur plan. C’est donc un système fort dilué. Nous considérerons le cas des billes de forte conductivité ainsi que celui des billes de faible conductivité. Dans ce travail, nous avons étudié le comportement d’une seule bille conductrice, d’une bille isolante, et enfin de deux et de trois billes conductrices à l’intérieur d’un condensateur plan.

Dans la deuxième partie de ce manuscrit, nous porterons notre attention sur l’effet d’un champ électrique sur l’écoulement d’un matériau granulaire dans un silo. Cette expérience concerne un matériau de faible conductivité (des billes de verre) et de forte densité (un empilement 3D). Nous investiguerons l’effet du champ électrique sur le flux, sur la géométrie de l’écoulement, ainsi que sur sa dynamique. Nous verrons si le flux peut être bloqué par un champ électrique.

	Diélectrique	Conducteur
Dense	Partie III	-
Dilué	Partie II	Partie II

TABLE 2.2 – Nous avons considéré deux paramètres : la conductivité des grains et la densité de l'assemblée granulaire. Dans le cas dilué, nous avons considéré le cas conducteur et isolant. Pour le cas dense, nous ne nous sommes seulement intéressés à des matériaux isolants n'avons pas considéré le cas conducteur.

Deuxième partie

Milieu dilué

Chapitre 3

Charge d'une bille conductrice

3.1 Préambule

Dans ce chapitre, nous allons étudier la dynamique d'une bille conductrice au sein d'un condensateur plan. C'est une version simplifiée de l'expérience d'Aranson et de ses collaborateurs [19–27]. Nous verrons si il est possible de modéliser ce système à l'aide des lois de l'électrostatique. Nous comparerons expériences et théorie. Nous verrons si la dynamique d'une bille isolée révèle des propriétés qui n'avaient pas été observées par Aranson et ses collaborateurs sur une assemblée de billes.

3.2 Dispositif expérimental

Le schéma de notre expérience est représenté par la Figure 5.1. Deux plaques conductrices de forme carrées de côté $D = 60$ mm et séparées par une distance h de 3 mm sont reliées à une alimentation haute tension allant de 0 à 5000 V. Une bille de verre recouverte d'une couche de peinture conductrice est déposée en contact avec l'électrode du dessous. Trois billes ont été utilisées : deux billes de verre de diamètre $d=400 \mu\text{m}$ et $d=488 \mu\text{m}$ et une bille d'acier de diamètre $d=500 \mu\text{m}$. Un schéma des billes de verre coatées est représenté sur la Figure 3.2. Une différence de potentiel suffisante est appliquée aux bornes du condensateur. La bille se charge du signe de l'électrode avec laquelle elle est en contact et va éventuellement décoller. Une fois décollée, elle entre en collision avec l'électrode supérieure. Lors du rebond, elle se charge du signe opposé et est repoussée vers l'électrode du dessous. Le mouvement de la bille est filmé avec une caméra rapide à un rythme allant de 500 à 6000 images par seconde. Un algorithme de suivi de particule est appliqué pour extraire la trajectoire complète de la bille.

Nous avons construit un interrupteur pour l'alimentation haute tension. Il est schématisé par la Figure 3.3. Cet interrupteur joue deux rôles : il coupe et allume la haute tension appliquée sur le condensateur et lorsqu'il coupe la haute tension, il relie les électrodes du condensateur à la terre pour éliminer les charges résiduelles. De la sorte, l'utilisateur n'est pas exposé au danger d'une décharge

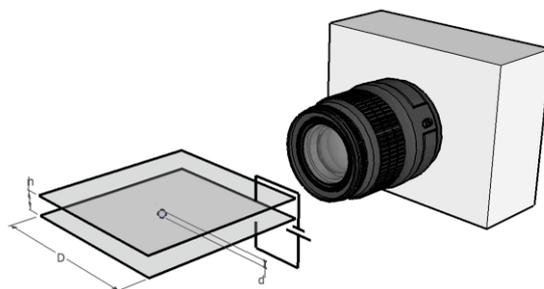


FIGURE 3.1 – Dispositif expérimental. Une bille est disposée à l'intérieur d'un condensateur formé de deux plaques conductrices carrées horizontale. Une différence de potentiel est appliquée entre ces plaques. La trajectoire de la bille est observée à l'aide d'une caméra rapide.

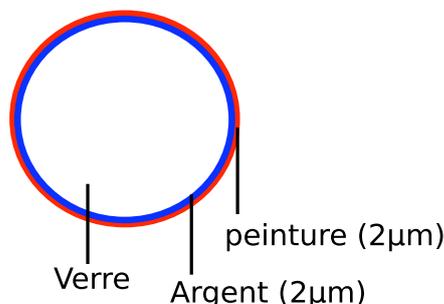


FIGURE 3.2 – Schéma des billes de verre coatées. Une couche d'argent et une couche de laque recouvrent la bille et la rendent conductrice.

après la coupure de la haute tension. En installant un diviseur de tension sur la sortie du dispositif, nous pouvions détecter le moment où l'on allume la haute tension pour déclencher la caméra.

Lorsque des billes de verre sont utilisées, il est nécessaire de contrôler l'humidité ambiante afin d'avoir une conductivité contrôlée. Pour fixer l'humidité ambiante, nous avons construit une boîte à gants. Le plan est donné sur la Figure 3.4. L'humidité est contrôlée par la présence d'une solution saturée d'un sel : la phase liquide et la phase vapeur de l'eau sont en équilibre. La pression de la vapeur dans l'air est fixée par le sel et est inférieure ou égale à la pression de vapeur saturante pour de l'eau pure. La pression de vapeur saturante est exprimée en pourcentage de la pression de vapeur saturante pour de l'eau pure, on parle alors d'humidité relative. Selon le choix du sel, il est possible de fixer une humidité relative comprise entre 16 % et 100 %. Cette humidité relative reste en bonne approximation constante pour des variations usuelle de température et de pression atmosphérique dans le laboratoire. Le tableau 3.1 donne une liste de sels et l'humidité relative correspondante. En dessous de 16 % RH (présence de gel de silice sec), il subsiste un gradient d'humidité relative dans la boîte à gants. Nous avons choisi du K_2CO_3 , qui permet de maintenir une humidité ambiante de 43 % RH.

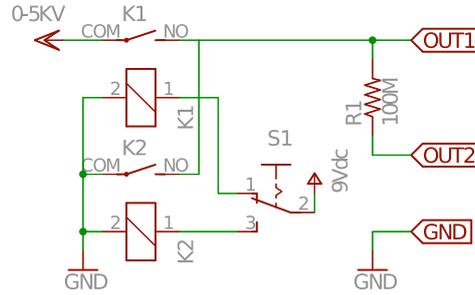


FIGURE 3.3 – Schéma de l'interrupteur haute tension. Les électrodes du condensateur sont reliées à la terre et à OUT2 respectivement. Un diviseur de tension d'un facteur 1/1000 est relié à la sortie OUT1 pour pouvoir mesurer la tension appliquée précisément. Les deux relais à haute tension servent à déconnecter la haute tension et relier les électrodes du condensateur à la terre pour en éliminer les charges résiduelles.

<i>Sel</i>	<i>%RH</i>
<i>ClLi</i>	16.0
<i>C₂H₃KO₂</i>	23.4
<i>Cl₂Mg</i>	35.0
<i>K₂CO₃</i>	43.2
<i>BrNa</i>	50.0
<i>Mg(NO₃)₂</i>	54.4
<i>NaCl</i>	75.0
<i>KCl</i>	85.1
<i>KHSO₄</i>	97.6

TABLE 3.1 – Humidité relative de l'air obtenue pour différentes solutions saturées de sels à 25°C [29]. En choisissant le sel, il est possible de contrôler l'humidité de l'air dans la boîte à gants.

Afin de pouvoir communiquer avec des instruments de mesure à l'intérieur de la boîte à gants, nous avons placé des ports de communication entre l'intérieur et l'extérieur de la boîte à gants. Nous avons placé deux ports DB9, deux ports DB25, 6 ports BNC, un port BNC haute tension, un port Ethernet, un port USB, six borniers "banane".

3.3 Résultats

La Figure 3.5 présente l'évolution temporelle de la hauteur z d'une bille conductrice à l'intérieur du condensateur. La bille utilisée est une bille de verre recouverte par une mince couche conductrice. Son diamètre d est de $488 \mu\text{m}$, c'est à dire environ $d \approx h/6$. La trajectoire $z(t)$ est normalisée par $(h - d)$ afin d'obtenir des valeurs comprises entre 0 (plaque du bas) et 1 (plaque du haut).

Afin de caractériser notre système, nous avons mesuré l'accélération prise par une bille de verre coatée de $400 \mu\text{m}$ de diamètre. Pour cela, nous avons appliqué

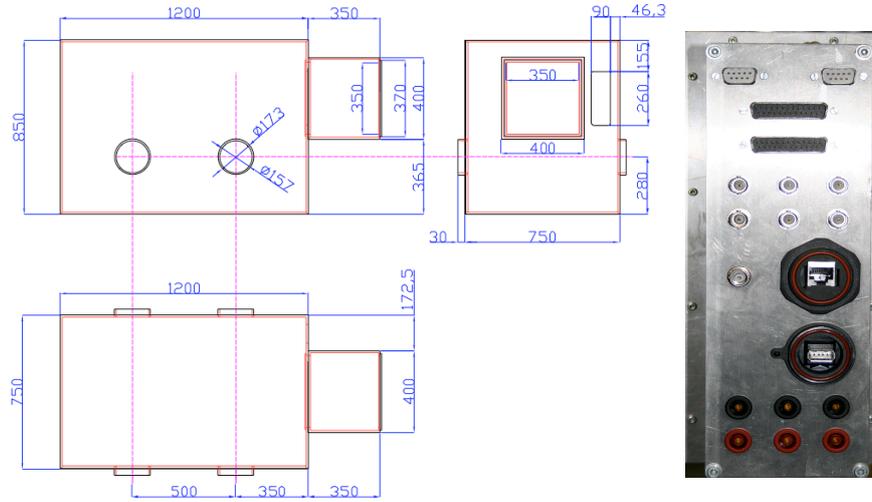


FIGURE 3.4 – Schéma de la boîte à gants et de ses ports de communication.

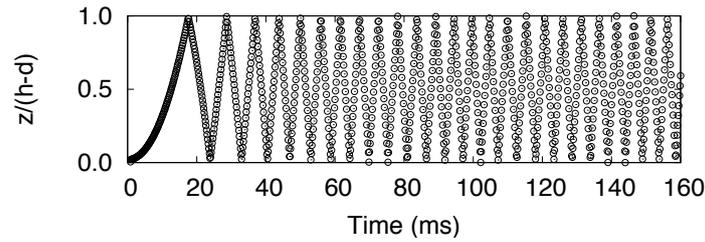


FIGURE 3.5 – Evolution temporelle de la hauteur d'une bille de $488 \mu\text{m}$ entre deux plaques de condensateur pour une différence de potentiel appliquée de 2000 V . La hauteur z est normalisée par $(h - d)$ pour obtenir des valeurs comprises dans l'intervalle $[0,1]$. Au début, la bille accélère vers le haut. Après le premier rebond, elle accélère vers le bas. Après quelques collisions, elle atteint un cycle limite périodique. Ceci est valable pour les plus hautes valeurs de champ électrique. Pour les plus faibles valeurs, la bille ne décolle pas spontanément : il faut donner un choc à la cellule pour que la bille décolle. Elle pourra alors atteindre un cycle périodique ou bien retombera sur l'électrode du dessous.

un algorithme de suivi de particule et nous avons ajusté la courbe $z(t)$ lorsque la bille effectue son premier décollage. Le modèle ajusté est une parabole, il nous fournit une valeur de l'accélération verticale de la bille. En soustrayant l'accélération gravifique $g=9.81 \text{ m.s}^{-2}$, nous obtenons l'accélération a due uniquement au champ électrique. La Figure 3.6 représente cette accélération a moyennée sur cinq échantillons pour des valeurs de la différence de potentiel V allant de 0 à 5000 V . L'accélération a varie quadratiquement avec V (voir modèle dans la section 3.5). Cette accélération a peut atteindre des valeurs supérieures à $25 g$ pour les plus grandes valeurs de V . Etant donné que nous connaissons la masse de la bille, l'accélération mesurée fournit la charge électrique prise par la bille.

La charge prise par la bille sous une tension de 5000 V vaut $1.05 \cdot 10^{-11} \text{C}$.

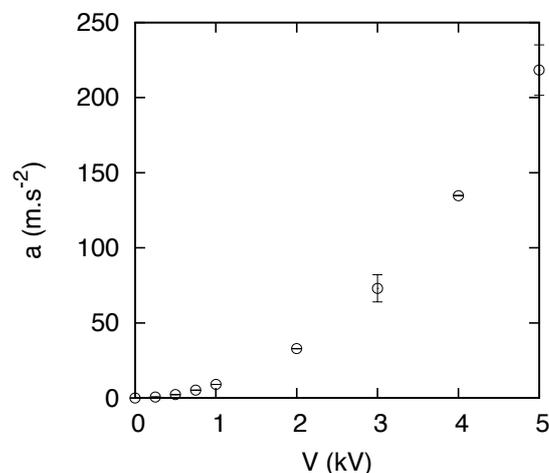


FIGURE 3.6 – Accélération a due au champ électrique pour une bille de verre coatée de $400 \mu\text{m}$. L'accélération augmente avec la différence de potentiel.

Nous avons également mesuré la période finale T de l'oscillation d'une bille de verre coatée de $488 \mu\text{m}$. La Figure 3.7 représente T en fonction de la différence de potentiel appliquée V . Cette période décroît en fonction de la différence de potentiel appliquée V .

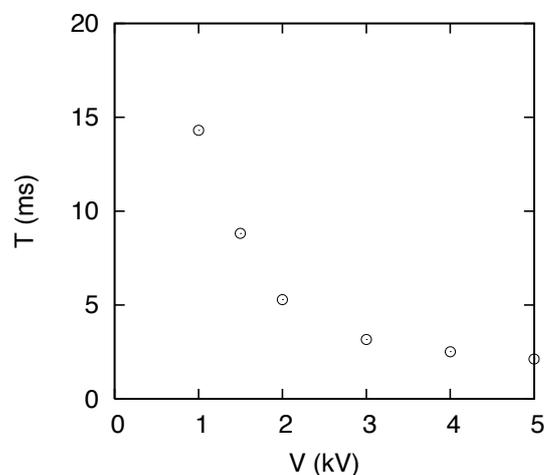


FIGURE 3.7 – Période T du cycle limite d'une bille de verre coatée de $488 \mu\text{m}$ de diamètre.

3.4 Stabilisation horizontale

Quand une vitesse horizontale est appliquée à une bille dans le condensateur, son évolution va dépendre de la façon dont la bille rebondit. Si la bille rebondit

uniquement sur la plaque du dessous, la vitesse horizontale ne décroît que très lentement. Au contraire, si la bille rebondit alternativement sur les deux parois, la vitesse horizontale décroît rapidement et la trajectoire devient quasi verticale. Paradoxalement, c'est le système qui dissipe le plus d'énergie qui montre une plus grande vitesse horizontale. Ces deux comportements sont illustrés par la Figure 3.8. En dessinant une marque sur les billes, nous avons pu observer leur rotation. Quand une bille rebondit sur deux parois avec une vitesse horizontale non nulle, sa rotation peut changer de sens durant la collision, tandis qu'elle ne change pas pour une bille rebondissant sur une paroi unique (voir Figure 3.9). Nous avons utilisé la dynamique moléculaire pour modéliser une bille de coefficient de restitution égal à 1 rebondissant sur une surface plane ou entre deux surfaces planes parallèles avec une vitesse horizontale initiale non nulle et nous obtenons des résultats similaires : pour une seule surface, la bille se déplace dans le plan défini par la surface tandis qu'une bille oscillant entre deux surfaces converge vers une trajectoire perpendiculaire aux deux surfaces.

Cet effet avait déjà été observé par Leconte et ses collaborateurs [30] pour une bille vibrée mécaniquement entre deux plaques parallèles. Ils en profitèrent pour mesurer précisément le coefficient de restitution e d'une bille d'acier. Cet effet joue également un rôle important pour l'effet de synchronisation décrit dans la section 5.2.

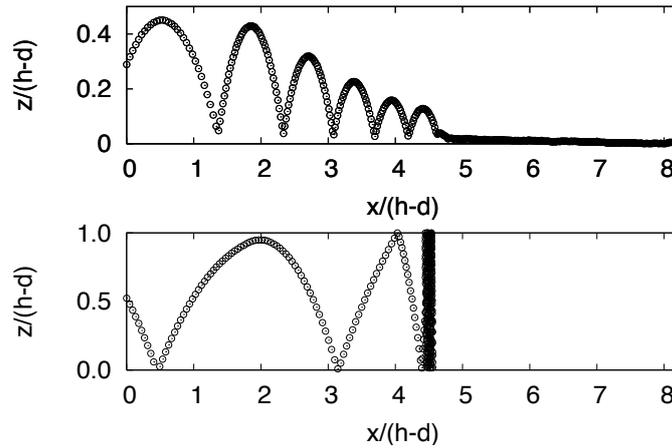


FIGURE 3.8 – Trajectoires de deux billes rebondissant respectivement sur une seule ou deux électrodes. La vitesse horizontale d'une bille rebondissant sur l'électrode du dessous ne décroît que très lentement (figure du dessus). La vitesse horizontale d'une bille rebondissant alternativement sur les deux électrodes décroît rapidement (figure du dessous). Les deux images correspondent à des billes de même caractéristiques, la durée des deux séquences et la différence de potentiel sont également identiques.

3.5 Description mathématique

Afin de décrire mathématiquement le mouvement d'une bille conductrice dans un condensateur plan, nous allons faire les hypothèses suivantes. Le temps

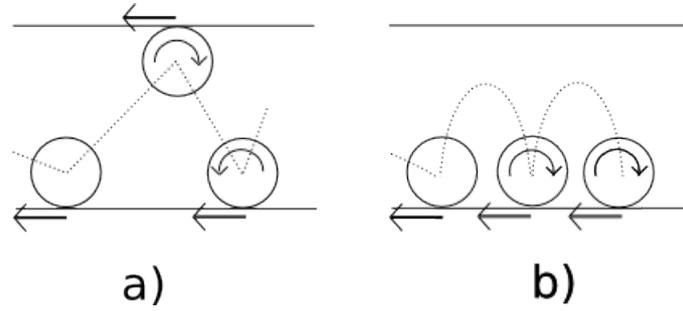


FIGURE 3.9 – Lorsqu’une bille rebondit entre deux parois (a), le moment de la force de frottement peut changer de sens lors de collisions successives. Il ne change pas de sens pour une bille rebondissant sur une seule paroi (b). Ceci peut être la cause de la stabilisation horizontale d’une bille rebondissant entre deux parois.

de charge d’une bille conductrice est plus court que le temps du contact mécanique. Cela implique que l’équilibre électrostatique est établi à chaque contact. Nous supposons également que la friction visqueuse due à l’air est négligeable. En effet, si l’on prend la vitesse moyenne $v = 2(h-d)/T = 7.7$ m/s atteinte pour une bille oscillant à une période de 14.3 ms ($V=1000$ V), on vérifie que la force de Stokes $F_s = 6\pi\eta rv = 3.810^{-8}$ N pour une vitesse moyenne $v = 2(h-d)/T$, alors que la force ma agissant sur la bille vaut environ $1.4 \cdot 10^{-6}$ N. Enfin, nous négligerons la dépendance du coefficient de restitution en fonction de la vitesse d’impact.

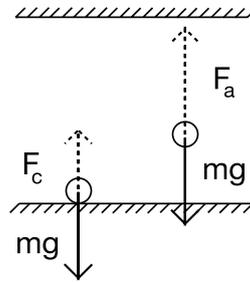


FIGURE 3.10 – Quand une bille est en contact avec une électrode, elle est soumise à son poids mg et à une force électrique F_c donnée par l’équation (3.1). Quand elle est loin de l’électrode, elle est soumise à son poids et à une force électrique F_a donnée par l’équation (3.3)

Calculons la force F_c qui agit sur une bille au contact avec une électrode. En supposant que le diamètre d de la bille est petit par rapport à la séparation h entre les électrodes, on peut se rapporter au problème d’une sphère au contact d’un plan placé au même potentiel électrique. D’après Maxwell [31], F_c peut être calculée par la méthode des images :

$$F_c = \pi c \epsilon_0 d^2 E^2, \quad (3.1)$$

où ϵ_0 désigne la permittivité du vide, $E = V/h$ le champ électrique appliqué et

d son diamètre. La constante $c \approx 1.36$ provient de l'intégration des équations de Laplace. Si cette force dépasse le poids mg de la bille, celle-ci se détache de l'électrode du dessous et rejoint le cycle limite. La valeur critique E_d du champ électrique pour cet équilibre des forces est

$$E_d = \sqrt{\frac{\rho g d}{6c\epsilon_0}}. \quad (3.2)$$

Cette expression a déjà été écrite par Aranson et ses collaborateurs, elle apparaît comme une valeur critique dans les diagrammes de phase de différentes expériences menées sur un grand nombre de billes [19–22].

Quand la bille accélère d'une électrode à l'autre, elle est soumise à une force F_a . Cette force est différente de l'expression donnée par l'équation (3.1). Si le diamètre d de la bille est petit par rapport à h , alors on peut considérer que durant son trajet d'une électrode à l'autre, la bille est soumise à une force

$$F_a = qE,$$

où q est la charge totale présente sur la bille au moment du décollage. L'expression exacte de cette charge est donnée dans [31]. On peut dès lors écrire

$$F_a = \frac{\pi^3 \epsilon_0 d^2 E^2}{6} = \frac{\pi^2}{6c} F_c. \quad (3.3)$$

Une expression plus précise pour une sphère proche d'une électrode peut être trouvée dans [18]. Les forces F_a et F_c sont schématisées sur la Figure 3.10. Quand une bille monte, elle est soumise à une accélération $a - g$, où g est l'accélération gravifique. Quand elle descend, elle est soumise à une accélération $-a - g$, où

$$a = \frac{\pi^2 \epsilon_0 E^2}{\rho d}. \quad (3.4)$$

Après quelques collisions, la bille rejoint un cycle limite. Durant une période de ce cycle, le travail fourni par la force F_a est contrebalancé par l'énergie dissipée durant une collision. La bille arrive donc avec une vitesse nulle sur l'électrode du dessus. Ceci permet d'écrire une expression pour la période T du cycle limite :

$$T = \left(\frac{\sqrt{2}}{a+g} - \frac{e\sqrt{2}}{a-g} \right) \sqrt{\frac{(h-d)(a+g+ae^2-ge^2)}{1-e^4}} + \left(\frac{\sqrt{2}}{a-g} - \frac{e\sqrt{2}}{a+g} \right) \sqrt{\frac{(h-d)(a-g+ae^2+ge^2)}{1-e^4}}. \quad (3.5)$$

Si $a \gg g$, la période T des oscillations devient

$$T \approx \frac{\sqrt{8}}{\pi} \sqrt{\frac{1-e}{1+e} \frac{\rho d (h-d)}{\epsilon_0 E^2}}. \quad (3.6)$$

Le cycle limite peut être stable même si $F_c < mg$. Il existe un autre champ critique E_i en dessous duquel le cycle limite devient instable :

$$E_i = \sqrt{\frac{1 - e^2}{1 + e^2} \frac{\rho g d}{\pi^2 \epsilon_0}} = \sqrt{\frac{1 - e^2}{1 + e^2} \frac{6c}{\pi^2}} E_d. \quad (3.7)$$

Ce champ correspond à une vitesse de la bille nulle lorsqu'elle arrive sur l'électrode du dessus. En dessous de E_i , le travail fourni par le champ électrique n'est plus suffisant pour compenser l'énergie perdue lors des rebonds. La dynamique du système se résume aux trois régimes suivants :

- Dans la région I ($E < E_i$) : le seul attracteur stable est un point fixe. La bille reste sur l'électrode du dessous.
- Dans la région II ($E_i < E < E_d$) : il y a deux attracteurs stables : un cycle périodique et un point fixe.
- Dans la région III ($E > E_d$) : le point fixe perd sa stabilité et le cycle limite est le seul attracteur stable.

Pour observer le cycle limite dans la région II, un petit choc mécanique est donné sur la cellule. La plage d'hystérésis II n'avait pas été observée par Aranson et ses collaborateurs. Les valeurs critiques E_i et E_d ont été mesurées pour une bille d'acier de 2 mm de diamètre. La valeur E_d est prédite correctement par l'équation 3.2. La valeur obtenue pour E_i est supérieure à celle prédite par l'équation 3.7. En fait, de petites fluctuations de vitesse peuvent induire une perte de stabilité de l'orbite d'une bille oscillante au dessus de E_i .

Les prédictions de ce modèle sont données sur les Figures 3.11 et 3.12. L'accélération a (Eq.(3.4)), la période T (Eq.(3.6)) et les champs électriques critiques E_i et E_d (Eqs.(3.7) et (3.2)) sont prédits sans paramètre d'ajustement. Nous avons utilisé $\rho = 2500 \text{ kg m}^{-3}$, $d = 400 \mu\text{m}$ pour la mesure de l'accélération et $d = 488 \mu\text{m}$ pour la mesure de la période. Le coefficient de restitution $e = 0.905$ a été mesuré indépendamment : nous laissons d'abord la bille osciller dans le condensateur en appliquant une différence de potentiel, puis nous coupons celle-ci et mesurons le rapport des hauteurs de deux sauts successifs de la bille, ce qui donne e^2 . La théorie et l'expérience sont en accord quantitatif. La petite différence entre la courbe théorique et les données expérimentales sur la Figure 3.11 est probablement due à une légère inclinaison de la caméra ou à une indétermination sur le diamètre ou le coefficient de restitution de la bille.

La dynamique d'une bille vibrée électriquement dans de l'air est plus simple que celle d'une bille vibrée mécaniquement entre deux plaques ou que celle d'une bille secouée électriquement dans un liquide de faible conductivité. Seulement deux attracteurs sont observés pour une bille vibrée électriquement dans de l'air alors qu'une cascade de bifurcations et du chaos sont observés pour une vibration mécanique [32, 33] ou en présence d'un liquide de faible conductivité [17, 18]. La dynamique de notre système est plus proche de celle observée pour des billes vibrées mécaniquement juste en dessous de $1g$ [34].

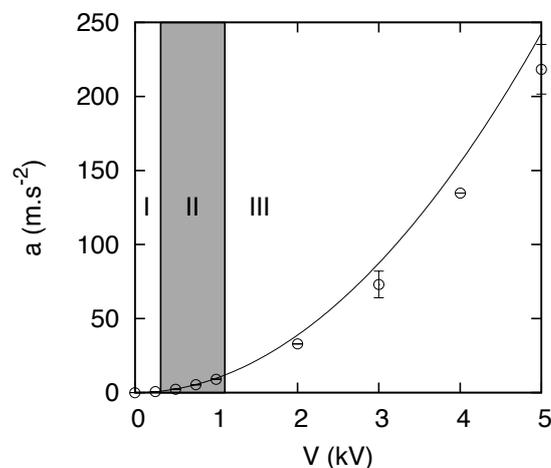


FIGURE 3.11 – Accélération a d'une bille de verre coatée de $400 \mu\text{m}$. Les points représentent les valeurs expérimentales et la courbe pleine représente l'équation (3.4) sans aucun paramètre d'ajustement. Les trois régions dénotées I, II, et III représentent trois régimes dynamiques possibles. Il y a accord quantitatif entre théorie et expérience.

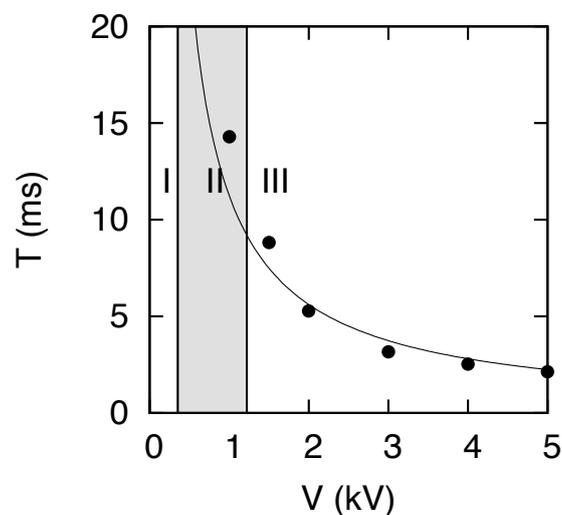


FIGURE 3.12 – Période T du cycle limite d'une bille de verre coatée de $488 \mu\text{m}$ de diamètre. La courbe pleine représente l'équation (3.6) sans aucun paramètre d'ajustement. Les trois régions dénotées I, II, et III représentent trois régimes dynamiques décrits dans la section 3.5. Il y a accord quantitatif entre théorie et expérience.

3.6 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons investigué la dynamique d'une bille conductrice à l'intérieur d'un condensateur plan. Nous avons vu qu'en se chargeant du signe

de l'électrode avec laquelle elle est en contact, la bille est repoussée vers l'autre électrode. Pour une bille conductrice, nous avons supposé que le temps de charge est plus court que le temps de contact lors des rebonds. Nous avons caractérisé la dynamique du système en mesurant l'accélération après le décollage et la période finale d'oscillation de la bille. Nous avons également développé un modèle pour ces deux grandeurs basé sur l'hypothèse d'équilibre électrostatique. Ce modèle ne possède aucun paramètre d'ajustement et est en accord quantitatif avec les expériences. Nous avons mis en évidence une zone d'hystérésis dans laquelle la bille peut soit être immobile sur l'électrode du dessous ou osciller entre les deux électrodes. Cette plage d'hystérésis n'avait pas été observée par Aranson et ses collaborateurs. Nous avons également observé que lorsqu'une bille possède une vitesse horizontale initiale, elle continue dans la même direction si elle rebondit uniquement sur l'électrode du dessous. Si elle rebondit sur les deux électrodes, elle sera rapidement freinée et oscillera sur une trajectoire quasi verticale. C'est ce que nous avons appelé la stabilisation horizontale.

Chapitre 4

Charge d'une bille semi-isolante

4.1 Préambule

Dans la section précédente, nous avons décrit la dynamique d'une bille dans un condensateur pour un temps de charge court par rapport au temps de contact lors des rebonds. Nous voudrions maintenant décrire la dynamique d'une bille de faible conductivité, au temps de charge long par rapport au temps de contact lors des rebonds.

4.2 Dispositif expérimental

Nous avons mené des expériences avec des billes de verre dans un condensateur plan. Nous avons utilisé trois billes non coatées de $300\ \mu\text{m}$, $500\ \mu\text{m}$ et $1000\ \mu\text{m}$ de diamètre et nous avons utilisé le même condensateur que dans le chapitre précédent. La cellule se trouve dans une boîte à gants dans laquelle l'humidité est fixée à 43 %RH par la présence d'une solution saturée de K_2CO_3 . Si le verre n'est pas un bon conducteur en ce qui concerne les basses tensions, il n'en est pas de même lorsqu'on considère des hautes tensions : à la surface du verre est adsorbée une certaine quantité d'eau en équilibre avec la vapeur d'eau présente dans l'air. Ceci est la cause d'une conductivité non négligeable lorsqu'on travail avec de hauts champs électriques. Nous avons maintenu le système sous une atmosphère d'air à pression ambiante et à humidité contrôlée en le plaçant dans une boîte à gants schématisée sur la Figure 3.4.

Aranson et ses collaborateurs ont mesuré le temps de charge d'une bille de verre de $85\ \mu\text{m}$ de diamètre avant son décollage dans la même géométrie que nous [20]. Si on extrapole leurs mesures à une humidité de 43% RH, on prédit un temps de charge de l'ordre de 0.1 seconde. On peut évaluer le temps d'un contact à l'aide du modèle de Hertz, qui décrit la force ressentie par une sphère de rayon R , de module de Young Y et de module de Poisson ν au contact d'un plan [35] :

$$F^{Hertz} = \frac{2Y}{3(1-\nu^2)}\sqrt{R}\delta^{3/2}, \quad (4.1)$$

où le recouvrement δ est défini par $\delta = R - d$, où d est la distance entre le centre de la bille et le plan. Après intégration numérique de l'équation de Newton

$$m\ddot{\delta} = F^{Hertz}, \quad (4.2)$$

avec $R=500 \mu\text{m}$, $Y=65 \text{ GPa}$, $\nu=0.25$ et $\dot{\delta}(0) = 20 \text{ m/s}$, on trouve un temps de contact de l'ordre de $2.5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ très court par rapport au temps de charge de 0.1 s . On ne pourra donc plus se baser sur l'équilibre électrostatique pour décrire ce système.

4.3 Résultats expérimentaux

Etant donné que le temps de charge est long par rapport à la durée d'un contact lors du rebond, la bille n'a pas le temps de se charger complètement durant les collisions avec les parois. Plusieurs rebonds sont nécessaires avant que la bille ne soit chargée du signe de l'électrode sur laquelle elle rebondit. C'est ce qui est observé sur la Figure 4.1. Remarquons que la dynamique n'est pas parfaitement périodique. La hauteur atteinte par la bille après le premier rebond d'un cycle n'est pas toujours la même. Une partie de l'énergie cinétique peut être convertie en énergie de rotation ou en énergie cinétique correspondant à une vitesse horizontale non nulle.

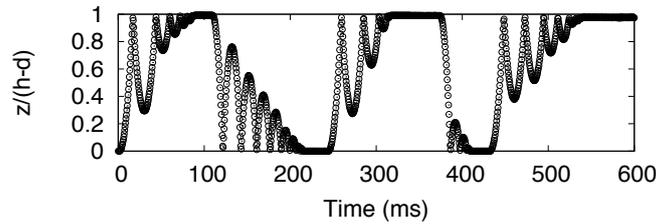


FIGURE 4.1 – Evolution temporelle de la hauteur d'une bille de verre dans un condensateur plan. Après s'être chargée du signe de l'électrode du dessous, la bille décolle vers l'électrode du dessus. Elle rebondit plusieurs fois sur celle-ci avant de se charger du signe contraire. Ensuite, la bille accélère vers l'électrode du dessous, elle rebondit plusieurs fois dessus et le cycle recommence.

Nous avons mesuré l'accélération de différentes billes de verre en fonction de la différence de potentiel appliquée (voir Figure 4.2). Nous avons utilisé quatre billes, dont les diamètres approximatifs sont de 100 , 300 , 500 et $1000 \mu\text{m}$. Pour chaque bille, nous avons mesuré l'accélération lors de la montée vers l'électrode supérieure. Pour la bille de $100 \mu\text{m}$, nous avons également mesuré l'accélération de la bille lors de la descente vers l'électrode inférieure. Pour la montée, nous observons que l'accélération augmente en fonction de la différence de potentiel appliquée. On observe une accélération nulle pour une différence de potentiel non nulle. L'accélération diminue en fonction du diamètre de la bille.

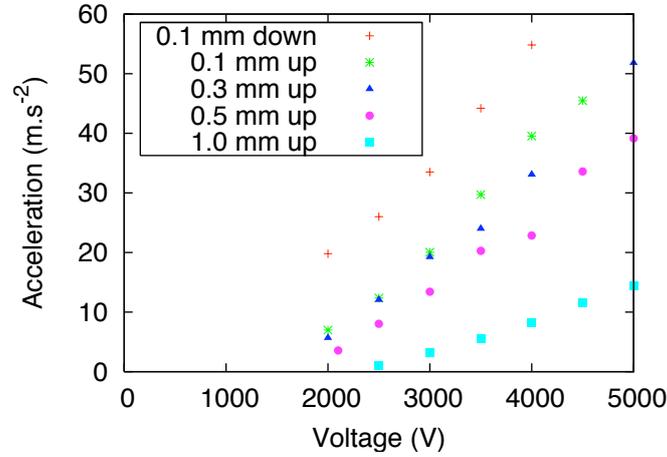


FIGURE 4.2 – Accélération d'une bille de verre en fonction de la différence de potentiel appliquée pour un diamètre de bille de $100 \mu\text{m}$ descendante (croix), $100 \mu\text{m}$ montante (étoiles), $300 \mu\text{m}$ montante (triangles), $500 \mu\text{m}$ montante (ronds), $1000 \mu\text{m}$ montante (carrés). Dans la légende, "up" désigne une bille montante et "down" une bille descendante.

4.4 Discussion

On pourrait s'attendre à ce que la bille décolle au moment où la force électrique contrebalance le poids de la bille. Or, si comme dans le cas d'une bille conductrice, la force électrique après le décollage est proportionnelle à la force électrique avant le décollage, on devrait observer une accélération nulle en dessous d'une tension critique et constante après cette tension critique. Or, nous observons une augmentation de l'accélération en fonction de la différence de potentiel appliquée (voir Figure 4.2).

Pour expliquer la dépendance de l'accélération en fonction de la différence de potentiel appliquée, il faut tenir compte de la force d'electroclamping. En effet : lorsque la bille se charge, un courant électrique circule entre la bille et l'électrode. On peut supposer que la charge de la bille s'écrit :

$$q(t, E) = Q_0(E)(1 - e^{-t/\tau}), \quad (4.3)$$

où Q_0 est la charge de la bille à l'équilibre électrostatique et τ est le temps de charge de la bille. Son expression a été donnée dans la section 3.5 et vaut :

$$Q_0 = \frac{\pi^3 \epsilon_0 d^2 E}{6}. \quad (4.4)$$

Lors de la charge, le courant électrique diminue en fonction du temps. On suppose que la force d'electroclamping diminue elle aussi avec le temps et qu'elle s'écrit

$$F_e = 0.415\pi\epsilon_0 d^2 E_{max}^{0.8} E^{1.2} e^{-\frac{1.2t}{\tau}}. \quad (4.5)$$

L'équilibre des forces au moment du décollage t_0 s'écrit :

$$\pi c \epsilon_0 d^2 E^2 (1 - e^{-t_0/\tau}) = mg + F_e. \quad (4.6)$$

En posant $x = e^{-t_0/\tau}$, on obtient l'équation suivante :

$$\pi c \epsilon_0 d^2 E^2 (1 - x) = mg + 0.415 \pi \epsilon_0 d^2 E_{max}^{0.8} E^{1.2} x^{1.2}. \quad (4.7)$$

On peut résoudre numériquement cette équation pour obtenir la valeur de x pour d et E donnés. La force électrique subie par la bille pendant son trajet vers l'électrode supérieure est donnée par

$$F_a = Q(d, E) \cdot E = \frac{\pi^3 \epsilon_0 d^2 E^2 (1 - x)}{6}. \quad (4.8)$$

En utilisant la valeur de x trouvée numériquement, on peut calculer la force $F_a(d, E)$ et donc l'accélération de la bille après son décollage de l'électrode inférieure.

$$a = F_a(d, E)/m - 9.81. \quad (4.9)$$

De façon similaire, nous pouvons calculer l'accélération de la bille après s'être chargée au contact de l'électrode supérieure. On peut donc prédire l'accélération d'une bille de verre de 100, 300, 500 ou 1000 μm en fonction de la différence de potentiel appliquée sur notre condensateur (voir Figure 4.3).

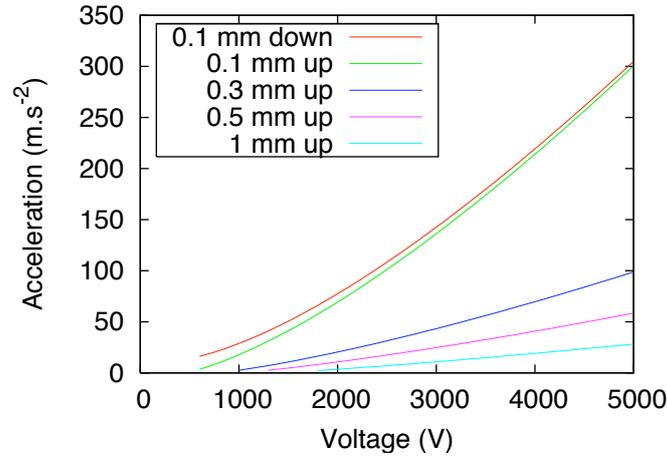


FIGURE 4.3 – Accélération théorique de billes de verre de différents diamètres en fonction de la différence de potentiel appliquée. Lors de la charge de la bille au contact d'une électrode, la bille subit son poids, une force de répulsion électrique et la force d'electroclamping.

Le comportement prédit par ce modèle est en accord qualitatif avec les expériences : L'accélération est une fonction croissante de la différence de potentiel appliquée. Elle est une fonction décroissante du diamètre des billes. L'accélération d'une bille montante est nulle en dessous d'une différence de potentiel seuil qui augmente avec le diamètre de la bille considérée. L'accélération d'une bille descendante est (en module) plus grande que l'accélération de cette même bille montante. L'accord n'est en revanche pas quantitatif : pour la bille de 100

μm , l'accélération prédite par le modèle est plus de cinq fois plus grande que l'accélération mesurée pour une différence de potentiel de 4500 V.

4.5 Résumé

Nous avons observé la trajectoire de billes de verre au sein d'un condensateur plan. La conductivité des billes de verre est due à l'humidité adsorbée à leur surface en équilibre avec la vapeur dans l'atmosphère. Contrairement aux billes conductrices de la section précédente, le temps de charge d'une bille de verre est grand par rapport à la durée d'un choc mécanique. La dynamique est donc différente. La bille rebondit plusieurs fois sur une électrode avant de se charger de son signe et d'être repoussée vers l'autre électrode. Nous avons mesuré l'accélération de la bille en fonction de la différence de potentiel appliquée. On observe que l'accélération d'une bille augmente avec la différence de potentiel appliquée, diminue avec le diamètre de la bille et est nulle en dessous d'une différence de potentiel seuil. Nous avons développé un modèle qui reproduit qualitativement les observations et qui est basé sur l'équilibre des forces électrique, de pesanteur et d'electroclamping au moment du décollage.

Chapitre 5

Plusieurs billes conductrices

5.1 Préambule

Nous nous sommes jusqu'à présent intéressés à la dynamique d'une bille unique dans un condensateur. Que se passe-t-il quand plusieurs billes sont présentes dans un même condensateur? Interagissent-elles? Y a-t-il couplage? A quels phénomènes donne lieu ce couplage?

5.2 Système à deux billes

5.2.1 Dispositif expérimental

Dans cette section, nous décrivons le comportement de deux billes identiques et voisines dans un condensateur. Les billes utilisées sont en acier inoxydable et ont un diamètre de 2 mm. Le champ électrique appliqué est de 2000 V, la vitesse d'échantillonnage de la caméra qui filme les billes est de 2000 images par seconde. Le condensateur est le même que dans la section précédente.

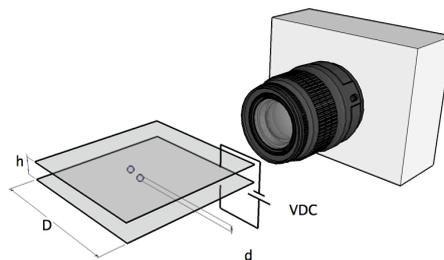


FIGURE 5.1 – Dispositif expérimental. Deux billes sont disposées à l'intérieur d'un condensateur formé de deux plaques conductrices carrées horizontales. Une différence de potentiel est appliquée entre ces plaques. La trajectoire des billes est observée à l'aide d'une caméra rapide.

5.2.2 Résultats expérimentaux

La Figure 5.2 montre l'évolution temporelle de la hauteur des deux billes. Les billes oscillent à des fréquences identiques, et après quelques collisions, elles entrent en opposition de phase.

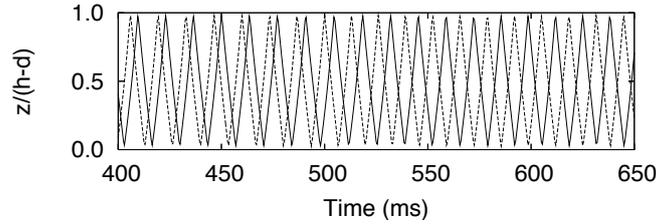


FIGURE 5.2 – Evolution temporelle de la hauteur de deux billes d'acier de 2 mm de diamètre pour une différence de potentiel de 2000 V. Les billes oscillent à la même fréquence et entrent en opposition de phase.

Pour caractériser le déphasage entre deux trajectoires expérimentales, nous avons défini le paramètre suivant :

$$\phi(t) = \cos^{-1} \left(\frac{\langle (z_1(t) - \bar{z}_1)(z_2(t) - \bar{z}_2) \rangle_T}{\sqrt{\langle (z_1(t) - \bar{z}_1)^2 \rangle_T \langle (z_2(t) - \bar{z}_2)^2 \rangle_T}} \right) \quad (5.1)$$

où z_i désigne la coordonnée verticale de la bille $i \in \{1, 2\}$, \bar{z}_i la moyenne de z_i sur la longueur totale de la vidéo, et où $\langle f(t) \rangle_T$ dénote la moyenne mobile $\frac{1}{T} \int_0^T f(t + \tau) d\tau$ d'une fonction f sur une période d'oscillation T .

La Figure 5.3 illustre l'évolution temporelle du déphasage ϕ et de la séparation horizontale $(x_1 - x_2)/2$ entre les billes. La longueur totale de l'échantillon est de 1050 ms, ce qui correspond à environ 75 oscillations. Après un certain temps, ϕ atteint un plateau horizontal pour un déphasage de π . Quand les billes sont synchronisées, elles sont attirées l'une vers l'autre et finissent par entrer en collision. Après la collision, la séparation entre les deux billes est rapidement stabilisée. C'est le signe de l'effet de stabilisation horizontale entre deux parois décrit dans la section 3.4. Nous avons répété l'expérience, l'apparition d'un plateau pour ϕ est reproductible et celui-ci apparaît toujours pour un déphasage de π .

5.2.3 Description mathématique

Nous pouvons proposer un mécanisme simple pour expliquer l'effet de synchronisation décrit dans la section précédente. Considérons deux billes 1 et 2 et définissons deux phases θ_1 et θ_2 par

$$\cos \theta_i = 1 - \frac{2z_i}{h-d}, i \in \{1, 2\}, \quad (5.2)$$

de telle sorte que $\theta_i = 0$ lorsque la bille i est en contact avec l'électrode du dessous et que $\theta_i = \pi$ lorsqu'elle est en contact avec l'électrode du dessus. Supposons que sans interaction, nous avons

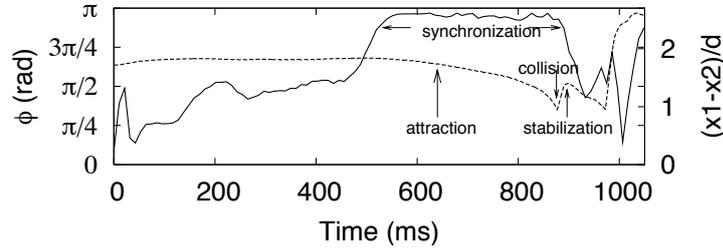


FIGURE 5.3 – Evolution temporelle typique du déphasage ϕ (courbe pleine) et de la séparation horizontale $(x_1 - x_2)/d$ (courbe pointillée) de deux billes. On peut observer un effet de synchronisation pour $\phi = \pi$, pendant lequel les billes sont attirées l’une par l’autre (les billes portent constamment des charges de signes contraires lorsqu’elles sont en opposition de phase). Après s’être rapprochées, les billes entrent en collision et la synchronisation est détruite. Les billes s’éloignent l’une de l’autre pendant un court instant nécessaire à la stabilisation horizontale des billes. La coordonnée verticale z de ces billes est illustrée par la Figure 5.2 pour l’intervalle de temps $t \in [400ms, 650ms]$.

$$\dot{\theta}_1 = \dot{\theta}_2 = \omega. \tag{5.3}$$

Quand les billes sont proches l’une de l’autre, elles interagissent électrostatiquement. Nous savons que la charge acquise par une bille en contact avec une électrode est proportionnelle au champ électrique. Nous savons également qu’après la collision, l’accélération de la bille est proportionnelle à sa charge. Quand deux billes sont proches l’une de l’autre, le champ électrique local est modifié. La charge acquise par une bille lors d’un contact dépend donc de la phase de l’autre bille. Ce mécanisme est illustré par la Figure 5.4

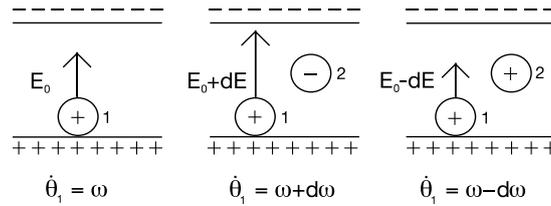


FIGURE 5.4 – Le champ électrique local durant la charge d’une bille est modifié par la présence de l’autre bille. La charge acquise et l’accélération de la bille dépend donc de la phase de l’autre bille.

En considérant le signe de la variation du champ électrique local pour différentes valeurs de θ_1 et θ_2 , on peut construire le schéma 5.5, qui illustre la variation de champ électrique local lorsque la bille 1 est en contact avec une des électrodes en fonction de θ_1 et de θ_2 .

A partir du schéma 5.5, on peut écrire une expression qui décrit qualitativement l’évolution de la phase des deux billes. Cela donne deux équations couplées qui ressemblent au modèle de Kuramoto :

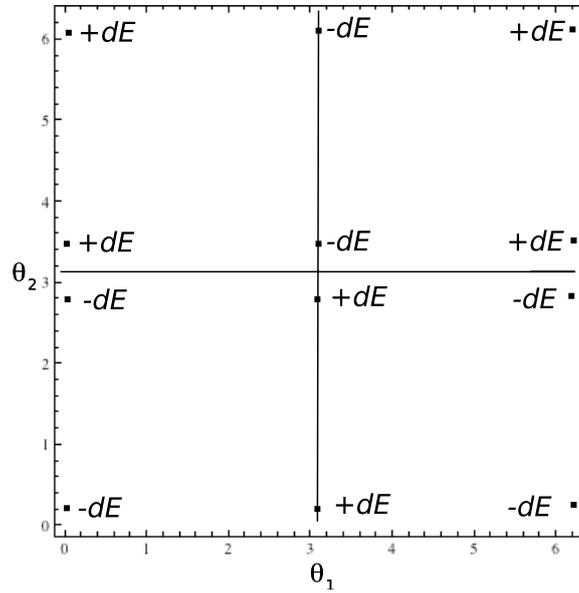


FIGURE 5.5 – Le champ électrique local agissant sur la bille 1 dépend des phases θ_1 et θ_2 des billes 1 et 2. Pour différentes valeurs de θ_1 et θ_2 , nous pouvons évaluer si le champ électrique local agissant sur la bille 1 est plus grand (+dE) ou plus petit (-dE) que le champ électrique agissant sur la même bille 1 en l'absence de la bille 2.

$$\begin{cases} \dot{\theta}_1 = \omega - K \cos \theta_1 \sin \theta_2 \\ \dot{\theta}_2 = \omega - K \cos \theta_2 \sin \theta_1 \end{cases} \quad (5.4)$$

où K est une constante de couplage positive. L'équation décrivant l'évolution de θ_1 est illustrée par la figure 5.6.

A partir des équations (5.4), nous pouvons déduire une équation d'évolution pour le déphasage $\phi = \theta_1 - \theta_2$.

$$\dot{\phi} = K \sin(\phi) \quad (5.5)$$

La seule solution stationnaire de cette équation implique

$$\phi = (2k + 1)\pi, \quad (5.6)$$

k étant un nombre entier. L'équation (5.5) ainsi que les points fixes stables et instables qui lui sont associés sont représentés sur la figure 5.7.

Les équations (5.4) peuvent également être intégrées numériquement. Le résultat est visible sur la figure 5.8. Ce modèle minimaliste prédit un effet de synchronisation. Seul un déphasage de π est prédit, comme observé expérimentalement. N'importe quel délais au décollage des billes ou toute petite fluctuation de vitesse peut être responsable de la synchronisation.

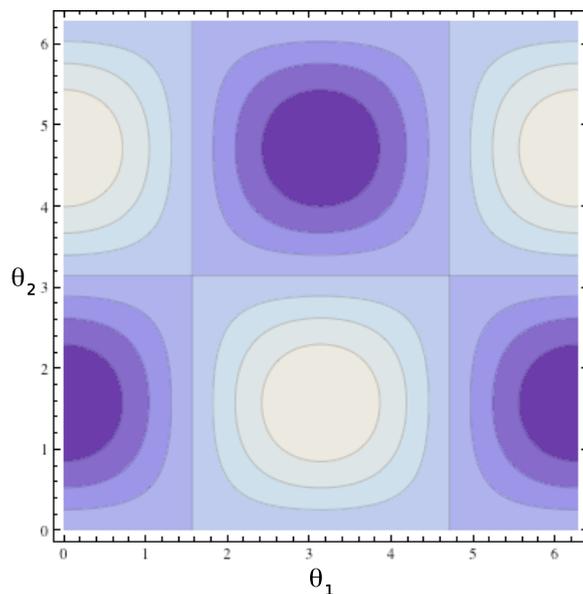


FIGURE 5.6 – En se basant sur la figure 5.5 décrivant la variation du champ électrique local en fonction de θ_1 et θ_2 , on peut écrire les équations (5.4) décrivant l'évolution de θ_1 et θ_2 . Cette figure représente la fonction $\dot{\theta}_1(\theta_1, \theta_2)$.

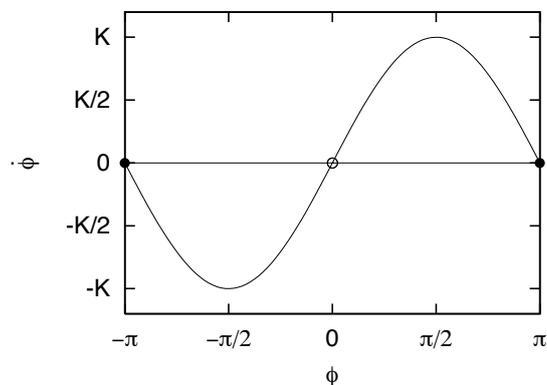


FIGURE 5.7 – L'équation (5.5) décrit l'évolution du déphasage entre les deux billes. Les points fixes stables de cette équation sont donnés par $\phi = (2k + 1)\pi$.

5.3 Système à trois billes

Nous avons vu que deux billes identiques à l'intérieur d'un condensateur pouvaient suivre un mouvement périodique et tendaient à se synchroniser. Qu'en est-il de trois billes? Peut-on avoir une synchronisation totale des trois billes? Y a-t-il frustration géométrique? C'est ce sur quoi nous allons nous concentrer dans cette section.

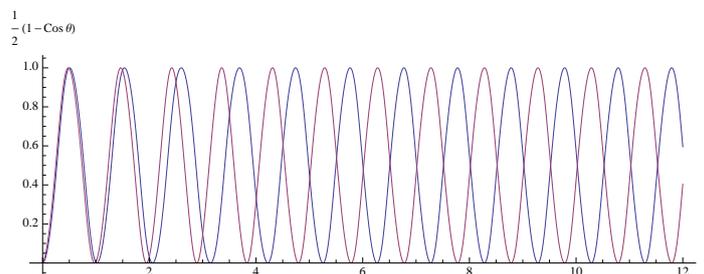


FIGURE 5.8 – Cette figure décrit l'évolution des phases θ_1 et θ_2 des deux billes obtenues en intégrant numériquement les équations (5.4). Une synchronisation est obtenue pour un déphasage de π entre les deux billes.

5.3.1 Dispositif expérimental



FIGURE 5.9 – Nous avons réalisé des expériences avec 3 billes disposées en triangle (a), ou alignées (b) dans un condensateur plan.

Nous avons réalisé des expériences sur un ensemble de trois billes arrangées en triangle ou alignées à l'intérieur d'un condensateur. Les billes sont placées dans la même cellule que dans les sections précédentes. Les billes sont toujours des billes d'acier de 2 mm de diamètre. La différence de potentiel appliquée est telle que l'on se trouve dans la zone d'hystérésis décrite dans la section 3.5. Elle est donc suffisante pour permettre aux billes d'osciller après avoir donné un choc à la cellule, mais elle n'est pas trop importante, pour éviter que les billes ne se repoussent et s'éloignent l'une de l'autre horizontalement. Pour le cas des billes alignées, l'axe de la caméra est horizontal et perpendiculaire à la direction donnée par l'alignement des billes. Pour le cas de trois billes disposées en triangle, la caméra est placée de biais, et filme à travers les électrodes qui sont transparente. De cette façon, les trois billes sont toujours séparées, et on peut observer leur mouvement dans la direction verticale. L'utilisation de l'équation (5.1) pour le déphasage est toujours valable même si l'on filme les billes de biais.

5.3.2 Résultats expérimentaux

Nous avons réalisé l'expérience un grand nombre de fois, et malgré cela, pour la configuration en triangle, nous n'avons pas pu observer de synchronisation. Pour la configuration alignée, seule une synchronisation partielle a été observée : deux billes peuvent entrer en synchronisation pour un déphasage de π , tandis que les déphasages entre les autres paires de billes continuent de fluctuer (voir Figure 5.10). Pour la configuration en triangle, aucune synchronisation n'a été observée (voir Figure 5.11).

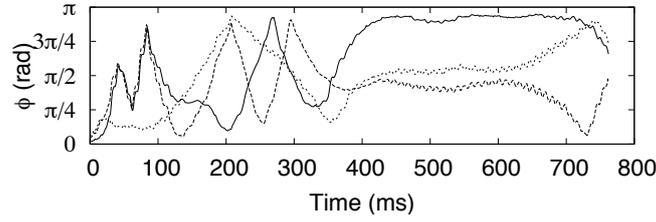


FIGURE 5.10 – Evolution temporelle des déphasages pour trois billes conductrices alignées. On peut observer une synchronisation partielle en $\phi = \pi$ pour une des paires de billes (courbe pleine, entre 400 et 700 ms), tandis que les autres paires ne sont pas synchronisées (courbes pointillées). La différence de potentiel appliquée est de 2500 V. La durée de 800 ms correspond à environ 38 oscillations de chaque bille.

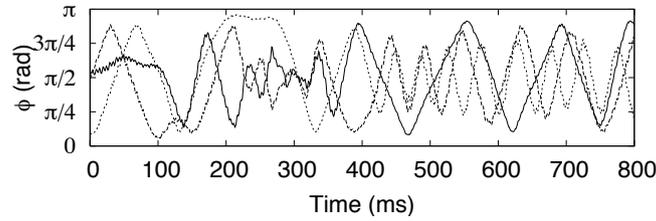


FIGURE 5.11 – Evolution temporelle des déphasages pour trois billes conductrices disposées en triangle. Aucune synchronisation n'a pu être observée dans cette configuration. La différence de potentiel appliquée est de 2500 V. La durée de 800 ms correspond à environ 38 oscillations de chaque bille.

Les expériences avec plus de deux billes ne sont pas évidentes car l'interdistance entre les billes doit être finement contrôlée. Pour plus de deux billes, une synchronisation apparaît seulement pour des couples de particules. Etant donné que les billes sont libres de se mouvoir, la réorganisation des billes détruit n'importe quel arrangement ordonné et le couplage est facilement détruit.

5.3.3 Description mathématique

Le modèle décrit dans la section 5.2.3 peut être généralisé au cas de trois billes. Pour la configuration en triangle, chaque bille est couplée à ses deux voisines. On peut écrire le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \dot{\theta}_1 = \omega - K(\cos \theta_1 \sin \theta_2 + \cos \theta_1 \sin \theta_3) \\ \dot{\theta}_2 = \omega - K(\cos \theta_2 \sin \theta_1 + \cos \theta_2 \sin \theta_3) \\ \dot{\theta}_3 = \omega - K(\cos \theta_3 \sin \theta_2 + \cos \theta_3 \sin \theta_1) \end{cases} \quad (5.7)$$

Ces équations peuvent être intégrées numériquement, on obtient le graphique 5.12. Après quelques oscillations, les oscillateurs entrent en synchronisation pour un déphasage de $2\pi/3$. Il n'y a donc pas frustration géométrique.

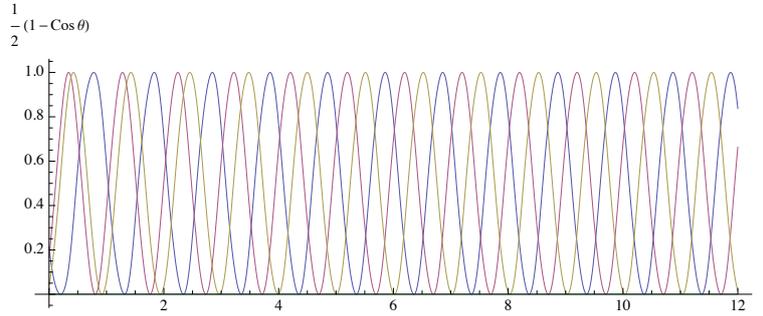


FIGURE 5.12 – Evolution temporelle des phases de trois oscillateurs couplés décrits par les équations (5.7). Après quelques oscillations, ils entrent en synchronisation pour un déphasage de $2\pi/3$.

Pour trois billes alignées, on peut écrire le modèle suivant, où la bille du milieu est couplée avec les billes extérieures, mais où les billes extérieures ne sont pas couplées entre elles :

$$\begin{cases} \dot{\theta}_1 = \omega - K \cos \theta_1 \sin \theta_2 \\ \dot{\theta}_2 = \omega - K(\cos \theta_2 \sin \theta_1 + \cos \theta_2 \sin \theta_3) \\ \dot{\theta}_3 = \omega - K \cos \theta_3 \sin \theta_2. \end{cases} \quad (5.8)$$

En intégrant ces équations numériquement, on obtient le graphique 5.13. Après quelques oscillations, les oscillateurs entrent en synchronisation pour un déphasage de π entre les oscillateurs 1 et 2 ou 2 et 3 et un déphasage nul entre les oscillateurs 1 et 3.

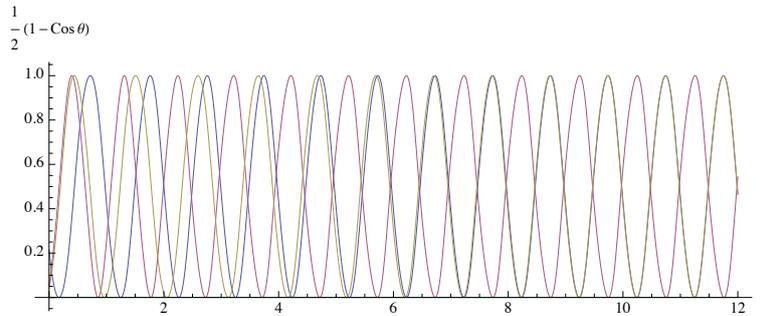


FIGURE 5.13 – Evolution temporelle des phases de trois oscillateurs couplés décrits par les équations (5.8). Après quelques oscillations, ils entrent en synchronisation pour un déphasage de π et de 0.

Seule une synchronisation partielle a été observée pour un ensemble de trois billes. Il n'est pas exclu qu'une synchronisation totale puisse être observée pour trois billes, mais celle-ci semble difficile à obtenir.

5.4 Résumé

Nous avons observé le comportement de trois billes conductrices de même diamètre au sein d'un condensateur plan. Nous avons considéré trois billes disposées en triangle ou alignées. Le modèle décrivant le couplage introduit dans la section 5.2.3 peut être généralisé au cas de trois billes. Pour trois billes disposées en triangle, nous considérons que chaque bille est couplée à ses deux voisines et cela conduit à un déphasage de $2\pi/3$ entre chaque paire de billes. Pour trois billes alignées, nous considérons uniquement un couplage entre des paires voisines et cela conduit à un déphasage de π ou de 0 entre chaque paire de billes. Expérimentalement, la synchronisation totale d'un ensemble de 3 billes n'a pas pu être observée. Seule une synchronisation partielle pour le cas de trois billes alignées a pu être observée.

Troisième partie

Milieu dense

Chapitre 6

Granulaire dense sous champ

6.1 Introduction

Nous avons jusqu'à présent considéré des matériaux granulaires dilués, où les grains subissent des collisions isolées. Lorsqu'on considère des matériaux granulaires plus denses, il apparaît des réseaux de forces qui mobilisent plusieurs grains à la fois. Les phénomènes qui apparaissent dans les matériaux granulaires denses sont différents de ceux qui apparaissent dans les matériaux granulaires dilués. Nous nous sommes intéressés à l'écoulement d'un matériau granulaire dense en présence d'un champ électrique.

Lorsqu'un matériau granulaire dense est soumis à des contraintes, il arrive qu'il ne s'écoule pas continûment, mais qu'au contraire, il se bloque et se débloque périodiquement. On parle de flux intermittent. Les flux intermittents de matériaux granulaires posent des questions fondamentales et leur étude est importante dans le domaine des industries [36]. Les intermittences sont observées dans un grand nombre de configurations, incluant le flux dû à la gravité dans une colonne verticale [37–40], le flux dans un silo [41], dans un entonnoir 2D incliné [42, 43], dans un sablier [44–46], ainsi que dans un tambour tournant [47]. Des intermittences apparaissent aussi lorsqu'un matériau granulaire est lentement poussé dans une colonne verticale [48, 49].

Les origines de ces intermittences sont diverses. Dans certains cas, elles sont dues à un gradient de pression de l'air qui bloque périodiquement le matériau granulaire en écoulement [38, 39, 44, 45]. Dans les colonnes verticales de Hulin et ses collaborateurs [38, 39], le gradient de pression est entretenu parce que les grains emportent de l'air avec eux, par viscosité. Dans les sabliers, le gradient de pression apparaît parce qu'au cours de l'écoulement, le volume disponible pour l'air diminue dans la chambre du bas et augmente dans la chambre du haut [44, 45]. Dans l'expérience de Chen et ses collaborateurs [37], la présence d'un champ électrique non-homogène à la sortie d'une colonne est la cause de la formation d'une arche cohésive qui bloque l'écoulement, puis se casse sous le poids des grains qui la recouvrent. Dans le cas d'un matériau granulaire lentement poussé dans une colonne, le vieillissement des forces de friction explique un mouvement en "Stick-Slip" [48, 49]. Dans beaucoup de situations [38, 39, 42, 47], l'humidité relative de l'air joue un rôle important, mais méconnu. De façon générale, le rôle de la cohésion dans les flux intermittents est toujours mal connu.

Afin d'étudier les effets de la cohésion, il peut être intéressant de contrôler celle-ci en fonction d'un paramètre expérimental. Cela peut se faire en contrôlant la quantité d'eau contenue dans un matériau granulaire humide [50], en contrôlant l'humidité de l'air [47], ou en appliquant un champ magnétique sur un matériau granulaire ferromagnétique [28, 47, 51–53].

Dans notre cas, nous avons choisi d'appliquer un champ électrique sur une poudre de verre. Nous avons concentré notre attention sur le flux massif, la géométrie de l'écoulement et la dynamique de celui-ci. Dans la section 6.2, nous décrivons le dispositif expérimental. Dans la section 6.3, nous présentons les résultats expérimentaux. Le flux massif et la géométrie du flux sont comparés à la littérature dans la section 6.4.1. La dynamique du flux est discutée dans la section 6.4.2.

6.2 Dispositif expérimental

La Figure 6.1 schématise notre dispositif expérimental. Nous avons utilisé des billes de verre approximativement sphériques avec un diamètre de $74 \pm 7.6 \mu\text{m}$ dans un silo de verre rectangulaire de dimensions $85 \times 200 \times 6 \text{ mm}$. La face intérieure des plaques avant et arrière du silo sont revêtues par de l'oxyde d'étain dopé au fluor, un conducteur transparent. Ces deux plaques sont reliées à une différence de potentiel allant de 0 à 1900 V. La sortie du silo est une fente rectangulaire de $6 \times 3 \text{ mm}$ alignée dans la direction du champ électrique. Des images ont été prises par un appareil photo et par une caméra rapide. La masse écoulee hors du silo est mesurée via une balance électronique.

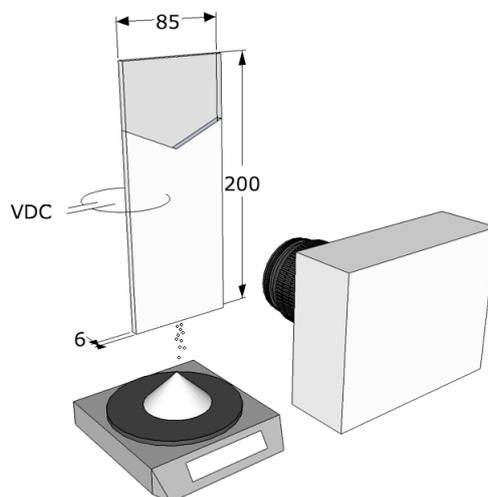


FIGURE 6.1 – Un silo de dimensions $85 \times 200 \times 6 \text{ mm}$ contient une poudre de verre. Deux parois verticales sont reliées à une source de haute tension pour produire un champ électrique homogène et horizontal. L'humidité de l'air est fixée à 43 % RH. La masse écoulee est mesurée par une balance électronique contrôlée par un ordinateur et l'écoulement est observé avec un appareil photo ou une camera rapide.

Dans le but d'obtenir des résultats reproductibles, la procédure suivante a été définie. Les billes de verre et le silo sont placés dans une boîte à gants dans laquelle l'humidité relative est fixée à 43 % RH par la présence d'une solution saturée de K_2CO_3 [29]. A cette humidité, on s'attend à avoir une cohésion minimale pour une assemblée dense de billes de verre [54]. A basse humidité, les grains se chargent par triboélectricité et interagissent électrostatiquement et à plus haute humidité, il se forme des ponts capillaires responsables d'une cohésion entre les billes. A 43 % RH, on manipule une assemblée non cohésive et la cohésion induite est donc principalement due au champ électrique appliqué. De cette façon, nous évitons également des fluctuations des propriétés de conduction des billes de verre. Les billes de verre sont séparées en 8 échantillons placés dans des récipients de verre. Chaque échantillon est utilisé au maximum une fois toutes les 24 heures. Le silo est rempli à travers un entonnoir de verre fixé au dessus du dispositif. Durant le remplissage, les deux électrodes sont reliées à la terre. Un délai de 20 minutes est fixé avant de commencer l'écoulement du silo. La masse écoulee $m(t)$ est mesurée avec une balance électronique contrôlée par un ordinateur. La fréquence d'échantillonnage de la balance est de 2 Hz.

Deux types de vidéos ont été réalisées. Pour regarder la géométrie de l'écoulement, nous avons utilisé un appareil photo avec un capteur de 2592 x 3888 pixels (167 pixels alignés correspondent à 10 mm) et prenant 2 images par seconde. L'appareil photo est contrôlé par un ordinateur via un intervalmètre schématisé sur la Figure 6.2. Afin de caractériser la dynamique de l'écoulement, nous avons utilisé une caméra rapide avec un capteur de 1024x1280 pixels (76 pixels alignés correspondent à 10 mm). Pour visualiser l'écoulement, nous soustrayons deux images successives : une zone sans mouvement devient noire, et une zone avec du mouvement devient claire. Pour les vidéos prises avec l'appareil photo, nous inversons le niveau de gris pour obtenir les zones d'écoulement en gris et les zones bloquées en blanc. Les vidéos prises avec la camera rapide sont moyennées sur la direction horizontale pour obtenir un diagramme spatio-temporel.

Afin de déclencher l'appareil photo à intervalles réguliers, nous avons construit un dispositif reliant un ordinateur et l'appareil photo. La Figure 6.2 schématise ce dispositif. L'ordinateur envoie des pulses via le port série. Un programme en BASIC a été écrit pour déclencher ces pulses. Le port série est relié à un spot LED via la sortie FLASH-OUT. L'appareil photo est relié au dispositif via la masse CAM-GND et la sortie SHUTTER-OUT d'une prise mini-jack reliée à l'appareil photo.

6.3 Résultats

6.3.1 Effet sur le flux

Afin de caractériser le flux massif, nous avons mesuré la masse écoulee à l'aide d'une balance électronique. Nous avons enregistré la courbe $m(t)$ pour 11 différences de potentiel différentes. La Figure 6.3 présente quatre courbes $m(t)$ pour quatre tensions différentes. Une évolution linéaire de $m(t)$ est observée après moins d'une seconde et un plateau horizontal arrive à la fin de la vidange du silo. La constance du flux massif $Q(t)$ au cours du temps n'est pas surprenante : elle est la conséquence de la saturation des contraintes verticales dans un matériau granulaire confiné (effet Janssen [55]). Nous avons mesuré un flux

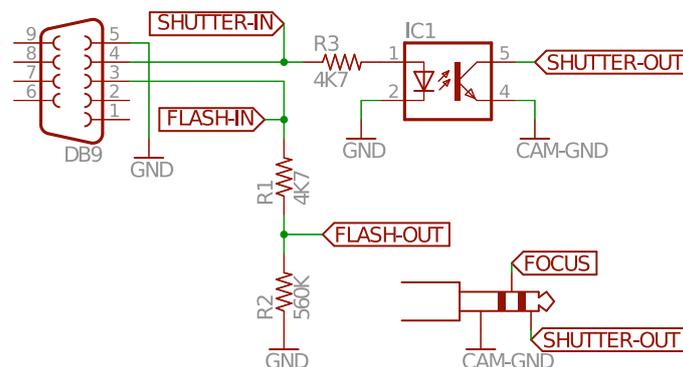


FIGURE 6.2 – Schéma de l'intervallomètre. L'ordinateur envoie des pulses via les sorties SHUTTER-IN et FLASH-IN du port série. Les pulses du SHUTTER-IN déclenchent la prise de photo grâce à l'optocoupleur relié aux électrodes SHUTTER-IN et CAM-GND de l'appareil photo via une prise mini-jack. Les pulses du FLASH-IN sont envoyés au spot LED qui sert de flash.

de 4.1 ± 0.15 g/s. Pour les tensions les plus élevées, le plateau final arrive plus tôt, cela veut dire qu'une partie du matériau reste bloquée dans le silo. Nous verrons dans la section 6.4 que cela est dû à une transition de la géométrie du flux. Les courbes de la Figure 6.3 ne sont pas moyennées sur plusieurs échantillons. La hauteur du plateau final dépend d'une expérience à l'autre et il n'y a pas de relation simple entre la hauteur de celui-ci et la différence de potentiel appliquée. Au delà de 1700 V, l'empilement reste bloqué, une arche est observée au dessus de la fente, mais le flux ne se propage pas au dessus de cette arche.

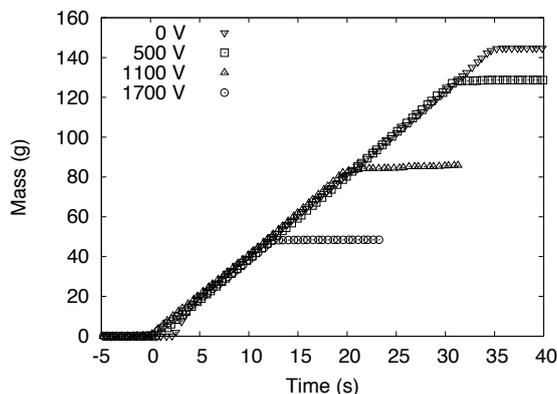


FIGURE 6.3 – Masse écoulee durant la vidange du silo pour différentes tensions appliquées. La pente (i.e. le flux massif Q) est constante au cours du temps et en fonction de la différence de potentiel appliquée. Pour les plus hauts voltages, la fin de la vidange apparaît plus tôt. Cela veut dire qu'une partie de la masse reste bloquée dans le silo.

6.3.2 Effet sur la géométrie de l'écoulement

Nous avons observé trois types de géométrie. Nous les appelons "funnel flow", "avalanche", et "rathole". Ces trois types de flux sont représentés sur la Figure 6.4.

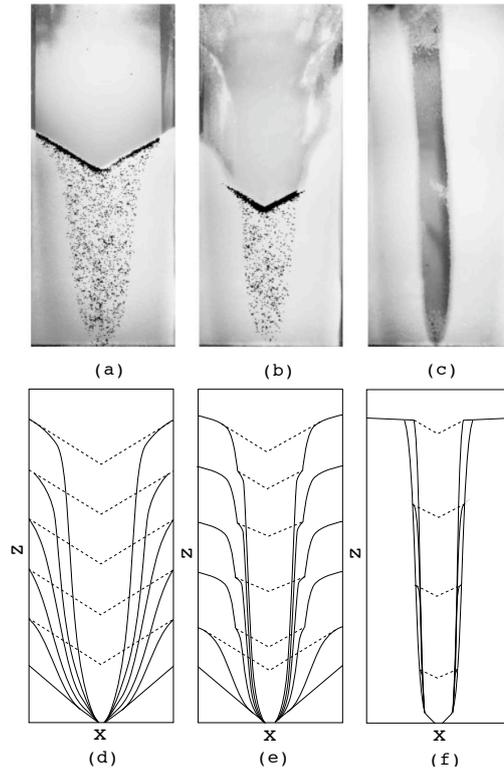


FIGURE 6.4 – Trois types de géométrie de flux sont observés durant la vidange du silo : (a) funnel flow (0 V), (b) avalanche (500 V), (c) rathole (1500 V). Le résultat de la soustraction d'images successives a été superposée à l'image de l'empilement. Les points noirs correspondent à des grains qui apparaissent ou disparaissent d'une image à l'autre. L'évolution temporelle typique de ces trois types d'écoulement a été schématisée sur les Figures (d), (e), et (f). La courbe continue représente la limite entre la zone d'écoulement et la zone bloquée, la courbe pointillée représente le dessus de l'empilement.

Dans toutes les situations, le flux est limité à la partie centrale de l'empilement. Pour le "funnel flow" (voir Figures 6.4.(a) et 6.4.(d)), le dessus de l'empilement est en écoulement selon toute sa largeur, les grains s'écoulent en direction du centre de la cellule, et seules de petites avalanches ont lieu. Ce type de flux est qualitativement similaire à celui observé par Sielamowicz et ses collaborateurs pour un matériaux granulaire non cohésif [56]. Dans le régime d'avalanche (voir Figures 6.4.(b) et 6.4.(e)), des parois peuvent rester bloquées sur les bords de la cellule, le flux étant limité au centre de la cellule. Après un certain temps, la partie supérieure des parois s'écroule, créant une avalanche. Après quoi, de nouvelles parois apparaissent et le cycle recommence. Dans la si-

tuation "rathole" (voir Figures 6.4.(c) et 6.4.(f)), le flux est tout le temps limité au centre de la cellule, et des parois latérales restent bloquées même après la fin de l'écoulement. Si on augmente la tension au delà de 1700 V, l'empilement reste bloqué. Seulement une petite partie de l'empilement peut s'écouler, mais une arche se forme au dessus de laquelle l'écoulement ne se propage pas. Nous appelleront ce régime "blocked".

L'occurrence d'un type de géométrie plutôt qu'un autre n'est pas simplement donné par la tension appliquée, mais apparaît de façon probabiliste. Nous avons mesuré la probabilité d'apparition de chacune de ces situations pour différentes tension appliquée. Pour chaque tension appliquée, nous avons un minimum de cinq échantillons. Le résultat est illustré par la Figure 6.5. Le type "funnel flow" est plus probable à basse tension et les type "avalanche" ou un type "rathole" apparaissent pour des plus hautes tensions. La transition d'un régime à un autre est continue.

Afin de donner un guide pour les yeux. Nous avons procédé à une régression logistique multinomiale. Etant données quatre fonctions $P_i(V)$, $i \in \{1, 2, 3, 4\}$, d'une variable V telles que $\sum_{i=1}^4 P_i = 1$, et $P_i > 0$. P_1 est une fonction décroissante, P_2 et P_3 possèdent un maximum, et P_4 est croissante. On peut ajuster ces quatre fonctions à l'aide du modèle suivant :

$$\begin{cases} P_1(V) = \frac{e^{(a_1V + b_1)}}{1 + e^{(a_1V + b_1)} + e^{(a_2V + b_2)} + e^{(a_3V + b_3)}} \\ P_2(V) = \frac{e^{(a_2V + b_2)}}{1 + e^{(a_1V + b_1)} + e^{(a_2V + b_2)} + e^{(a_3V + b_3)}} \\ P_3(V) = \frac{e^{(a_3V + b_3)}}{1 + e^{(a_1V + b_1)} + e^{(a_2V + b_2)} + e^{(a_3V + b_3)}} \\ P_4(V) = \frac{1}{1 + e^{(a_1V + b_1)} + e^{(a_2V + b_2)} + e^{(a_3V + b_3)}} \end{cases} \quad (6.1)$$

6.3.3 Effet sur la dynamique de l'écoulement

Les vidéos prises avec la camera rapide ont révélé que deux types de dynamique peuvent intervenir : le flux peut être continu ou intermittent. Pour 11 différentes tensions entre 0 et 1700 V, nous avons pris un minimum de quatre vidéos. Un flux intermittent n'apparaît pas systématiquement à une tension donnée, mais la probabilité de l'observer augmente avec la tension appliquée. Pour caractériser ce phénomène, nous avons effectué une analyse spatio-temporelle du flux. Chaque paire d'images successives sont soustraites l'une à l'autre pour visualiser les zones en mouvement dans l'empilement. Ensuite, le niveau de gris est moyenné sur la direction horizontale pour donner une image de 1 pixel de largeur. Toutes les images sont ensuite accolées l'une à l'autre, l'axe horizontal correspond au temps, l'axe vertical correspond à la hauteur dans l'empilement, le niveau de gris indique si il y a mouvement ou non. Le diagramme spatio-temporel permet également de déterminer le type de géométrie d'écoulement car on peut observer l'évolution de la hauteur de l'empilement. En présence d'un écoulement de type "funnel flow", le niveau décroît lentement et continûment (voir Figure 6.6.(a)). En présence d'un écoulement de type "avalanche", le niveau décroît avec la même vitesse que dans le cas d'un "funnel flow", mais

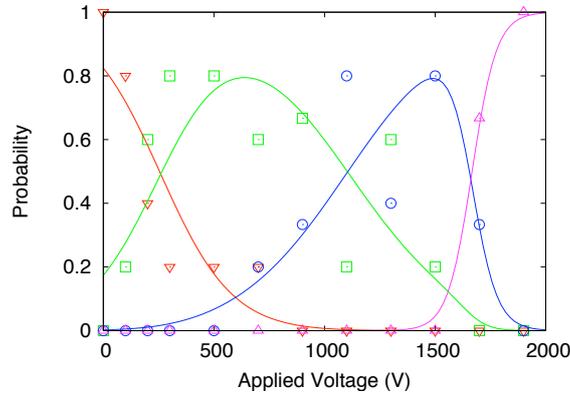


FIGURE 6.5 – Transitions de la géométrie de l'écoulement. Probabilités d'observer un "funnel flow" (triangles inversés), un écoulement de type "avalanche" (carrés), un type "rathole" (ronds), ou un écoulement "blocked" (triangles) en fonction de la tension appliquée. Les courbes sont des guides pour les yeux et ont été obtenues par régression logistique multinomiale (voir équations 6.1).

avec des dents de scie (voir Figure 6.6.(b)). En présence d'un écoulement "rathole", le niveau descend plus rapidement, même si le flux massif Q est le même (voir Figure 6.6.(c)). Les intermittences et les avalanches sont deux phénomènes différents qui peuvent arriver indépendamment l'un de l'autre. L'intermittence n'apparaît pas toujours directement après l'initiation du flux, mais elles disparaît toujours avant la fin de l'écoulement. La probabilité d'apparition d'intermittence augmente en fonction de la différence de potentiel appliquée (voir Figure 6.7).

Une période d'intermittence peut être séparée en trois phases (voir Figure 3.12). Au début, l'empilement est au repos. Le mouvement est initié au bas de l'empilement et se propage vers le haut. La vitesse finale du front d'initiation du mouvement est de l'ordre de 5 m/s. Le temps mis par le front d'initiation pour arriver à la surface est appelé T_1 . Après l'initiation, l'empilement est en mouvement sur toute sa hauteur pendant un temps T_2 . Après quoi, le flux s'arrête brutalement.

L'évolution typique des paramètres T , T_1 et T_2 au cours du temps est illustrée par la Figure 6.9. Le temps d'initiation T_1 diminue au cours du temps. Cela n'est pas une surprise : si la hauteur de l'empilement diminue, le temps T_1 mis par le front d'initiation pour aller jusqu'en haut de l'empilement doit diminuer lui aussi. Le rapport T_2/T augmente avec le temps. Etant donné que le flux massif est constant au cours du temps (voir Figure 6.3), cela signifie que le flux instantané au dessus de l'empilement doit diminuer avec le temps.

La Figure 6.10 montre les temps caractéristiques T_1 , T_2 , et T au début de l'écoulement en fonction de la différence de potentiel appliquée. Le temps T_1 augmente avec la tension. Cela révèle que la vitesse du front d'initiation du mouvement diminue avec la tension. Le rapport T_2/T décroît avec la tension. Cela signifie que le flux massif au dessus de l'empilement doit augmenter avec la tension appliquée.

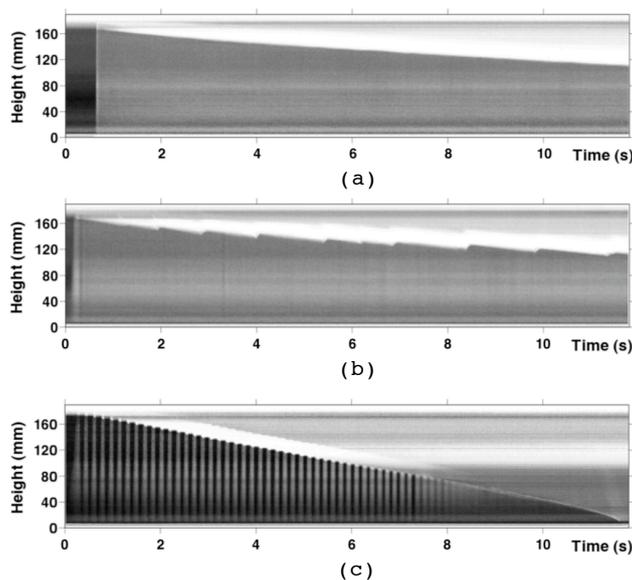


FIGURE 6.6 – Deux types de dynamiques peuvent être révélées par l'analyse spatio-temporelle de l'écoulement : un écoulement continu ou un écoulement intermittent. (a) flux continu pour un "funnel flow" (0 V), (b) écoulement continu avec avalanches (1300 V), (c) écoulement intermittent dans un "rathole" (900 V). Les zones claires correspondent à une zone en mouvement et les zones sombres correspondent à des zones en mouvement.

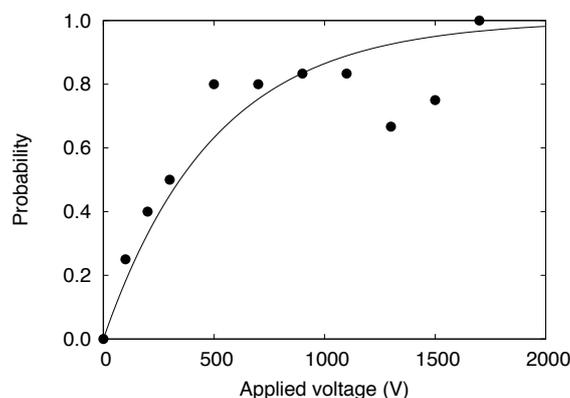


FIGURE 6.7 – Probabilité d'observer une intermittence en fonction de la différence de potentiel appliquée V . La courbe de saturation est un guide pour les yeux.

6.4 Discussion

6.4.1 Effets sur l'écoulement

La transition "funnel-rathole" décrite dans la section 6.4 peut être comparée aux résultats expérimentaux de Robinson et Jones [11]. Ces auteurs ont

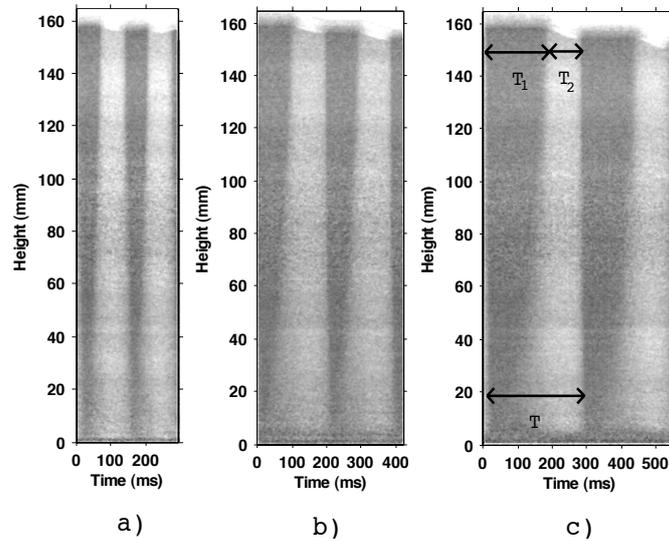


FIGURE 6.8 – Zoom sur deux périodes de l’intermittence pour respectivement (a) $V=300\text{V}$, (b) $V=700\text{V}$, (c) $V=1500\text{V}$. Le front d’initiation de l’écoulement se propage verticalement avec une vitesse croissante. La période de l’intermittence augmente avec la différence de potentiel V .

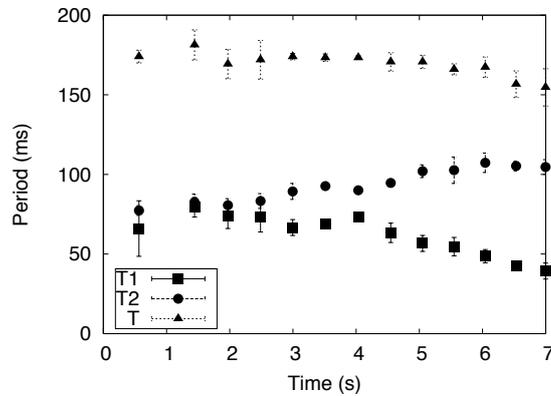


FIGURE 6.9 – Evolution typique des paramètres T_1 , T_2 et T au cours du temps ($V=900\text{ V}$). Chaque valeur est une moyenne de trois périodes successives, la largeur des barres d’erreur correspond à deux écarts types. Après le dernier point (7 secondes), l’intermittence disparaît, mais le flux continue (voir Figure 6.6.(c)).

appliqué un champ électrique parallèlement à l’axe de rotation d’un cylindre tournant. Ils ont mesuré l’angle de stabilité maximal d’un empilement de billes de verre avant l’initiation du flux. Cet angle augmente avec la tension jusqu’à 90° . Ils interprètent cela comme une augmentation de la contrainte de cisaillement nécessaire à la rupture du matériaux. Ceci peut être comparé à la pente

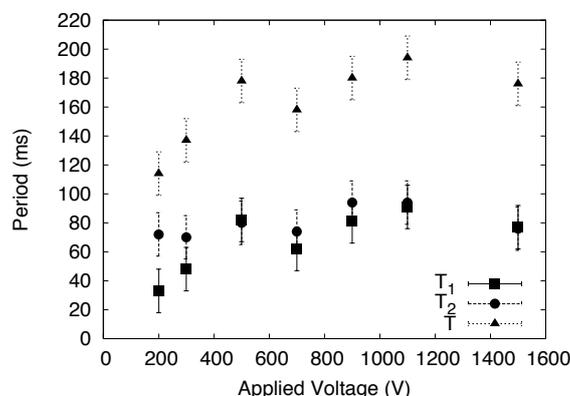


FIGURE 6.10 – Dépendance des temps initiaux T_1 , T_2 et T en fonction de la tension appliquée.

des parois qui apparaissent dans la situation de "rathole". La stabilisation d'une arche et le blocage du flux peut être vue comme la continuité de la transition "funnel-rathole".

Nos expériences ont montré que le champ électrique n'affecte pas le flux massif. C'est surprenant pour deux raisons.

Premièrement, nous observons une transition "funnel-rathole" ainsi que le blocage du flux pour les hautes tensions. Il est surprenant de voir que la partie statique de l'empilement est fortement affectée par le champ électrique alors que la partie en écoulement ne l'est pas. Mais ce n'est pas la première fois que cette différence est reportée : Metayer et ses collaborateurs ont observé l'écoulement de billes de verre entre deux électrodes planes [12, 13]. Ils ont appliqué une tension entre les électrodes, imposé un flux Q et a mesuré l'angle de repos dynamique de l'empilement. Pour des petites valeurs de Q , cet angle augmente avec la tension appliquée. Mais l'effet du champ électrique s'annule pour les plus grands flux (voir Figure 2.12). Ils interprètent cela en remarquant que lorsque le matériau granulaire s'écoule, il est moins dense et le nombre de contact par grain diminue. Or, la force d'electroclamping a lieu lorsqu'un courant circule entre les grains.

Le comportement du flux massif est également surprenant parce que le flux a travers le silo est supposé diminuer avec la cohésion. Cela diffère des résultats de Lumay et Vandewalle [51]. Ils ont appliqué un champ magnétique vertical et horizontal sur une poudre ferromagnétique s'écoulant dans un entonnoir. Dans les deux cas, ils ont observé une décroissance du flux comme le carré du champ appliqué.

On peut néanmoins proposer une figure pour justifier la différence entre nos résultats. Comme décrit dans la section 2.2, le champ électrique tend à créer des cluster linéaires alignés dans la direction de la fente de sortie du silo. Aucun lien cohésif ne doit être cassé pour permettre l'écoulement de ces agrégats à travers la fente.

6.4.2 Effet sur l'intermittence

Dans la section 6.3.3, une analyse spatio-temporelle a été utilisée pour décrire les intermittences. Dans cette section, nous proposons une interprétation du phénomène.

Considérons une période d'intermittence. Au départ du cycle, l'empilement est au repos. Les grains proches de la sortie commencent à s'écouler et la frontière entre la partie statique et la partie en écoulement se propage vers le haut. Nous appelons cette discontinuité d'accélération le front d'initiation. Il doit induire une dilatation de la partie en écoulement de l'empilement. (voir Figure 6.11)

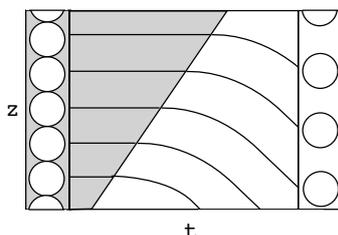


FIGURE 6.11 – La propagation vers le haut du front d'initiation induit une décroissance de la densité. Dans cette figure, la densité est liée à la séparation verticale entre les trajectoires.

L'intermittence peut survenir parce que le champ électrique agit différemment sur les parties statiques et dynamiques de l'empilement. Comme décrit dans la section précédente, la contrainte de cisaillement nécessaire à la rupture d'un empilement au repos augmente avec la différence de potentiel appliquée [11, 14], mais l'effet du champ électrique diminue quand le flux augmente [12]. Dans notre système, le champ électrique doit avoir un plus grand effet durant la montée du front de propagation que après. Quand une tension est appliquée, le front d'initiation se propage plus lentement, et une forte dilatation doit avoir lieu. Après l'initiation du flux, le matériau est peu affecté par le champ électrique. Le champ de vitesse peut être non stationnaire : une compression peut arriver. Pendant la compression, si le matériau atteint une certaine densité, il se bloque et le cycle recommence.

6.5 Résumé

Nous avons étudié l'effet d'un champ électrique sur un matériau granulaire s'écoulant à travers un silo. Nous avons vu que un champ électrique peut induire de la cohésion. La force d'electroclamping ainsi que l'interaction entre dipôles induits peuvent être responsables d'une interaction anisotrope entre les grains. Ces interactions tendent à former des agrégats linéaires alignés dans la direction du champ électrique. Le flux massif, la géométrie et la dynamique de l'écoulement ont été observés.

Le flux massif n'est pas affecté par le champ électrique ni par la présence d'intermittence, mais le blocage se produit au delà d'une certaine différence de potentiel appliquée. Une transition "funnel-rathole" apparaît. Cette transition

est de nature probabiliste : plusieurs types de flux peuvent apparaître pour une différence de potentiel donnée. Nous avons observé une situation intermédiaire entre la configuration "funnel" et la configuration "rathole". Nous avons appelé cette situation le régime "avalanche". Nous observons un blocage complet au delà d'une certaine valeur du champ appliqué. L'application d'un champ électrique augmente la probabilité d'observer un flux intermittent. La transition entre un flux continu et un flux intermittent est de nature probabiliste également et est indépendante de la transition "funnel-rathole".

Deux choses peuvent expliquer l'indépendance du flux massif avec la tension appliquée : l'anisotropie de la cohésion ou le fait que partie statique de l'écoulement est plus affectée par le champ électrique que la partie en écoulement.

Il serait instructif de comparer les effets observés dans notre expérience avec une cohésion de nature différente. Par exemple, à l'aide d'un champ magnétique, il serait possible d'éliminer la cohésion entre les grains et les parois tout en conservant la cohésion entre les grains. On pourrait également investiguer la cohésion entre les grains en faisant varier l'humidité ambiante.

Afin de mieux comprendre pourquoi le flux massif ne varie pas avec le champ électrique, il serait intéressant de reproduire l'expérience avec une fente perpendiculaire au champ électrique (voir Figure 6.12). De cette façon, il serait nécessaire de casser des liens cohésifs dans les agrégats pour qu'il y ait écoulement à travers la fente. On pourrait ainsi voir si le flux massif dépend du champ électrique appliqué et de quelle façon il varie.



FIGURE 6.12 – Une perspective serait de refaire l'expérience avec une fente perpendiculaire au champ électrique appliqué et de voir si le flux reste constant en fonction de la différence de potentiel appliquée. Cela permettrait de voir si l'indépendance du flux est due à l'anisotropie de l'interaction.

Quatrième partie

Conclusion et perspectives

Chapitre 7

Conclusions

Nous avons entamé ce manuscrit en définissant ce qu'est un matériau granulaire. Nous avons vu qu'un champ électrique pouvait être utilisé pour injecter de l'énergie cinétique dans un matériau granulaire dilué. L'énergie cinétique est acquise par les grains qui se chargent au contact des électrodes. Nous avons également vu qu'un champ électrique pouvait être utilisé pour induire une interaction entre les grains d'un matériau granulaire dense. Cette interaction est de nature anisotrope. Elle a deux origines : l'interaction entre dipôles induits d'une part et l'electroclamping d'autre part.

Nous avons d'abord investigué la dynamique d'une bille conductrice dans un condensateur plan. La bille est initialement au repos sur l'électrode du dessous. Lorsqu'une différence de potentiel est appliquée, la bille décolle. Elle entre ensuite en collision avec l'électrode supérieure. Durant le contact, la bille se charge du signe opposé et est ensuite accélérée vers le bas. Après quelques collisions, la bille oscille entre les deux électrodes avec une période bien définie. Nous avons pu développer un modèle qui est en accord quantitatif avec l'expérience : l'accélération et la période finale de la bille sont prédites sans aucun paramètre d'ajustement. Notre modèle prédit une plage d'hystérésis. Elle a été observée expérimentalement, contrairement à ce que Aranson et ses collaborateurs décrivent. Nous avons également observé un effet de stabilisation horizontale : une bille rebondissant sur une seule surface a tendance à se déplacer dans le plan défini par cette surface, tandis qu'une bille rebondissant entre deux surfaces parallèles tend à rester sur une trajectoire perpendiculaire aux surfaces. Nous avons reproduit l'expérience avec des billes de verre non coatées. Ces billes aussi se chargent et oscillent entre les deux électrodes, mais le temps de charge est beaucoup plus long, ce qui modifie la dynamique. Nous proposons un modèle qui est en accord qualitatif avec les expériences. Nous nous sommes également demandés s'il pouvait y avoir couplage entre des billes oscillantes. Pour cela, nous avons considéré la dynamique de deux billes conductrices au sein d'un condensateur. Nous avons pu observer un couplage entre les billes : il y a un effet de synchronisation avec opposition de phase. Nous avons cherché à comprendre l'origine de la synchronisation et nous proposons un modèle mathématique simple qui considère la modification du champ électrique local lors de la charge d'une bille au contact d'une électrode. Ce modèle est en accord qualitatif avec l'expérience. Nous nous sommes demandés si le couplage pouvait jouer un rôle pour une assemblée de plus de deux billes. Notre modèle mathématique peut être généralisé

à un ensemble de trois billes. Pour trois billes disposées en triangle, il prévoit une synchronisation avec un déphasage de $\frac{2\pi}{3}$. Pour trois billes alignées, nous considérons seulement un couplage entre des billes voisines. Dans ce cas, il y a synchronisation avec un déphasage de π entre deux billes voisines. Nous avons réalisé des expériences avec trois billes disposées en triangle ou alignées, mais seule une synchronisation partielle a pu être observée pour le cas de trois billes alignées.

Dans la troisième partie de ce manuscrit, nous avons considéré l'écoulement dans un silo d'un matériau granulaire dense en présence d'un champ électrique. Le champ électrique est utilisé pour induire une interaction entre les grains. Nous avons mesuré le flux massif de grain à la sortie du silo et avons observé que celui-ci est constant en fonction de la différence de potentiel appliquée, mais qu'il se bloque complètement à partir de 1900 V. Cela peut être dû à l'anisotropie de l'interaction induite par le champ électrique ou au fait que le champ électrique n'affecte pas la partie en écoulement de l'empilement. Nous avons également observé la géométrie de l'écoulement dans le silo : en augmentant le champ électrique, on observe une transition d'un écoulement de type "funnel" vers un écoulement de type "rathole". Nous avons aussi investigué la dynamique du système. Nous avons observé que en présence d'un champ électrique, le flux devient intermittent. Nous avons observé que la période de l'intermittence augmente avec la différence de potentiel appliquée.

Nous avons observé que la présence champ électrique modifiait les propriétés des matériaux granulaires. L'effet du champ électrique dépend de la densité du matériau granulaire. Pour les matériaux granulaire dilués, c'est la force de Coulomb qui prévaut. On peut utiliser un champ électrique pour injecter de l'énergie cinétique dans le matériau granulaire. Les grains chargés interagissent entre eux. Pour un matériau granulaire dense, l'interaction d'electroclamping domine ainsi que l'interaction entre dipôles induits. On peut utiliser un champ électrique pour solidifier un matériau granulaire ou pour bloquer son écoulement.

Chapitre 8

Perspectives

Il pourrait être intéressant d'étudier la dynamique de billes au sein d'un condensateur en présence d'un liquide. Des forces hydrodynamiques entre les billes seraient à prendre en compte et induiraient des comportements nouveaux, tels la formation de chaînes oscillantes (voir Figure 8.1). Lorsque le champ électrique appliqué est en dessous de E_a , les billes au contact de l'électrode du dessous se repoussent car elles portent des charges de signe contraire, elles forment ainsi des cristaux de Wigner (voir Figure 8.2). L'étude de ces cristaux pourrait également être instructive.

En ce qui concerne le flux de matériau granulaire dense, on pourrait modifier le type d'interaction entre les grains s'écoulant dans un silo. Par exemple, en utilisant un champ magnétique et une poudre ferromagnétique, ou en contrôlant l'humidité de l'air pour induire une cohésion dans une poudre de verre. Une autre perspective serait de modifier la géométrie du silo en plaçant une fente perpendiculaire au champ électrique pour comprendre si l'indépendance du flux en fonction de la différence de potentiel est due à l'anisotropie de l'interaction induite. Il serait également instructif d'étudier les éclairs observés lors d'éruptions volcaniques.

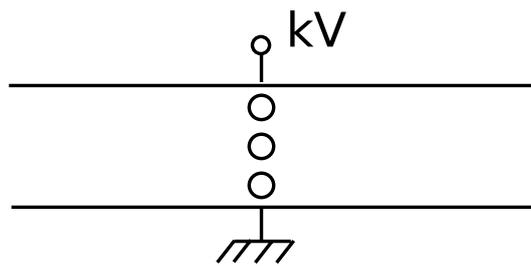


FIGURE 8.1 – Un sujet qu'il reste à explorer est la dynamique des chaînes oscillantes. Dans un condensateur plan et en présence d'un liquide de faible conductivité, nous avons observé que des billes conductrices interagissaient hydrodynamiquement et formaient des chaînes verticales où chaque bille oscille verticalement et subit des collisions avec les électrodes ou une autre bille.



FIGURE 8.2 – Une perspective à ce travail concerne l'étude des cristaux de Wigner. En les plaçant sur l'électrode inférieure d'un condensateur plan, des billes conductrices peuvent se charger du même signe et subir une interaction répulsive. On observe la formation d'un cristal de Wigner.

Bibliographie

- [1] J. Duran, *Sables, poudres et grains*, Eyrolles, Paris (1999).
- [2] F. Ludewig, *Contribution aux approches numériques de la densification d'assemblées granulaires*, PhD thesis, University of Liege (2007).
- [3] P. M. Reis and T. Mullin, Phys. Rev. Lett. **89** 244301 (2002).
- [4] K. M. Hill, A. Caprihan and J. Kakalios, Phys. Rev. E **56**, 4 (1997).
- [5] C. Bizon, M. D. Shattuck, J. B. Swift, W. D. McCormick, and H. L. Swinney, Phys. Rev. Lett. **80**, 57 (2000).
- [6] I. S. Aranson and L. S. Tsimring, Rev. Mod. Phys. **78**, 641 (2006).
- [7] G. Lumay, F. Boschini, K. Traina, S. Bontempi, J.-C. Remy, R. Cloots, N. Vandewalle, Phys. Rev. Lett. **224**, 19 (2012).
- [8] J.E. Fiscina, G. Lumay, F. Ludewig, and N. Vandewalle, Phys. Rev. Lett. **105**, 048001 (2010).
- [9] J. D. Jackson. *Classical electrodynamics, 3rd Edition (New York : Wiley)*, 113 (1998).
- [10] P. W. Dietz and J. R. Melcher, Ind. Eng. Chem. Fundam. **17**, 28 (1978).
- [11] K. S. Robinson and T. B. Jones, IEEE Trans. Ind. Appl. **IA-20**, 253 (1984)
- [12] J.-F. Metayer, *Phd Thesis, University of Rennes, France* (2008).
- [13] J.-F. Metayer, P. Richard, A. Faisant and Renaud Delannay, J. Stat. Mech., P08003 (2010).
- [14] K. S. Robinson and T. B. Jones, IEEE Trans. Ind. Appl. **IA-20**, 1573 (1984).
- [15] N. Mitarai, and F. Nori, Adv. Phys. **55 (1-2)**, 1 (2006).
- [16] A. Khayari, A. T. Pérez and A. Castellanos, 2000 Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 470 (2002).
- [17] A. Khayari and A. T. Pérez, International Journal of Bifurcation and Chaos in Applied Sciences and Engineering, **13**, 10 (2003).
- [18] C. Soria, A. Ramos and A. T. Pérez, Europhys. Lett. **37**, 541 (1997).
- [19] I. S. Aranson, D. Blair, V. A. Kalatsky, G. W. Crabtree, W.-K. Kwok, V. M. Vinokur and U. Welp, Phys. Rev. Lett. **84**, 3306 (2000).
- [20] D. W. Howell, I. S. Aronson and G. W. Crabtree , Phys. Rev. E **63**, 050301(R) (2001).
- [21] I. S. Aranson, B. Meerson, P. V. Sasorov and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **88**, 204301 (2002).

- [22] M. V. Sapozhnikov, I. S. Aranson and J. S. Olafsen, Phys. Rev. E **67**, 010302(R) (2003).
- [23] M. V. Sapozhnikov, A. Peleg, B. Meerson, I. S. Aranson and K. L. Kohlstedt, Phys. Rev. E **71**, 011307 (2005).
- [24] I. S. Aranson and J. S. Olafsen, Phys. Rev. E **66**, 061302 (2002).
- [25] M. V. Sapozhnikov, Y. V. Tolmachev, I. S. Aranson and W.-K. Kwok, Phys. Rev. Lett. **90**, 114301 (2003).
- [26] I. S. Aranson and M. V. Sapozhnikov, Phys. Rev. Lett. **92**, 234301 (2004).
- [27] M. V. Sapozhnikov, I. S. Aranson, W.-K. Kwok and Y. V. Tolmachev, Phys. Rev. Lett **93**, 084502 (2004).
- [28] G. Lumay and N. Vandewalle, New. J. Phys. **9**, 406 (2007).
- [29] F. E. M. O' Brien, J. Sci. Instrum. **25**, 73 (1948).
- [30] M. Leconte, Y. Garrabos, F. Palencia, C. Lecoutre, P. Evesque, and D. Beysens, Appl. Phys. Lett. **89**, 243518 (2006).
- [31] J. C. Maxwell, *A Treatise on electricity and magnetism* (Dover Press, New York, 1891), Vol. I, pp. 268-276.
- [32] T. Gilet, N. Vandewalle, and S. Dorbolo , Phys. Rev. E **79**, 055201(R) (2009).
- [33] N. Vandewalle, T. Gilet, and S. Dorbolo, in preparation (2011).
- [34] W. Losert, D.G.W. Cooper, and J.P. Gollub, Phys. Rev. E **59**, 5855 (1999).
- [35] Jacques Duran, *Sables, poudres et grains (Eyrrolles)*, 53 (1997)
- [36] H. Purutyan, B. H. Pittenger, J. W. Carson, Chem. Eng. Prog. **94**, 27 (1998).
- [37] W. Chen, M. Hou, Z. Jiang, K. Lu and L. Lam, Europhys. Lett. **56**, 536 (2001).
- [38] J.-L. Aider, N. Sommier, T. Raafat, and J.-P. Hulin, Phys. Rev. E **59**, 778 (1999).
- [39] Y. Bertho, F. Giorgiutti-Dauphiné and J.-P. Hulin, Phys. Fluids **15**, 3358 (2003).
- [40] C.-H. Wang and Z. Tong, J. Fluid. Mech. **435**, 217-246 (2001).
- [41] B. K. Muite, S. F. Quinn, S. Sundaresan and K. K. Rao., Powder Technol. **145**, 190 (2004).
- [42] T. Le Pennec, M. Ammi, J. C. Messenger, and A. Valance, Eur. Phys. J. B **7**, 657 (1999).
- [43] C. T. Veje, P. Dimon, Phys. Rev. E **54**, 4329 (1996).
- [44] K. J. Maloy, M. Ammi, D. Bideau, A. Hansen, X.-l. Wu, C. R. Acad. Sci. Paris **319**, 1463 (1994).
- [45] X-l. Wu, K. J. Maloy, A. Hansen, M. Ammi, and D. Bideau, Phys. Rev. Lett. **71**, 1363 (1993).
- [46] T. Lepennec, K. J. Maloy, A. Hansen, M. Ammi, D. Bideau, and X-l. Wu Phys. Rev. E. **53**, 2257 (1996).
- [47] A. J. Forsyth, S. Hutton, M. J. Rhodes, Powder Technol. **126**, 150 (2002).
- [48] G. Ovarlez, E. Kolb, E. Clement, Phys. Rev. E **64**, 060302(R) (2001).

- [49] G. Ovarlez, *Rhéologie* **7**, 30 (2003).
- [50] A. Fingerle, K. Roeller, K. Huang and S. Herminghaus, *New J. Phys* **10**, 053020 (2008).
- [51] G. Lumay and N. Vandewalle, *Phys. Rev. E* **78**, 061302 (2008).
- [52] S. Fazekas, J. Kertesz, D. E. Wolf, *Phys. Rev. E* **71**, 061303 (2005).
- [53] F. Peters and E. Lemaire, *Phys. Rev. E* **69** 061302 (2004).
- [54] N. Vandewalle, G. Lumay, F. Ludewig, and J. E. Fiscina, *Phys. Rev. E* **85**, 031309 (2012).
- [55] P. G. de Gennes, *Rev. Mod. Phys.* **71**, S374-S382 (1999).
- [56] I. Sielamowicz, T. Kowalewski, S. Blonski, *Acta Agrophysica* **4**, 519 (2004).