



HAL
open science

Système expérimental modèle d'un fluide actif polaire

Julien Deseigne

► **To cite this version:**

Julien Deseigne. Système expérimental modèle d'un fluide actif polaire. Analyse de données, Statistiques et Probabilités [physics.data-an]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2010. Français. NNT : TS (2010) 160 . tel-00567513

HAL Id: tel-00567513

<https://theses.hal.science/tel-00567513>

Submitted on 21 Feb 2011

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

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

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT (PARIS 7)

École doctorale 518 : Matière Condensée et Interfaces

THÈSE DE DOCTORAT

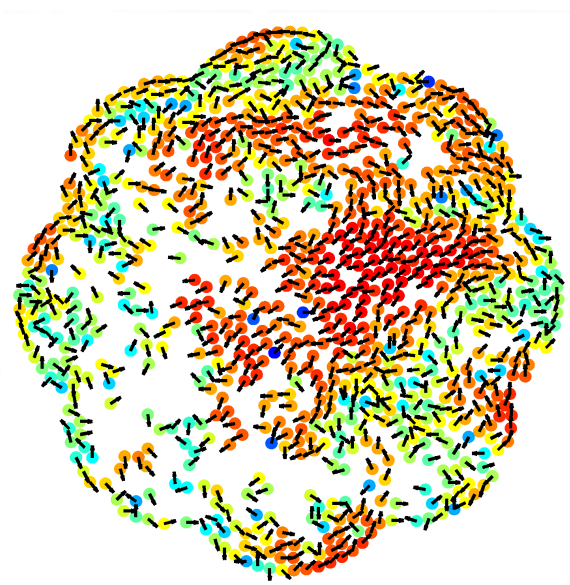
Spécialité : PHYSIQUE

présentée par

Julien DESEIGNE



**Système expérimental modèle
d'un fluide actif polaire**



Thèse dirigée par M. Olivier DAUCHOT

et soutenue le 30 novembre 2010 devant le jury composé de :

Mme. Leticia CUGLIANDOLO	Rapportrice
M. Lydéric BOCQUET	Rapporteur
M. Denis BARTOLO	Examineur
M. Sriram RAMASWAMY	Examineur
M. Yves COUDER	Invité

Remerciements

Il semble que l'exercice des remerciements est toujours difficile, comme le résume assez bien Patrick Bruel : «On passe sa vie à dire merci. Merci à qui ? Merci à quoi ?». Merci à tous, merci pour tout alors ? Si je ne voulais pas m'encombrer de cette tâche, c'est ce que je ferais. Mais j'ai envie de prendre le temps de remercier ceux à qui je tiens pour ce qu'ils m'ont apporté !

Tout d'abord, je remercie chaleureusement Françoise Lafuma et Jacques Prost qui, par leur disponibilité, leur écoute et leur soutien, m'ont permis d'être à ce niveau d'études qu'est le doctorat. Je ne cesserai de vous remercier pour cela, ne serait-ce pour ne jamais oublier d'où je viens.

Ensuite, j'aimerais exprimer toute ma gratitude à Olivier Dauchot, mon directeur de thèse. J'ai plus appris en ces trois années que tout le reste de ma scolarité ; et ce, aussi bien sur le plan scientifique que sur le plan humain. Grâce à son enthousiasme communicatif, son exigence scientifique et son ouverture d'esprit, j'ai considérablement progressé et je suis parvenu, me semble-t-il, à apprendre le difficile métier de chercheur. Merci encore Olivier ! Cet apprentissage n'aurait pas été le même sans Raphaël Candelier. Il aura été en quelque sorte un second directeur de thèse tant ces connaissances de geek m'auront été utiles au cours de cette thèse. Il aura réussi le tour de force de me convaincre qu'être geek, c'est aussi être un chic type (mais c'est pas automatique !). Je te remercie pour tous ces moments unix partagés à l'unison dans le bus PCI express (Philosophical Communication and Interaction) vers Saclay ! Je suis extrêmement reconnaissant à Hugues Chaté pour l'intérêt qu'il a porté sur l'expérience ainsi qu'à l'enrichissante collaboration qui a suivi.

Cette page de remerciements serait comme «une golf GTI qui n'aurait plus qu'une vitesse» si je ne remerciais pas le gitan au grand coeur et à l'esprit libre qu'est Vincent Padilla. Non seulement, son expertise mécanique et technique a permis de monter la manip', mais ce que je retiendrai le plus de Vincent sont nos conversations au détour d'un couloir ou dans l'atelier. Elles m'ont appris ce qu'étaient l'humilité, le respect et la générosité. Je remercie chaleureusement Cécile pour son aide considérable tout au long de ma thèse

et pour son humour parfois décapant ! Qui dit décapant, dit décapotable, dit beaux gosses ! En voilà une belle transition pour remercier aussi Sébastien avec qui je partage une passion commune pour la culture vosgienne et Marco avec qui j'ai partagé des moments délicieusement truculents !

Je remercie aussi Bérengère d'avoir contribué à une ambiance chaleureuse dans le bureau que nous partagions. Elle restera pour moi un patou de grande classe ! Je suis aussi reconnaissant à François pour toutes les discussions d'ordre scientifique que nous avons eu ensemble ainsi qu'à Arnaud pour m'avoir ouvert à toute une série de sujets dont je ne soupçonnais même pas l'existence ! Et que de bons moments passés avec Carolina, Pete, Kazz', Gilles, Elisabeth, Jean, Roman, Corentin, Baudoin et Pablo ! Cette thèse ne se serait pas déroulée dans la même ambiance sans la convivialité de Nadine, Jean-Michel, Jean-Claude, Dominique, Pascal, Jean-Damien, Quentin, Maurice (qui s'appelle en fait Vincent), Camille, etc.

Pour leur présence réconfortante et leur soutien indéfectible, je remercie chaleureusement Guillaume, Naïs et bien sûr Luna ! Pour m'avoir accompagnés pendant toute cette période, une pensée reconnaissante pour mes parents, Charlotte, Anthony, Steve, Pierrick et Boulange.

Table des matières

1	Introduction	5
1.1	Les mouvements collectifs vus par les physiciens	7
1.1.1	Mouvements collectifs	7
1.1.2	La matière active	11
1.2	Matière active polaire	18
1.2.1	Particules actives polaires en suspension	18
1.2.2	Particules actives polaires sur substrat	21
1.3	Système expérimental modèle d'un fluide actif polaire	38
1.3.1	Fluide granulaire	38
1.3.2	Thèse	41
2	Système expérimental	43
2.1	Substrat actif : le vibreur	43
2.1.1	Installation au sol	44
2.1.2	Transmission de la vibration	46
2.1.3	Caractérisation de la vibration	49
2.2	Particules autpropulsées (SPP)	50
2.2.1	Prototypes	51
2.2.2	Fabrication en série	56
2.2.3	Installations complémentaires	62
2.3	Acquisition et stockage des données	64
2.3.1	Acquisition et traitement d'images	64
2.3.2	Données	68
2.3.3	Conclusion	71
3	Autopropulsion et alignement	73
3.1	Comment aller de l'avant de son propre chef?	73
3.1.1	Statistiques des déplacements	77
3.1.2	Dynamique de la polarité	80
3.1.3	Modèle de Langevin polaire	82
3.1.4	Vitesse polaire	85
3.1.5	Influence de l'amplitude de la vibration	90
3.1.6	Paramètre de contrôle physique	95

3.1.7	Conclusion	97
3.2	Un couple de SPP avance-t-il de l'avant ?	99
3.2.1	Collisions successives	102
3.2.2	Alignement effectif	110
3.2.3	Influence de l'amplitude sur l'alignement de deux SPP	118
3.2.4	Conclusion	121
4	Ecoulements d'un fluide actif polaire	123
4.1	Ecoulement polaire	126
4.1.1	Définition d'un état stationnaire homogène	126
4.1.2	Emergence de courants polaires	128
4.1.3	Ordre polaire ?	136
4.1.4	Fluctuations «géantes» de densité	139
4.1.5	Conclusion	144
4.1.6	Discussion	144
4.2	Effet du confinement	145
4.2.1	Emergence de tourbillons	146
4.2.2	Dynamique lente des tourbillons	148
4.2.3	Résumé	151

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Les mouvements collectifs vus par les physiciens	7
1.2	Matière active polaire	18
1.3	Système expérimental modèle d'un fluide actif polaire	38

Il s'agit d'une foule aérienne qui semble toujours sur le point de s'éclaircir et se disperser, comme les grains d'une poudre fine en suspension dans un liquide.

– Italo Calvino, Palomar (1985)



FIGURE 1.1 – Nuée de millions d'étourneaux de l'espèce *sturnus vulgaris*. **Gauche** Photo prise à Tøndermarsken au Danemark par Mason White le 5 Avril 2009 entre 19h30 et 21h. **Droite** Etourneau de l'espèce *sturnus vulgaris* de taille 21 cm et d'envergure comprise entre 31 cm et 40 cm (<http://bitter-gracenotes.blogspot.com>).

Comme illustrées sur la figure 1.1, Italo Calvino a observé des larges nuées d'étourneaux dans le ciel romain. A ce propos, il écrit : «Toutes les explications que l'on donne sont douteuses, suspendues à des hypothèses, oscillent entre différentes alternatives [...] mais on a l'impression que même la science, qui devrait confirmer ou démentir, reste incertaine, approximative.»

Pourtant, ce n'est pas faute d'essayer ! Plusieurs communautés scientifiques s'intéressent à ces phénomènes impressionnants de mouvements collectifs d'étourneaux : les biologistes [1], les informaticiens [2], les physiciens [3], etc. Mais le questionnement est différent d'une communauté à l'autre. Par exemple, les biologistes se posent la question de la fonction d'une telle forme d'agrégation. La mise en mouvement collectif des oiseaux permet d'assurer la survie du plus grand nombre face à l'attaque d'un prédateur. Le biologiste se demande alors comment l'organisation de la survie de l'espèce influence les processus cognitifs de chacun des individus. L'informaticien veut simuler le comportement collectif des oiseaux en implémentant directement les règles d'interaction entre les différents oiseaux. Il ne se pose pas la question de l'origine de ces règles par l'étude des processus cognitifs des individus. Il préfère se demander quelles sont les règles les plus simples permettant de générer des mouvements similaires.

Et le physicien dans tout cela ? Il se demande par exemple comment la structure et la dynamique globale des nuées peut émerger de la dynamique et de l'interaction des oiseaux entre eux. Mais alors, pourquoi avoir monté, dans le cadre de cette thèse, une expérience d'un système bidimensionnel de grains vibrés qui s'autopropulsent ? Que peut bien être le rapport entre les mouvements collectifs d'oiseaux et ceux de grains autopropulsés ? Ce chapitre a pour ambition de convaincre le lecteur que passer de l'étourneau au grain ne signifie pas que l'on passe du coq à l'âne. Nous montrerons que l'expérience mentionnée se situe dans la continuité d'une approche physique des mouvements collectifs qui aborde les questions les plus fondamentales de la physique statistique hors-équilibre.

Dans une première partie, nous montrerons que l'approche physique commence par la définition d'un nouveau type de matière condensée : la matière active. Les différents phénomènes de mouvement collectif peuvent être classifiés dans le cadre de cette définition. Parmi les différentes catégories de matière active, nous développerons dans une deuxième partie le cas de la matière active polaire. Nous verrons en particulier que le principal résultat numérique et théorique est l'existence d'une transition de phase en deux dimensions pour un ensemble de particules qui s'autopropulsent sur un substrat. La phase ordonnée se caractérise par la présence d'un mouvement collectif des particules dans un sens donné. L'objectif de cette thèse est de tester la robustesse de ces résultats vis-à-vis des nombreux ingrédients négligés dans les modèles : taille finie des particules, détail des processus dissipatifs et des interactions, etc. Dans la troisième partie, nous décrirons le système expérimental modèle que nous avons choisi de réaliser et d'étudier : il s'agit d'un ensemble bidimensionnel de grains circulaires vibrés et autopropulsés.

1.1 Les mouvements collectifs vus par les physiciens

1.1.1 Mouvements collectifs

Nous proposons ici, à titre d'illustration, une revue non exhaustive d'analyses de systèmes vivants qui peuvent se mouvoir collectivement.

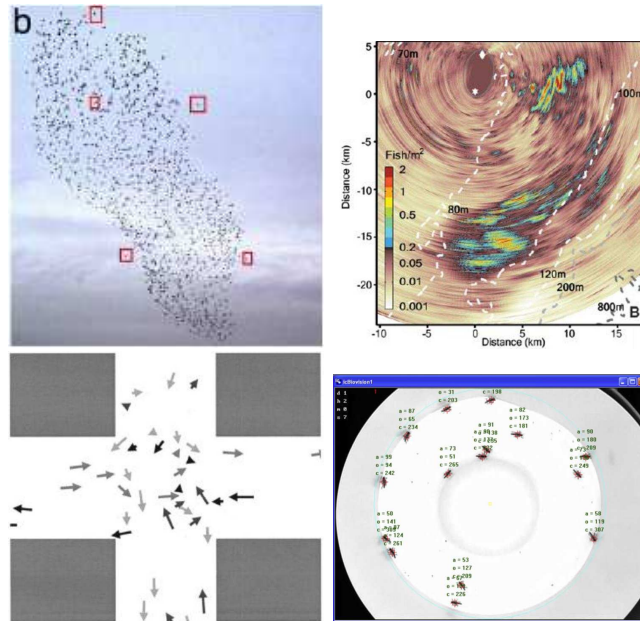


FIGURE 1.2 – **Haut, Gauche** Une nuée de 1246 étourneaux acquise simultanément par deux caméras à une fréquence d'acquisition égale à 10 Hz à Rome, Italie [3]. **Haut, Droite** Densités locales de poissons dans le plan du niveau de la mer repérés à l'aide d'une détection acoustique de modes transmis par le plateau continental à 200 km au sud de Long Island, Etats-Unis [4]. **Bas, Gauche** Simulations de la dynamique de piétons dans un croisement [5]. **Bas, Droite** Dynamique collective de 20 sauterelles dans un anneau de rayon extérieur égale à 40 cm (<http://web-script.princeton.edu/icouzin/website/>).

Animaux et humains Ballerini *et al.* se sont intéressés à l'interaction entre étourneaux dans les nuées apparaissant à Rome [3] (cf la figure 1.2). La dynamique est analysée à partir de deux images acquises simultanément par deux caméras distantes de 25 m à une fréquence de 10 Hz. C'est le procédé stéréographique. Il est cependant difficile de suivre les étourneaux au cours du temps. Il a tout de même été démontré que les oiseaux interagissaient avec un nombre de voisins constants, *i.e.* entre 6 et 7, quelle que soit la

distance avec ses voisins.

Un autre exemple d'analyse de systèmes vivants est celui des bancs de poisson. Makris *et al.* ont utilisé un détecteur acoustique des modes transmis par le plateau continental à 200 km au sud de Long Island, Etats-Unis [4]. Le plateau joue le rôle de guide d'ondes. Cela permet d'avoir une bonne résolution sur le repérage spatial des bancs de poissons (cf la figure 1.2). Ils sont constitués de quelques millions de poissons se déplaçant sur des vitesses de l'ordre de 1 m.s^{-1} . Ils peuvent s'étendre sur une dizaine de kilomètres. Pour autant, il n'existe pas de taille caractéristique des bancs. Les fluctuations de la population au sein des bancs est de l'ordre de 20% de la population totale.

D'autres se sont penchés sur la dynamique de piétons comme l'illustre la figure 1.2. Helbing *et al.* ont simulés des piétons au voisinage d'un croisement entre un couloir vertical et un couloir horizontal [6]. Ils observent l'émergence d'une rotation des piétons à l'échelle du croisement dont le sens alterne. Les simulations utilisées reposent sur des équations de type Langevin. Les forces considérées sont des forces répulsives entre piétons, des forces répulsives entre les piétons et les bords, et des forces qui tendent à aligner les vitesses des piétons. Ces simulations ont été calibrées à partir des réalisations expérimentales de dynamiques de piétons pour différentes géométries de bords [5]. Les résultats ont permis de concevoir des couloirs de circulation pour l'optimisation du trafic des piétons. Ces couloirs limitent par exemple les embouteillages dus aux mouvements de panique.

Pour finir, nous illustrons avec la figure 1.2 un autre aspect des mouvements collectifs. Des expériences ont été menées par Buhl *et al.* sur des sauterelles se déplaçant dans une arène circulaire de rayon 40 cm pour des densités comprises entre 20 et 120 sauterelles/m² [7, 8]. Les sauterelles sont de l'espèce *Schistocerca gregaria* dont la taille est de l'ordre de 1 cm. Lorsque la densité des sauterelles augmente, on observe le passage d'un mouvement désordonné des sauterelles à un mouvement dans le même sens des sauterelles. Quand ce mouvement collectif apparaît, le sens de rotation des sauterelles de l'arène change au cours du temps. La durée d'une phase ordonnée dans un sens augmente avec la densité.

Cellules Il existe aussi des manifestations de mouvements collectifs à des échelles de l'ordre de $100 \mu\text{m}$. Cela concerne les cellules vivantes telles que les bactéries, par exemple les *Myxococcus xanthus* (cf la figure 1.3). Ces bactéries ont une forme de bâtonnet de longueur égale à $5\text{-}7 \mu\text{m}$ [9]¹. Elles ont deux modes de propulsion développés à chacune des deux extrémités de la bactérie. Le premier de type A est dû à l'éjection d'un dépôt gluant et visqueux à base de polysaccharide à l'arrière de la bactérie par rapport

1. Un film est disponible sur le lien suivant :
<http://cmgm.stanford.edu/devbio/kaiserlab/movies/A-motility.mov>

1.1. LES MOUVEMENTS COLLECTIFS VUS PAR LES PHYSICIENS⁹

à la direction de la propulsion. Le second de type S repose sur la fixation de filaments appelés pili de type IV situés sur l'avant de la bactérie. Ces filaments se fixent sur une bactérie voisine à l'avant. Ils ont la capacité de se rétracter et d'induire un mouvement de la bactérie vers la bactérie voisine. La vitesse d'une bactérie possédant les deux types de propulsion est de $1.6 \mu\text{m}/\text{min}$. Les mouvements collectifs émergent seulement de l'interaction par contact des bactéries [10].

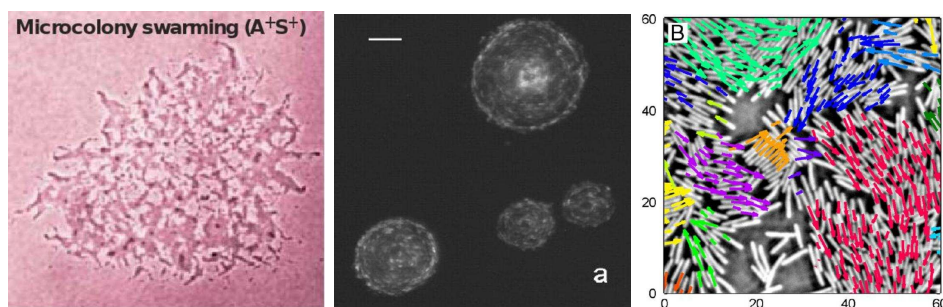


FIGURE 1.3 – **Gauche** Nuée de bactéries *Myxococcus xanthus* possédant les deux types de locomotion individuel (A^+) et collectif (S^+). Elles sont de longueur égale à $5-7 \mu\text{m}$. L'étendue de la nuée est de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ [9]. **Milieu** Cellules de *Dictyostelium discoideum* fluorescentes. La ligne blanche représente une échelle de $100 \mu\text{m}$ [11]. **Droite** 718 bactéries *Bacillus subtilis* en suspension. L'échelle de longueur des abscisses et des ordonnées est le μm . Les vecteurs sont les vitesses des bactéries. La couleur des vecteurs correspond à un paquet de bactéries qui se déplacent ensemble [12].

La figure 1.3 montre aussi l'existence de tourbillons au sein d'un *Dictyostelium discoideum* [11] de taille variant entre $100 \mu\text{m}$ et $400 \mu\text{m}$. Cette dynamique est le résultat de la rotation de cellules *amoeba* au sein du dictyostelium autour de son centre de gravité. La vitesse des cellules est de l'ordre de $10 \mu\text{m}/\text{min}$. Cette rotation n'est pas induite par la chimiotaxie des cellules vers les zones denses en cAMP (cyclic adenosine 3'-5' monophosphate) car les souches de cellules utilisées n'en génèrent pas. En effet, cette chimiotaxie est connue pour induire des ondes de densité en cAMP qui tournent au sein du dictyostelium [13].

Les suspensions colloïdales de bactéries de type *Bacillus subtilis* présentent aussi des mouvements collectifs comme l'illustre la figure 1.3. Elles peuvent aller à des vitesses de $40 \mu\text{m}/\text{s}$ au sein de paquets de plus de 20 bactéries, toutes se dirigeant dans la même direction [12]². La taille caractéristique des paquets de particules dont les vitesses sont alignées augmente quand la densité de bactéries augmente. La densité maximale observée est $0.2 \text{ bactéries}/\mu\text{m}^2$.

2. Un film est disponible sur le lien suivant :
<http://www.pnas.org/content/suppl/2010/07/14/1001651107.DCSupplemental/SM02.avi>

Moteurs moléculaires Des mouvements collectifs similaires peuvent être observés à l'échelle intracellulaire. Prenons l'exemple des microtubules. Ils ont un diamètre de 25 nm et ont une longueur comprises entre 200 nm et 25 μm . Ce sont des filaments polaires : les deux extrémités ont des charges électriques opposées. Des moteurs moléculaires tels que la kinésine ont la faculté de se déplacer le long de ces filaments vers l'extrémité du filament chargé positivement. La kinésine a une taille typique de 5 nm et peut se déplacer à une vitesse de 800 nm/s grâce à l'hydrolyse de l'ATP. Les microtubules et les kinésines servent au transport des protéines dans le cytoplasme des cellules. Dans une solution de microtubules, de moteurs composés de plusieurs kinésines et d'ATP, Nédélec *et al.* ont observé l'émergence de tourbillons stationnaires issues de la rotation des microtubules dans une chambre circulaire de diamètre 90 μm [14]. La figure 1.4 illustre cette observation. Notons de plus que le sens des tourbillons peut varier sur différentes expériences réalisées.

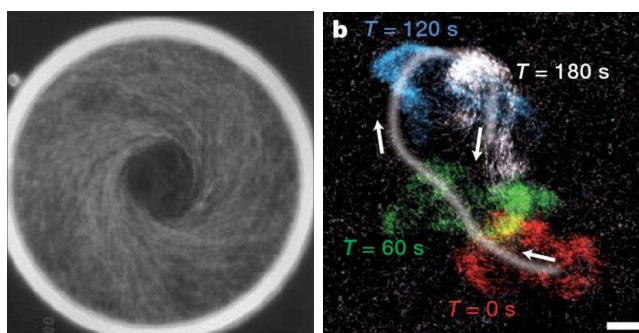


FIGURE 1.4 – **Gauche** Tourbillon stationnaire de filaments d'actines dans une chambre circulaire de diamètre 90 μm [14]. **Droite** Paquet de filaments d'actines se déplaçant dans le même sens au cours du temps. La longueur de persistance du paquet est 200 μm . L'échelle de la ligne blanche est 50 μm . La densité des filaments est entre 5 et 20 filaments/ μm^2 [15].

Un autre exemple de mouvements collectifs existe pour un système composé de filaments polaires d'actine-F et de moteurs moléculaires. Les moteurs moléculaires sont des méromyosines lourdes qui se déplacent le long des filaments d'actine lorsqu'elles hydrolysent de l'ATP. Les filaments d'actine-F, de diamètre 7 nm, sont utilisés dans la contraction musculaire des organismes vivants. Schaller *et al.* ont conçu un système composé d'une surface sur laquelle sont greffées les moteurs moléculaires [15]. Ils disposent ensuite sur la surface une solution de filaments d'actine-F de longueur typique 10 μm et de molécules d'ATP à une concentration de 4 mM. Les filaments d'actine-F se déplacent alors à une vitesse de 4.8 $\mu\text{m/s}$ sur le lit bidimensionnel de moteurs. La figure 1.4 indique un exemple de mouvements collectifs qui apparaissent à une densité comprise entre 5 et 20 filaments/ μm^2 : des pa-

1.1. LES MOUVEMENTS COLLECTIFS VUS PAR LES PHYSICIENS¹¹

quets de filaments avancent ensemble dans la même direction. La dynamique collective dépend de la densité de filaments dans le système. Au delà de 20 filaments/ μm^2 , des bandes localement denses en filaments se propagent dans le système. Dès que la densité est supérieure à 5 filaments/ μm^2 , des tourbillons de différentes tailles apparaissent

Conclusion Que peut-on retenir de tous ces exemples ? Les mouvements collectifs semblent émerger dans des systèmes où les éléments ont une tendance à avancer dans une direction et un sens propre. La densité permet de contrôler cette mise en mouvement : quand elle augmente, des paquets de plus en plus importants de particules avancent dans le même sens. Il est donc naturel de penser que ces mouvements apparaissent suite à l'interaction locale entre les différents éléments et qu'ils ne résultent pas d'un forçage extérieur qui impose le sens du mouvement.

Cette observation se généralise sur une gamme d'échelle de longueur allant du mètre au micromètre. Les phénomènes de mouvements collectifs sont observés pour des dimensions de l'espace égale à 2 et à 3. Ils sont aussi observés pour des particules qui évoluent dans un fluide ou non. Tous ces éléments conduisent à ces questions : existe-t-il des aspects universels des mouvements collectifs ? Quels sont les paramètres pertinents qui suffisent à décrire ces phénomènes ? Quelles sont les conditions minimales de leur apparition ? Sont-ils l'apanage du vivant ?

Cela rappelle le même questionnement à propos de l'existence d'une aimantation permanente sur tout un ensemble de métaux. Le cadre conceptuel de la physique de la matière condensée a su y répondre [16]. Depuis maintenant 15 ans, la même démarche s'est développée pour la compréhension des mouvements collectifs de particules autopropulsées. Il a conduit à définir un nouveau type de matière condensée : la matière active. La suite de ce chapitre sera consacrée à la définition de cette matière dont font partie les systèmes de particules autopropulsées.

1.1.2 La matière active

Il paraît étonnant de considérer le concept de matière pour des systèmes vivants qui se meuvent collectivement. Il faut pourtant garder à l'idée deux aspects essentiels de ces systèmes :

- Les mouvements collectifs émergent des interactions entre une quantité importante d'individus. La matière n'est finalement qu'un ensemble d'éléments qui interagissent ensemble.
- Les individus qui conduisent aux mouvements collectifs s'autopropulsent parce qu'ils sont des systèmes qui produisent du travail en dissipant l'énergie qu'on leur injecte. Cela illustre l'aspect fondamentalement hors-équilibre de cette matière. Cela n'a donc rien à voir avec un phénomène qui serait propre au «vivant».

La matière active n'est donc qu'un ensemble de particules actives qui interagissent ensemble. Ces particules actives peuvent être des individus qui se propulsent d'eux-mêmes mais nous montrerons que la définition de particules actives englobe bien plus d'objets aux propriétés dynamiques différentes. Nous proposerons une classification de la matière active et nous donnerons une brève revue de ce qu'est la matière active apolaire avant de nous intéresser plus particulièrement aux systèmes de particules auto-propulsées regroupés sous l'appellation de matière active polaire.

Particules actives Une définition communément admise dans la littérature des particules actives repose sur trois caractéristiques [17] :

- Une particule active génère son mouvement en produisant du travail à partir de l'énergie qu'on lui injecte de manière homogène sur l'ensemble du système.
- Ce mouvement a une direction propre à la particule correspondant à des degrés de liberté internes de la particule.
- La particule n'est soumise à aucune force résultante.



FIGURE 1.5 – Mouton

Prenons l'exemple du mouton. L'injection d'énergie se fait par le sol sur lequel se trouve l'herbe. Le mouton mange l'herbe et le métabolise. Cela lui permet de disposer d'une réserve d'énergie qu'il peut utiliser en contractant les muscles nécessaires pour avancer dans un sens donné. Le sens de son mouvement n'est imposé que par lui-même en fonction des muscles sollicités (tant que n'interviennent ni le berger ni son chien, ni la pente de la plaine).

Mais il existe d'autres exemples qui ne relèvent pas du monde vivant. Des particules peuvent se déplacer dans un fluide grâce à des effets phorétiques [18]. Un gradient de champ couplé aux propriétés de surface des particules conduit au déplacement de celles-ci. Ce champ peut être la température, le champ électrique, la concentration de solutés dans le fluide, etc. Si le champ est produit par la particule elle-même, on peut obtenir ainsi des particules actives artificielles ou particules Janus : Par exemple, Howse *et al.* ont utilisé des billes en polystyrène de diamètre $1.6 \mu\text{m}$ [19]. On dépose sur les billes une couche de Platine de 5.5 nm d'épaisseur sur un hémisphère (cf la figure 1.6). On distingue sur l'image les deux hémisphères des particules. L'une est en platine, l'autre est en latex. L'injection d'énergie se fait à partir d'une solution concentrée en eau oxygénée H_2O_2 . L'effet phorétique est

1.1. LES MOUVEMENTS COLLECTIFS VUS PAR LES PHYSICIENS13

généralisé localement au voisinage de chacune des particules grâce à un gradient de concentration en produits de la réaction d'oxydoréduction $\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ catalysée par le platine. Il se forme donc un gradient de pression osmotique sur la surface de la particule qui la propulse dans un sens imposé par l'asymétrie de la particule [20]. L'avantage d'utiliser ces particules Janus est de pouvoir contrôler l'autopropulsion des particules par la concentration en H_2O_2 . Quand la concentration augmente de 0% d'eau oxygénée à 10% d'eau oxygénée en volume dans l'eau, la trajectoire des particules a une longueur de persistance qui augmente.

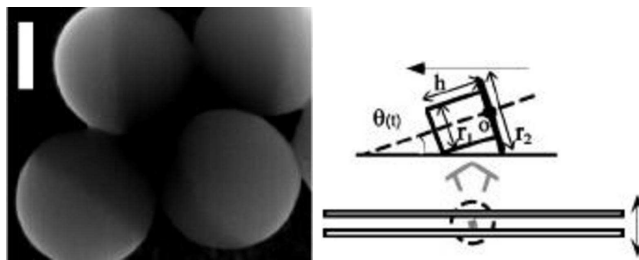


FIGURE 1.6 – **Gauche** Particules de latex recouvertes sur la moitié d'un dépôt de Platine. L'échelle de la ligne blanche est 500 nm. Image par microscopie électronique à balayage réalisée par Palacci *et al.* [21]. **Droite** Particule de laiton vibrée entre deux plaques de verres espacées de 3.6 mm. $r_1 = 2.0$ mm, $r_2 = 3.3$ mm, $h = 2.6$ mm. La flèche noire représente la direction de propulsion de la particule [22].

Des particules artificielles peuvent aussi se propulser dans un sens donné grâce au couplage entre une vibration verticale et un grain asymétrique. Un exemple est donné par la figure 1.6. Il s'agit d'une particule de laiton qui a une asymétrie de forme [22]. Cela vient des bords de la particule. Ils sont de forme circulaire mais de diamètres différents $r_1 = 2.0$ mm et $r_2 = 3.3$ mm. Elle est entre deux plaques de verre espacées de 3.6 mm. Par exemple, une telle particule a un mouvement unidirectionnel dès que l'amplitude A est supérieure à 0.18 mm pour une fréquence de vibration f supérieure à 50 Hz. La vitesse de propulsion selon l'axe reliant les deux diamètres de la particule augmente quand l'amplitude de vibration augmente. Donc l'amplitude de la vibration permet de contrôler la dynamique propre de la particule, tout comme la concentration en eau oxygénée dans le cas précédent.

Plusieurs autres exemples de particules actives artificielles capables de s'autopropulser pourraient être donnés [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30]. Mais les deux exemples donnés ci-dessus suffisent à montrer à quel point les systèmes artificiels de particules autopropulsées sont importants : La dynamique propre des particules est contrôlable par un paramètre. Ce n'est pas le cas des systèmes «vivants». Seule la densité est actuellement contrôlée pour ces systèmes. Pourquoi le contrôle de la dynamique propre aux particules

actives est-il important? A défaut d'être soumis à une température bien définie, la dynamique des particules actives sont soumises à des sources de bruit diverses. Donc le contrôle de la dynamique des particules permet de tester la robustesse des mouvements collectifs dans un environnement bruité défavorable à leur émergence.

Classification des systèmes actifs Remarquons que les deux exemples cités ci-dessus correspondent à des particules actives autopropulsées. Pourtant, l'interaction entre les particules actives sont différentes. Dans le premier exemple, les particules actives évoluent dans un fluide. Par conséquent, leur mouvement propre induit un écoulement local du fluide. Il en résulte que les particules vont interagir à longue portée en raison des interactions hydrodynamiques générées par l'écoulement du fluide au voisinage des particules. Donc, l'environnement qui injecte l'énergie aux particules participe de manière non triviale à leur interaction. En revanche, dans le deuxième exemple, l'interaction entre deux grains vibrés asymétriques ne se fait que par contact des grains eux-mêmes. Donc l'environnement n'intervient pas dans l'interaction entre les deux grains. Il existe donc une distinction entre les deux types d'environnement qui injecte de l'énergie aux deux particules. Cette différence se retrouve-t-elle sur les propriétés à grande échelle des systèmes actifs? La physique de la matière condensée a montré que les propriétés à grande échelle d'un système dépendent des symétries et des quantités conservées dans le système considéré.

Dans le cas des particules Janus, il est pertinent de définir le système qui prend en compte le fluide et les particules actives. En revanche, dans le cas des grains vibrés, il semble préférable de définir le système comme l'ensemble des particules actives indépendamment de l'environnement qui injecte l'énergie. Il en résulte que la quantité de mouvement global n'est conservée que dans le premier cas. Donc les deux cas constituent deux types de systèmes qui peuvent avoir des propriétés à grande échelle différentes.

Un autre aspect concerne la symétrie propre à la dynamique des particules actives. Nous n'avons jusqu'ici rencontré que des particules qui se propulsent dans un sens propre à elle-même. On parle alors de particules actives polaires. Il existe aussi dans la nature des cellules qui ont la propriété de se mouvoir selon un axe propre, sans préférer un sens sur cet axe [31, 32]. Ces cellules peuvent être des mélanocytes sur un substrat en verre dont la dynamique correspond à des battements de leurs dendrites dans l'axe le plus allongé de la cellule. On parle alors de particules actives apolaires. Donc, nous pouvons distinguer deux types de systèmes actifs : les systèmes actifs polaires et les systèmes actifs apolaires.

Le tableau 1.1 résume cette première classification des systèmes actifs. Tout d'abord, on remarque qu'il n'existe pas, à notre connaissance, de particules apolaires naturelles évoluant dans un fluide. Nous n'avons pas trouvé

Particule active	dans un fluide	sur un substrat
	Apolaire	Aucun exemple
Polaire	Poissons	Gnous

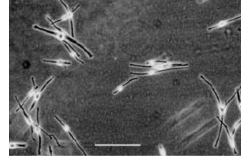


TABLE 1.1 – Classification de la matière active et exemples associés. Les mélanocytes ont une longueur de l'ordre de $100\mu\text{m}$. Les poissons ont une taille typique de 20 cm. Les gnous ont une taille au garrot d'environ 130 cm.

dans la littérature de particules artificielles de ce genre. En revanche, nous avons déjà donné des exemples de systèmes de particules actives polaires dans un fluide telles les poissons. Un exemple de particules actives apolaires sur substrat est le mélanocyte humain évoluant sur une surface en verre. Un exemple de système de particules actives polaires sur substrat est un troupeau de gnous (ou de moutons).

Désormais, nous pouvons nous intéresser aux propriétés à grande échelle de chaque type de matière active. La suite du chapitre sera consacrée à une brève revue des résultats les plus importants sur les propriétés dynamiques et spatiales de la matière active apolaire sur un substrat. Ensuite, nous détaillerons l'ensemble des résultats obtenus sur les systèmes actifs polaires.

Matière active apolaire sur substrat Des revues détaillées ont été écrites sur le sujet [17, 33] et nous incitons le lecteur à s'y reporter pour plus d'informations. Avant de rentrer dans le détail, rappelons que l'équivalent à l'équilibre de la matière active apolaire est le cristal-liquide nématique composée de molécules allongées comme le N-(4-Methoxybenzylidene)-4-butylaniline (MBBA). Pour une dimension de l'espace égale à deux, il n'existe pas de transition à la limite thermodynamique vers une phase ordonnée nématique. Cette phase correspondrait à l'alignement des molécules selon un même axe. En effet, les fluctuations sont trop importantes pour laisser se développer un ordre à longue portée qui brise la symétrie continue de rotation du système soumis à une température non nulle [34, 35].

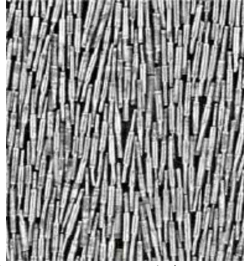


FIGURE 1.7 – Bâtonnets de longueur 9.2 cm [36].

Concernant les systèmes actifs apolaires sur substrat, il semble qu'il existe une phase ordonnée en deux dimensions [36, 37] pour des bâtonnets élimés sur les extrémités (cf figure 1.7). Pour des fractions surfaciques comprises entre 50% et 60%, le système développe un ordre de type QLRO (*Quasi-Long Range Order*) caractérisé par une décroissance en loi de puissance de la fonction de corrélation spatiale de l'orientation des bâtonnets $G_2(\vec{r})$ en fonction de la distance \vec{r} entre deux bâtonnets.

Des simulations numériques d'un modèle microscopique de nématique actif ont été réalisées par Chaté *et al.* [38]. Le modèle utilisé est celui d'un système de particules ponctuelles dont la dynamique est actualisée à tous les pas de temps espacés entre eux de Δt . La dynamique des particules se fait sans inertie et est caractérisée par un déplacement sur une distance égale à $v_0 \Delta t$ entre chaque pas de temps. On définit l'orientation du déplacement d'une particule j par un angle θ_j . La particule se déplace avec une probabilité égale selon le sens défini par θ_j ou selon celui défini par $\theta_j + \pi$. Les particules interagissent avec leur voisines à une distance inférieure à $r_0 = 1 > v_0 \Delta t$ selon un alignement de type nématique en présence d'un bruit blanc gaussien de variance égale à σ . Les simulations montrent qu'il existe une phase ordonnée de type QLRO.

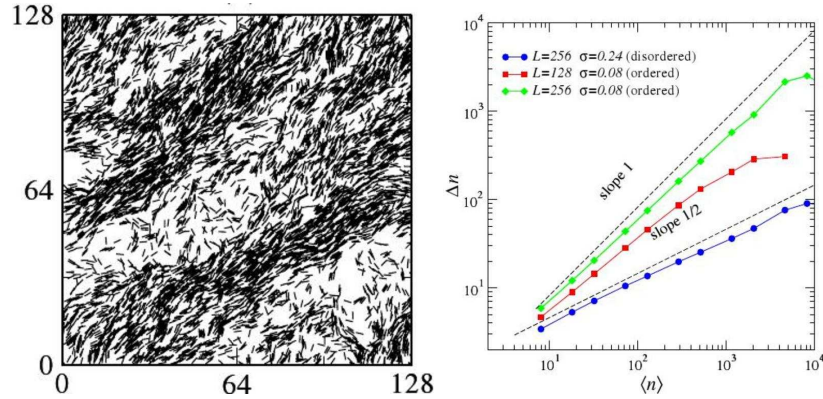


FIGURE 1.8 – Phase ordonnée dans un nématique actif [38]. **Gauche** Etat de la phase ordonnée à un instant donné d'une simulation de particules actives apolaires à une densité $\rho = 1/2$ et un niveau de bruit $\sigma = 0.1$. **Droite** Fluctuations du nombre de particules Δn dans des boîtes contenant $\langle n \rangle$ particules en moyenne. L est la taille du système. σ est le niveau de bruit imposé à la dynamique individuelle des particules.

La figure 1.8 donne un exemple de la phase ordonnée dans le nématique

actif [38]. Ce qui frappe est la répartition hétérogène des particules dans l'espace : on observe des zones du système peu denses comparées à d'autres beaucoup plus denses. D'ailleurs, les zones plus denses semblent être plus ordonnées que les zones moins denses. En effet, les particules sont toutes alignées dans les zones denses du système. Pour mesurer cette hétérogénéité, Chaté *et al.* ont mesuré la moyenne des fluctuations du nombre de particules Δn dans chacune des boîtes de taille variable l couvrant le système. Ces boîtes de taille l occupent l'ensemble du système et ont un nombre moyen de particules égal à $\langle n \rangle$. La figure 1.8 montre que la phase ordonnée se caractérise par une évolution de Δn en loi de puissance avec $\langle n \rangle$ de la forme $\Delta n \propto \langle n \rangle$. La même évolution de Δn en fonction de $\langle n \rangle$ a été constatée expérimentalement [37, 39, 40]. Rappelons qu'à l'équilibre la loi des grands nombres impose $\Delta n \propto \langle n \rangle^{1/2}$.

Quelles sont les mécanismes physiques à l'origine de ces fluctuations dites «géantes»? Ce n'est pas simplement une coexistence entre une phase liquide et une phase gazeuse comme l'ont proposée Aranson *et al.* [39, 40]. Cette question a été abordée théoriquement et numériquement par Ramaswamy *et al.* [41, 42]. L'approche théorique consiste à réaliser une description continue d'un système de particules actives apolaires sur un substrat. Pour cela, il faut identifier les quantités physiques qui évoluent lentement lorsqu'on les perturbe faiblement spatialement. Ces champs hydrodynamiques obéissent à des équations du mouvement déterminées par les symétries du système³. Dans le cas de la matière active apolaire, les champs concernés sont ceux de la concentration de particules $\vec{c}(\vec{r}, t)$ et de l'orientation $\vec{n}(\vec{r}, t)$ à la position \vec{r} à l'instant t . Ainsi, Ramaswamy *et al.* montrent que la déformation locale du champ de l'orientation induit un courant qui transporte les particules [41]. C'est une conséquence de l'aspect fondamentalement hors-équilibre de la dynamique des particules. Ce couplage entre l'ordre local et la dynamique du système a pour conséquence de créer des zones denses constituées de particules alignées les unes aux autres et des zones moins denses où les particules sont alignées aléatoirement. La conséquence est l'existence de fluctuations «géantes» de densité du même type que celles observées expérimentalement et numériquement [37, 38].

Résumé Nous avons vu qu'il était possible de considérer les mouvements collectifs comme une propriété à grande échelle caractéristique de la matière active polaire. Rappelons que la matière active est un ensemble de particules qui ont la capacité de produire un travail grâce à l'injection d'énergie par l'environnement des particules sans imposer de forçage extérieur au mouvement des particules elles-mêmes. Le choix de décrire des phénomènes liés au vivant par une approche physique issue de la matière condensée se justifie par le nombre croissant de systèmes artificiels qui reproduisent ce type

3. Nous reviendrons sur la description continue de la matière active dans la partie 1.2

de dynamique collective. Le concept de matière active se généralise à des ensembles d'éléments qui se déplacent sans sens préférentiel dans une direction donnée. Cette matière active apolaire se caractérise par l'existence d'une phase ordonnée de type QLRO et de fluctuations «géantes» de densité issues du couplage de la dynamique du système avec l'ordre qu'il développe. Une question vient directement à l'esprit : qu'en est-t-il de la matière active polaire ? Existe-t-il une phase ordonnée, est-elle à longue portée ? En raison de l'aspect hors-équilibre de la dynamique des particules, les fluctuations «géantes» de densité persistent-elles dans la phase ordonnée ? C'est à ces questions que nous tenterons de répondre dans la partie suivante.

1.2 Matière active polaire

Tout d'abord, nous ferons une brève revue des systèmes de particules actives polaires en suspension. Ensuite, nous nous intéresserons aux systèmes de particules actives polaires sur substrat. Cela nous permettra de dégager les questions et les enjeux associés à l'expérience que j'ai réalisée au cours de cette thèse.

1.2.1 Particules actives polaires en suspension

Expériences La figure 1.9 illustre l'influence de la présence de particules actives polaires dans un fluide sur les propriétés à grande échelle de celui-ci.

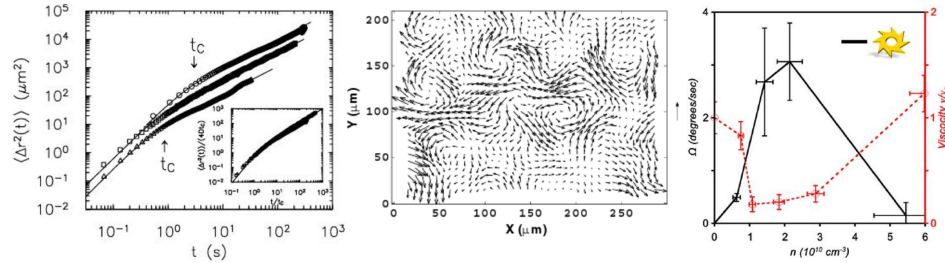


FIGURE 1.9 – **Gauche** Déplacement carré moyen $\langle \Delta r^2(t) \rangle$ de billes en polystyrène de diamètre $10 \mu\text{m}$ dans un bain de bactéries de concentration variable. Les triangles, carrés, cercles correspondent respectivement à $0.67, 1.34, 5.35 \times 10^{10}$ bactéries/ cm^3 [43]. **Milieu** Écoulement 2D d'une suspension de bactéries de fraction volumique de l'ordre de 0.1. La flèche sur la droite indique une vitesse de $35 \mu\text{m/s}$ [44]. **Droite** Vitesse de rotation de la machine en haut à droite de la figure en fonction de la concentration n en bactéries. La ligne rouge correspond à la viscosité effective ν de la suspension utilisée en fonction de n . ν_0 est la viscosité du liquide en absence de bactéries [45].

La première observation est l'augmentation du coefficient de diffusion

D_{eff} de la suspension de plusieurs ordres de grandeur par rapport au coefficient de diffusion thermique D_0 du liquide seul. Wu *et al.* ont mesuré $D_{\text{eff}} = 1.0 \times 10^{-6} \text{cm}^2/\text{s}$ dans une suspension de bactéries *Escherichia Coli* concentrée à 5.4×10^{10} bactéries/ cm^3 dans l'eau [43]. Pour le liquide seul, $D_0 \sim 10^{-9} \text{cm}^2/\text{s}$. D_{eff} augmente quand la concentration en bactéries augmente entre 0.67 et 5.35×10^{10} bactéries/ cm^3 comme l'illustre la figure 1.9. L'augmentation du coefficient de diffusion en présence de bactéries provient du mouvement collectif des bactéries. Dombrowski *et al.* ont montré que l'écoulement d'une suspension de bactéries à des concentrations voisines de 5×10^{10} bactéries/ cm^3 fait apparaître des tourbillons de taille d'un ordre de grandeur supérieur à la taille des bactéries [44]. Il apparaît aussi des courants macroscopiques unidirectionnels. Plus étonnant encore est la capacité de ces suspensions à faire tourner un engin tel que celui conçu par Sokolov *et al.* lorsqu'elles s'organisent sous forme de mouvements collectifs [46] (cf figure 1.9). La mise en mouvement collectif des bactéries correspond à la chute de la viscosité effective ν de la suspension par rapport à la viscosité propre ν_0 du fluide environnant [45]. Ce résultat signe l'aspect fondamentalement hors-équilibre de ces suspensions. En effet, il n'est pas possible de produire du travail à partir du mouvement brownien des molécules d'un système à l'équilibre [47, 48]. Une même question se pose sur l'ensemble de ces résultats : quels sont les mécanismes à l'origine de ces mouvements collectifs ? Dépendent-ils du détail des mécanismes métaboliques et chimio-tactiques propres aux bactéries, ou sont-ils plus généraux ?

Description continue d'une suspension de particules polaires Ramaswamy *et al.* ont appliqué les méthodes éprouvées de la physique des liquides à l'étude de la matière active polaire [49, 50]. Pour cela, on fait l'hypothèse qu'il existe une séparation des échelles de temps et d'espace entre les processus à temps courts à l'échelle de la bactérie et la dynamique collective qui persiste aux temps longs. Les mouvements collectifs sont alors décrits par l'hydrodynamique du système indépendante des détails microscopiques du système. Il faut ici bien distinguer l'hydrodynamique propre du liquide environnant de l'hydrodynamique *coarse-grainée* de l'ensemble constitué par les particules polaires et le liquide environnant. Comme évoqué précédemment, ce sont les lois de conservation et les symétries du système qui gouvernent la dynamique lente du système. Celle-ci est décrite par les équations du mouvement de la fluctuation de concentration locale $\delta c(\vec{r}, t)$ en particules, du champ de vitesse hydrodynamique $\vec{u}(\vec{r}, t)$ et des fluctuations de l'orientation locale $\delta \vec{n}_\perp(\vec{r}, t)$ par rapport à un ordre nématique ou polaire [49, 50]. Il est important de remarquer que ces équations hydrodynamiques décrivent les propriétés de la phase ordonnée du système, en supposant que celle-ci existe.

Tout comme la matière active apolaire sur substrat, une suspension 3D

de particules actives polaires qui s'ordonnent de manière polaire présente des fluctuations «géantes» de densité telles que $\Delta N \propto N^{2/3}$, où N est le nombre moyen de particules et ΔN l'écart-type du nombre de particules. Peut-on dériver ces équations hydrodynamiques des modèles microscopiques, comme le fait la théorie cinétique des systèmes à l'équilibre ?

Du microscopique au macroscopique C'est l'approche choisie par Bas-karan *et al.* [51]. La figure 1.10 illustre le modèle de particule polaire choisie.

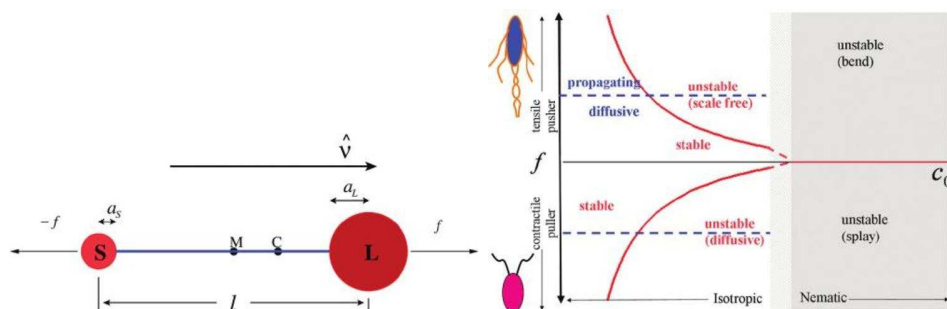


FIGURE 1.10 – **Gauche** Modèle de particule polaire dans un liquide constitué de deux sphères de rayons a_s et a_l distantes de l , reliées par une tige infiniment fine. La direction du mouvement est donnée par \hat{v} . Les forces d'amplitude f sont les forces qu'applique la particule sur le liquide environnant. C est le centre hydrodynamique. M est le milieu de la tige [51]. **Droite** Diagramme des phases d'une suspension de telles particules dans un fluide. L'axe horizontal représente la concentration de particules. L'axe vertical représente la force qu'exercent les particules sur le fluide [51].

Il s'agit d'un système rigide composé de deux sphères de rayons a_s et a_l différents reliées par une tige infiniment fine de taille l . La particule se comporte dans le fluide comme un dipôle statique de force. Selon le signe de la force, on a deux types de particules possibles, celles qui poussent sur le fluide ($f > 0$ par exemple dans le cas des bactéries) et celles qui tirent sur le fluide ($f < 0$ par exemple dans le cas des algues *Chlamydomonas*). Plus généralement, des particules polaires dans un fluide génèrent des contraintes sur le fluide. Ce modèle tient compte des contraintes imposées par le fluide pour la propulsion des particules à bas nombre de Reynolds Re , *i.e.* $Re = 10^{-2}$ dans le cas de suspensions de bactéries [52, 53]. Le modèle suggère d'ores et déjà une séparation des échelles de temps entre le processus de mise en mouvement de la particule et les conséquences de l'autopropulsion sur le fluide environnant. Il s'agit ensuite d'introduire une interaction à longue portée entre les particules due au fluide environnant ainsi qu'une interaction répulsive de nature stérique entre les particules. Enfin, un *coarse-graining* est réalisé pour dégager l'hydrodynamique de la suspension de particules polaires.

Il en résulte qu'il n'existe pas d'état polaire où toutes les particules polaires se déplacent ensemble de l'avant. Les particules peuvent seulement s'ordonner dans un état nématique pour des fortes densités de particules. Cet ordre est rendu instable à cause de l'interaction longue portée issue du couplage hydrodynamique entre les particules. La figure 1.10 résume les principaux résultats obtenus. Nous retrouvons donc des résultats communs à la description continue de Ramaswamy *et al.* : l'interaction hydrodynamique à longue portée entre les particules a pour conséquence de rendre instable l'état ordonné homogène, qu'il soit nématique ou polaire. Cela peut expliquer la richesse des structurations spatio-temporelles observées dans les suspensions de bactéries [44]. Il semble donc que la dynamique à grande échelle d'une suspension de particules polaires dans un liquide ne dépende pas des détails des processus d'interaction.

Résumé La dynamique collective de particules polaires en suspension résulte du couplage hydrodynamique entre les particules et le fluide. Les dynamiques collectives polaire et nématique sont instables. Il apparaît donc des structurations spatio-temporelles qui dépendent de la nature des contraintes générées sur le fluide par les particules actives.

Pendant, il n'existe encore aucune expérience dans laquelle on a pu observer la dynamique collective de particules polaires en suspension. L'expérience réalisée par Palacci *et al.* d'une suspension de particules Janus sphériques et rigides offre des perspectives intéressantes [21]. Jusqu'à présent, ils n'ont pu observer que l'effet de l'autopropulsion des particules individuelles sur le coefficient de diffusion de la suspension. En effet la fraction volumique de particules actives n'y est que de 0.1% au lieu de 10% dans les expériences de suspensions de bactéries mentionnées ci-dessus.

Remarquons tout de même que l'on observe là encore des fluctuations «géantes» de densité dans les suspensions de particules polaires. Cela semble commun au caractère actif des particules. C'est ce que nous allons vérifier désormais pour la matière active polaire sur substrat. Dans ce cas, la dynamique collective ne résulte que de l'interaction locale entre les particules. Il est donc d'autant plus intéressant de savoir si cela suffit à faire émerger un ordre polaire ou nématique à longue portée ? Ces ordres sont-ils stables par rapport à une perturbation spatiale faible ?

1.2.2 Particules actives polaires sur substrat

Au contraire du cas des particules actives en suspension, la matière active polaire sur substrat offre un cadre idéal pour déterminer les conditions minimales à l'émergence de mouvements collectifs. Ces conditions sont-elles robustes par rapport à des perturbation spatiales, par rapport à des sources extérieures de bruit et surtout par rapport au détail des interactions ?

Nous nous attacherons d'abord à décrire les résultats issus de modèles microscopiques d'agents simulés numériquement. Nous les discuterons ensuite dans la perspective des théories hydrodynamiques existantes. Cependant, nous verrons que l'ensemble des modèles et des théories souffre d'un manque d'expériences contrôlées auxquelles se confronter.

Modèles numériques de particules polaires ponctuelles Vicsek *et al.* ont proposé un modèle de particules actives polaires ponctuelles qui se déplacent sur un espace 2D muni de conditions aux bords périodiques [54, 55].



FIGURE 1.11 – Ordre polaire dans la matière active polaire sur substrat. **Gauche** Schéma de l'interaction entre particules polaires ponctuelles [55]. Les particules se déplacent sur un espace 2D. Elles interagissent avec les particules voisines comprises dans un cercle de rayon r (cercle noir) ou dans un carré composé de 9 cellules définies par un réseau carré sous-jacent (contour en pointillés). **Milieu** Ordre polaire d'un ensemble de particules polaires interagissant localement sur un plan pour des conditions aux bords périodiques [54]. Le nombre de particules est égal à $N = 300$. La longueur de la boîte est égal à $L = 5r$. Le niveau de bruit imposé au moment de l'interaction entre les particules voisines est égal à $\eta = 0.1$. **Droite** Quantité de mouvement moyenne Φ dans l'état stationnaire pour $\rho = 2$ en fonction du niveau de bruit η pour 4 tailles de système différentes $N = 800, 3200, 20000, 100000$ [55].

La dynamique des particules est actualisée au bout d'un pas de temps égal à Δt . Au cours de ce pas de temps, les particules se déplacent simultanément de $v_0 \Delta t$. v_0 est identique pour l'ensemble des particules. La direction du déplacement dépend de la façon dont les particules interagissent avec leurs voisines. Ainsi, à un instant t , la direction du déplacement d'une particule i par rapport à un axe fixe est donné par l'angle θ_i^t . Les particules j voisines de la particule i sont définies à l'intérieur d'un cercle \mathcal{C}_i de rayon r centré sur la particule i comme illustré dans la figure 1.11. Au pas de temps suivant, la particule i aligne la direction de son déplacement avec celles de ses voisines dans le cercle \mathcal{C}_i en présence d'un bruit blanc gaussien ξ_i^t de

variance égale à 1 :

$$\theta_i^{t+\Delta t} = \langle \theta_j^t \rangle_{j \in \mathcal{C}_i} + \eta \xi_i^t \quad (1.1)$$

Des simulations ont été réalisées avec $r = 1$, $\Delta t = 1$ et $v_0 = 0.1$ [55]. Les deux paramètres de contrôle du modèle sont la densité ρ de particules dans le système et le bruit η sur l'alignement local des vitesses des particules. Lorsque le bruit est suffisamment faible ou que la densité est suffisamment élevée, par exemple $\rho = 2$ et $\eta < 3$, le système relaxe vers un état stationnaire où toutes les particules polaires avancent globalement dans le même sens (cf la figure 1.11). Czirák *et al.* ont mesuré la quantité de mouvement moyenne Φ^4 . Le graphe de la figure 1.11 représente Φ en fonction du niveau de bruit au moment de l'interaction des particules polaires à une densité $\rho = 2$. On observe que l'augmentation du nombre de particules s'accompagne d'une transition de plus en plus nette entre un ordre polaire à faible bruit et un état désordonné à grand bruit. La valeur à la transition du bruit sur l'alignement est $\eta_c \sim 3$. Φ définit donc le paramètre d'ordre associé à la transition. Rappelons qu'une telle phase ordonnée est impossible à l'équilibre en raison de l'importance des fluctuations pour un système 2D à température finie [34]. Dans le cas de la matière active polaire, nous avons pour la première fois l'existence d'une phase ordonnée en 2D. Cette phase est essentiellement dynamique et persiste quand la taille du système augmente. C'est la signature de l'aspect fondamentalement hors-équilibre d'un système de particules autopropulsées sur un substrat.

Le graphe de la figure 1.11 semble indiquer une transition continue entre la phase ordonnée polaire et la phase désordonnée. C'est l'occasion de questionner la convergence du système vers la limite thermodynamique. La convergence vers un état d'équilibre se fait par une analyse de type FSS (*Finite Size Scaling*) [56, 57]. Elle consiste à considérer la variation des différents moments de la distribution du paramètre d'ordre défini pour le système à l'équilibre en fonction de la taille du système. En particulier, le cumulants de Binder permet de discriminer une transition de phase continue d'une transition de phase discontinue. Pour un paramètre d'ordre $\Phi(t)$ évoluant dans le temps t , le cumulants de Binder s'écrit :

$$G(\eta, L) = 1 - \frac{\langle \Phi(t)^4 \rangle_t}{3 \langle \Phi(t)^2 \rangle_t^2} \quad (1.2)$$

où $\langle \cdot \rangle_t$ indique une moyenne sur le temps. Chaté *et al.* ont fait cette analyse pour le système hors-équilibre de particules polaires sur un substrat [58].

Dans une transition du premier ordre, le cumulants de Binder présente une chute vers les valeurs négatives au voisinage de la transition [59]. Cela

4. Ce n'est pas autre chose que la vitesse moyenne. Les particules polaires ont la même masse.

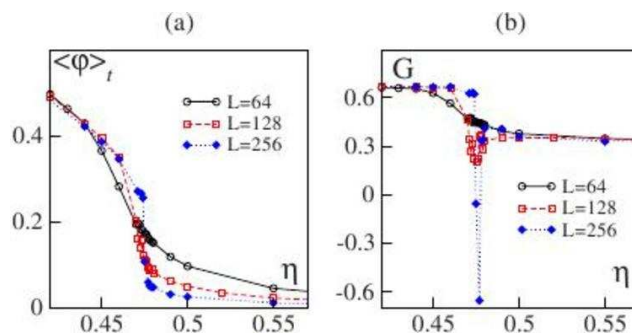


FIGURE 1.12 – Transition du premier ordre dans la matière active polaire sur substrat [58]. **Gauche** Evolution du paramètre d'ordre $\langle \phi \rangle_t$ en fonction du bruit η pour une densité $\rho = 2$ et pour différentes tailles de système $L = 64, 128, 256$. **Droite** Evolution du cumulante de Binder G en fonction du bruit η pour la même densité et les mêmes tailles de système.

est dû à la coexistence des deux phases ordonnée et désordonnée. Le graphe droit de la figure 1.12 montre donc que la transition vers l'ordre polaire est une transition du premier ordre. Les simulations numériques réalisées par Chaté *et al.* ont montré que la transition reste discontinue quelles que soient les valeurs de la densité ρ et de la vitesse des particules v_0 [58].

Le même type de simulations ont été réalisées en considérant un bruit de nature différente à celui utilisé dans le modèle de Vicsek *et al.* Dans ce cas, l'orientation d'une particule i à l'instant $t + \Delta t$ dépend de la vitesse des N_i particules dans le cercle \mathcal{C}_i :

$$\theta_i^{t+\Delta t} = \text{Arg} \left[\sum_{j \in \mathcal{C}_i} \vec{v}_j(t) + \eta N_i \vec{\xi}_i(t) \right] \quad (1.3)$$

où $\vec{v}_j(t)$ désigne la vitesse des particules dans le cercle \mathcal{C}_i à l'instant t , $\vec{\xi}_i^t$ est un bruit vectoriel gaussien delta-corrélé dans le temps et dont les deux composantes dans l'espace sont décorréelées. $\text{Arg}[\cdot]$ est l'angle par rapport à un axe fixe du vecteur entre les crochets. Comment se comparent les deux types de bruit ? Celui défini dans l'équation 1.1 décrit l'erreur systématique que fait une particule pour s'aligner dans la direction moyenne des vitesses de ses voisines. Nous le nommerons dans la suite «bruit angulaire». Celui défini dans l'équation 1.3 correspond à une erreur d'estimation de la vitesse moyenne qui dépend du désordre autour des particules. Nous le nommerons dans la suite «bruit vectoriel». Par conséquent, plus les particules ont leurs vitesses alignées, moins le bruit influence la réorientation des particules. Malgré cette différence, les résultats sont les mêmes. Il y a une transition discontinue selon le niveau de bruit η entre une phase désordonnée et une phase ordonnée polaire quelles que soient les valeurs de la densité ρ et les

valeurs de la vitesse des particules v_0 [58]. Cependant, la nature de cette transition fait encore l'objet de débats. Le lecteur intéressé pourra se référer à [60, 61, 62, 63].

Ce qui ne fait pas l'objet de débat est l'existence d'une phase ordonnée polaire à longue portée. Le graphe de la figure 1.13 montre que cette phase présente des fluctuations «géantes» de densité pour des dimensions de l'espace égales à deux et à trois. En effet, les fluctuations du nombre de particules Δn dans une boîte de taille donnée évoluent en fonction de la moyenne du nombre de particule $\langle n \rangle$ selon une loi de puissance : $\Delta n \propto \langle n \rangle^\alpha$, avec $\alpha \sim 0.8$. Cela rappelle celles observées dans les nématiques actifs. Pour ces systèmes, $\Delta n \propto \langle n \rangle^{1/2+1/d}$ [41].

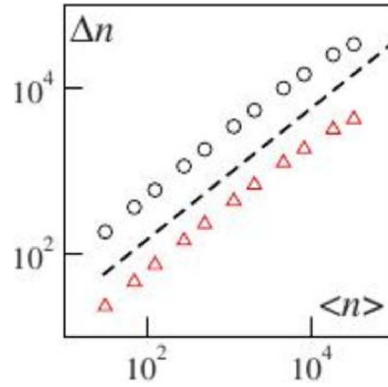


FIGURE 1.13 – Caractérisation de l'ordre polaire [58]. Fluctuations du nombre de particules Δn en fonction de la moyenne du nombre de particules $\langle n \rangle$. En ligne pointillée noire : $\Delta n \propto \langle n \rangle^{0.8}$. Les cercles noirs correspondent aux simulations 2D dans le cas du bruit angulaire, $L = 256$, $\rho = 2$, $v_0 = 0.5$, $\eta = 0.25$. Les triangles rouges correspondent aux simulations 3D dans le cas du bruit vectoriel, $L = 64$, $\rho = 0.5$, $v_0 = 0.5$, $\eta = 0.25$.

Donc, les mécanismes physiques à l'origine des fluctuations «géantes» de densité dans la phase ordonnée polaire diffèrent de ceux à l'origine des fluctuations de densité dans la matière active apolaire sur substrat. Généralement, il semble clair que ces fluctuations si particulières proviennent du couplage entre le champ de vitesse et le champ de densité dans la phase ordonnée. Cela expliquerait pourquoi nous observons sur la figure 1.11 des paquets denses de particules qui se déplacent dans le même sens.

Cependant, la dynamique à grande échelle d'un système de particules polaire sur substrat est plus complexe. En effet, au voisinage de la transition, on observe une structuration du système sous forme de bandes localement denses qui se propagent à une vitesse proche de celle des particules, comme illustrée sur la figure 1.14 [58]. On observe que ces bandes ont un profil asymétrique de densité selon l'axe de propagation. Le front à l'avant de la bande qui se propage a une pente plus élevée que le front à l'arrière de

la bande. La largeur de ces bandes augmente quand le bruit diminue. La formation de ces bandes ordonnées au sein d'une phase désordonnée semble liée à la nature discontinue de la transition vers l'ordre polaire : au voisinage de la transition, l'existence de ces bandes se propageant dans une direction propre serait le résultat de la coexistence entre la phase ordonnée polaire et la phase désordonnée.

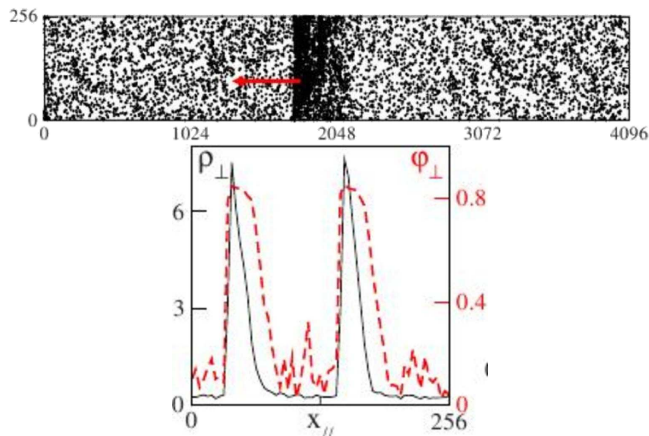


FIGURE 1.14 – Emergence de bandes denses et ordonnées de particules polaires [58]. **Gauche** Simulations 2D dans le cas d'un bruit vectoriel, $\eta = 0.325$, $\rho = 1/8$, $v_0 = 0.5$. Les conditions sont périodiques selon x et réfléchissantes selon y . Observation d'un instantané de la simulation : bande de densité de largeur finie. Elle se déplace selon l'axe x soit vers la droite, soit vers la gauche. **Droite** Profil longitudinal des bandes. Simulations 2D dans le cas d'un bruit vectoriel $\rho = 2$, $\eta = 0.6$, $v_0 = 0.5$. Densité des particules ρ_{\perp} sur l'axe transverse à la direction de propagation des bandes et paramètre d'ordre ϕ_{\perp} dans l'axe transverse en fonction de la position sur l'axe de propagation x_{\parallel} .

Il est possible d'obtenir d'autres types de structuration dans un système de particules polaires sur substrat. Par exemple, Ginelli *et al.* ont considéré un autre type d'interaction qui aboutit à des règles d'alignement différentes de celles utilisées dans les modèles précédents [64]. Ils s'inspirent de l'interaction coeur dur entre deux bâtonnets polaires. Le système possède donc une symétrie nématique : deux bâtonnets polaires de vitesses opposées peuvent se croiser. Cela n'est pas possible dans le cas de l'alignement utilisé par Vicsek *et al.* [54]. En effet, dans ce cas, deux bâtonnets polaires de vitesses opposés ont une vitesse nulle à un bruit près au moment où ils interagissent. L'intérêt de considérer une interaction nématique entre particules polaires est de pouvoir modéliser des situations expérimentales de suspensions de bactéries [9, 12] ou celles de bâtonnets asymétriques sur substrat [65]. L'interaction nématique provient alors des collisions inélastiques

entre les bactéries comme l'illustre la figure 1.15. Donc, l'orientation $\theta_j^{t+\Delta t}$ de la vitesse d'une particule j dépend de celles de ses voisines k dans un cercle \mathcal{C}_j centré sur la particule j selon la relation suivante :

$$\theta_j^{t+\Delta t} = \text{Arg} \left[\sum_k \text{sign} [\cos (\theta_k^t - \theta_j^t)] e^{i\theta_k^t} \right] + \eta \xi_j^t \quad (1.4)$$

où ξ_j^t est un bruit blanc uniformément distribué sur $[-\pi/2, \pi/2]$. Pour une même densité, on observe différentes structurations dans le système en fonction du bruit sur l'interaction, comme l'illustre la figure 1.15.

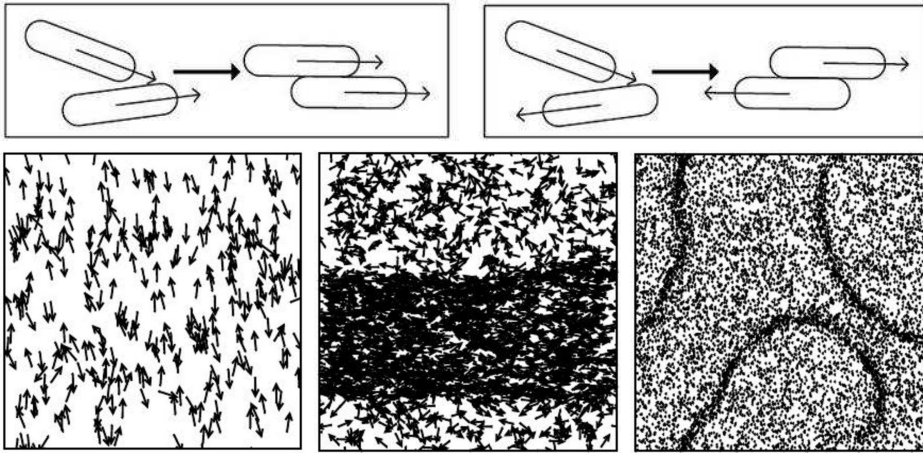


FIGURE 1.15 – Structurations spatiales dans un système de particules polaires qui s'alignent nématiquement [64]. **Haut** Alignement nématique entre deux particules polaires. **Bas** Structuration du système de particules polaires qui interagissent nématiquement pour une taille de système $L = 2048$, pour une densité $\rho = 1/8$, pour une vitesse $v_0 = 0.5$ et pour différents niveaux de bruit. De la gauche vers la droite, les bruits sont respectivement $\eta = 0.08, 0.13, 0.168$. Les flèches indiquent l'orientation des particules sauf pour l'image de droite.

Lorsque le bruit est faible, une phase ordonnée nématique apparaît. Dans cette phase, les particules se déplacent selon un axe privilégié sans écoulement global du système (cf figure 1.15 en bas à gauche). Ginelli *et al.* ont montré que la phase nématique constitue une phase ordonnée à longue portée [64]. Lorsque le bruit augmente, des bandes apparaissent au sein d'une phase désordonnée. Elles ne se propagent pas et les particules au sein des bandes se déplacent dans une direction privilégiée dans les deux sens (cf figure 1.15 en bas au milieu). Ces bandes sont stables dans le temps. En revanche, lorsqu'on augmente encore le bruit, ces bandes diminuent de largeur. Elles se déforment spatialement. Elles peuvent disparaître pour réapparaître par la suite (cf figure 1.15).

D'autres structures spatiales encore plus complexes peuvent émerger lorsqu'on ajoute des interactions attractives à courte portée entre particules polaires. Celles-ci sont en effet nécessaires pour générer des mouvements collectifs dans un ensemble de particules polaires infiniment diluées. Un exemple de tel système est un groupe d'oiseaux dans le ciel. Grégoire *et al.* ont simulé des modèles de particules polaires ponctuelles rendues cohésives par un potentiel d'interaction entre paires de particules [66, 67]. Dans ce cas, le système est soumis à la compétition entre l'effet d'alignement des vitesses entre les particules polaires (selon le modèle de Vicsek *et al.* [54]) et l'effet de cohésion entre les particules quelle que soit leur orientation. Ainsi, l'orientation $\theta_j^{t+\Delta t}$ d'une particule j dépend de celles de ces voisines k dans un cercle \mathcal{C}_j selon la relation suivante :

$$\theta_j^{t+\Delta t} = \text{Arg} \left[\alpha \sum_k e^{i\theta_k^t} + \beta \sum_k f_{jk}^t e^{i\theta_{jk}^t} + \eta n_j^t e^{i\xi_j^t} \right] \quad (1.5)$$

où α et β contrôlent respectivement l'intensité de l'alignement entre les particules polaires et l'intensité de la cohésion entre elles. θ_{jk}^t est la direction du vecteur qui relie les particules j et k . Enfin f_{jk}^t modélise l'interaction entre les particules j et k par une interaction répulsive pour des distances entre les particules inférieures à une distance r_e . Au delà de cette distance, l'interaction est attractive. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer à [66, 67].

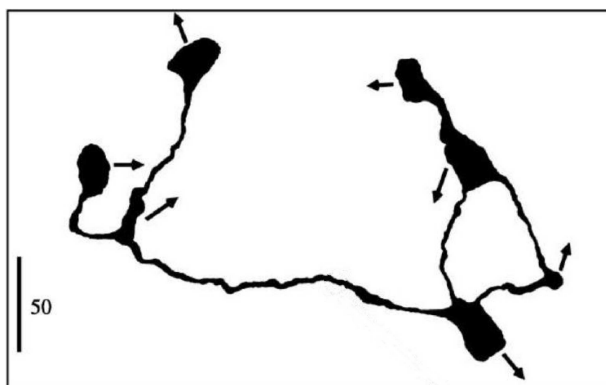


FIGURE 1.16 – Structurations spatiales dans un système de 16384 particules polaires cohésives [67]. Instantané d'un système de particules polaires à une densité $\rho = 1/16$. $\alpha = 1.78$, $\beta = 20$, $\eta = 1$. Les flèches indiquent les directions de mouvement des paquets de particules.

La figure 1.16 illustre un exemple de structuration spatiale de particules polaires cohésives. On observe des filaments denses reliant des paquets de particules se déplaçant dans des directions privilégiées. Au sein des filaments, il n'y a aucune indication d'un ordre local nématique ou polaire. La

présence d'interactions cohésives complique les propriétés à grande échelle des systèmes de particules polaires. En effet, il s'ajoute à la transition dynamique vers l'ordre polaire une transition solide-liquide puis liquide-gaz en diminuant la densité des particules. Cela donne un diagramme des phases conjuguant les deux effets de l'alignement et de la cohésion [66].

Enfin, mentionnons brièvement les résultats récents concernant la modélisation de systèmes de particules polaires interagissant de manière topologique [68], qui s'inspirent des résultats obtenus par Ballerini *et al.* [3] quant aux mouvements des étourneaux dans le ciel de Rome. Cela diffère du modèle de Vicsek où les particules interagissent localement. En effet, l'interaction topologique correspond à une interaction avec un nombre de voisins défini par une tessellation de voronoi du système. L'alignement entre les vitesses des particules est celui défini initialement par Vicsek *et al.* [54]. Il existe dans ce cas une transition de phase continue vers un ordre polaire à longue portée présentant des fluctuations «géantes» de densité avec un exposant caractéristique $\alpha = 1.75$. Il est intéressant de remarquer que c'est le seul cas polaire où les bandes décrites ci-dessus n'apparaissent pas.

Modèles numériques de particules polaires non ponctuelles Une des simplifications faites dans les modèles numériques de particules polaires ponctuelles est de postuler la règle d'alignement issue des interactions entre les particules polaires. Deux types d'alignement sont considérés dans ces modèles : l'alignement proposé par Vicsek *et al.* [54] que nous appellerons dans la suite alignement ferromagnétique et celui proposé par Ginelli *et al.* [64] que nous appellerons dans la suite alignement nématique. L'alignement nématique semble provenir d'une interaction de volume exclu entre des particules polaires non ponctuelles allongées. Est-il possible de générer des structurations à grande échelle d'un système de particules polaires en ne considérant que l'interaction répulsive de volume exclu entre des particules polaires non ponctuelles ?

Peruani *et al.* ont réalisé des simulations de dynamique moléculaire sur des particules polaires allongées de largeur W et de longueur L pour des conditions aux bords périodiques [69]. Toutes les particules sont supposées évoluer dans un fluide à bas nombre de Reynolds (de l'ordre de 10^{-2}). On considère qu'elles ont un régime dynamique amorti aussi bien dans leurs déplacements que dans leurs rotations dans le fluide. Les deux ingrédients essentiels des simulations sont :

- Une force F qui s'exerce sur les particules selon l'axe de la particule. Cette force modélise la polarité du mouvement de la particule.
- Un potentiel d'interaction U correspondant à un volume d'exclusion entre les particules. On considère que les particules peuvent s'interpénétrer sur une aire caractéristique γ . γ représente la compressibilité maximale des particules.

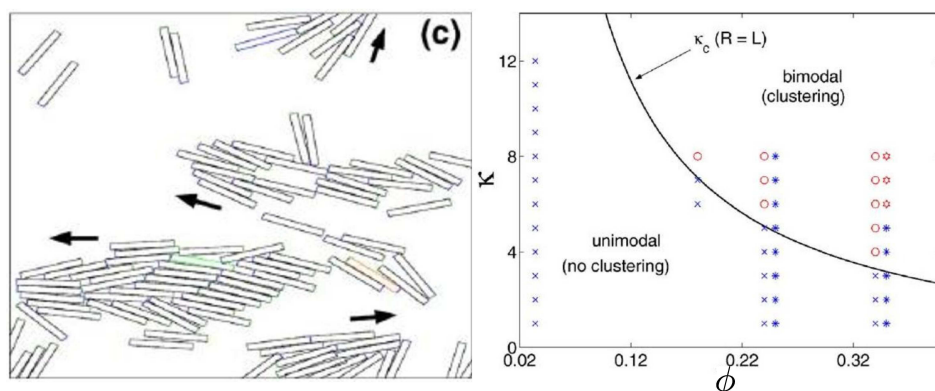


FIGURE 1.17 – Mouvements collectifs de particules polaires allongées non ponctuelles [69]. **Gauche** Image à un instant donné du système pour une fraction surfacique $\phi = 0.24$ et un rapport d’aspect des particules $\kappa = 8$. Les flèches indiquent la direction de mouvement des paquets de particules. **Droite** Diagramme des phases du système dans l’espace des paramètres ϕ et κ . La ligne noire correspond à la ligne de transition entre l’état désordonné et l’état ordonné caractérisés par la nature de la distribution de taille des paquets de particules dans le système. Les croix bleues correspondent à des simulations de 100 particules qui présentent une distribution unimodale de la taille des paquets. Les cercles rouges correspondent à des simulations de 100 particules qui présentent une distribution bimodale de la taille des paquets. Le même code couleur est associée aux simulations, représentées par des étoiles, de particules soumises à un bruit blanc gaussien [69].

En absence de bruit blanc gaussien sur la dynamique des particules, on observe des paquets de particules qui se déplacent dans le même sens quand le rapport d’aspect des particules $\kappa = L/W$ est suffisamment grand, *i.e.* $\kappa = 8$ pour une fraction surfacique $\phi = 0.24$ comme l’illustre la figure 1.17. Un diagramme des phases du système représenté dans la figure 1.17 montre que la phase composée de paquets de particules se déplaçant collectivement n’existe que pour les valeurs de ϕ et κ supérieures à une ligne de transition. L’équation de la ligne de transition est accessible par une approche de champ moyen de la dynamique d’agrégation des particules. Elle relie la valeur critique de rapport d’aspect κ_c avec la fraction surfacique ϕ selon la loi $\kappa_c = C/\phi - 1$, où $C \approx 1.46$. Il ne semble pas que ce modèle débouche sur l’existence d’une phase ordonnée à longue portée polaire ou nématique. L’introduction d’un bruit blanc gaussien sur la dynamique des particules ne change rien à la phénoménologie du système. La différence réside dans le déplacement de la ligne de transition vers les plus grandes valeurs de κ et ϕ . Rappelons que ces simulations sont faites sur un maximum de 100 particules et qu’il n’y a pas d’étude de la dynamique avec une variation

systématique du bruit sur la dynamique des particules. L'un des résultats les plus intéressants est qu'il ne semble pas exister de mouvements collectifs de particules avec un rapport d'aspect $\kappa = 1$. Cela signifierait-il que des particules polaires circulaires ne peuvent pas s'organiser en paquets se déplaçant collectivement ? Encore une fois, quelle est la dépendance des observations macroscopiques vis-à-vis des détails microscopiques du modèle utilisé ?

Grossman *et al.* ont réalisé des simulations de disques polaires qui interagissent par collisions inélastiques [70] selon un modèle utilisé par Schäfer *et al.* [71]. Pour éviter que les particules ne s'immobilisent en raison des chocs inélastiques, de l'énergie cinétique est réinjectée en imposant à la sortie de la collision une force dont la direction est dans le sens de la vitesse de sortie comme l'illustre la figure 1.18. Une force de type brownienne est rajoutée de la même manière que celle utilisée par Vicsek *et al.* caractérisée par sa variance η [54].

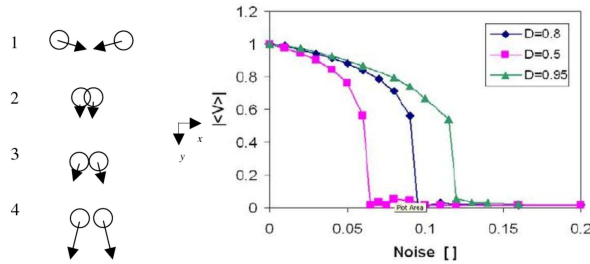


FIGURE 1.18 – Mouvements collectifs de disques polaires [70]. **Gauche** Collisions inélastiques de disques polaires. Les flèches indiquent les vitesses des disques. La dynamique se déroule par pas de temps de 1 à 4. **Droite** Module de la vitesse moyenne $\langle |V| \rangle$ d'un système de $N = 2500$ disques polaires en fonction du bruit *Noise* avec trois densités différentes D . Le coefficient de restitution est égal à 0.93. Il n'y a pas de friction tangentielle entre les grains. Les conditions aux bords sont périodiques.

Contrairement à Peruani *et al.*, la figure 1.18 montre qu'une phase ordonnée polaire existe à faible bruit pour plusieurs valeurs de la densité comprises entre 0.5 et 0.95. Donc, il semble que les collisions inélastiques entre disques polaires conduisent à la même phénoménologie que celle observée dans le modèle de Vicsek *et al.* [54]. Cela veut-il dire que les collisions inélastiques conduisent à un alignement ferromagnétique ? On se demande alors si toutes les collisions conduisent à un alignement ferromagnétique ou s'il existe une proportion d'alignement nématique. Ces questions reviennent à interroger la robustesse de la phase ordonnée polaire par rapport à la proportion d'alignement ferromagnétique dans le système de disques polaires. Suffit-il d'une faible proportion d'alignement ferromagnétique pour assurer une phase ordonnée polaire ? Est-ce même une condition nécessaire pour l'émergence d'une phase polaire dans un système de particules circulaires

polaires comme le laissent penser Peruani *et al.* [69]? Il n'existe pas à ce jour d'éléments de réponse clairs dans la bibliographie.

Il s'agit donc de déterminer les conditions minimales et robustes de l'émergence à grande échelle de dynamiques collectives de particules polaires. Les précédentes simulations numériques montrent que ces conditions portent sur les règles d'alignement des vitesses des particules. On distingue deux classes de comportements collectifs. La première correspond à un alignement ferromagnétique qui aboutit à l'existence d'une phase polaire à longue portée. La deuxième classe correspond à un alignement nématique qui aboutit à l'existence d'une phase nématique à longue portée. Ces deux résultats semblent montrer qu'un système de particules polaires peut présenter un ordre à longue portée à deux dimensions qui résiste aux fluctuations contrairement à un système à l'équilibre [34, 35]. Ajoutons que les deux phases polaire et nématique présentent des fluctuations «géantes» de densité. Quels sont les mécanismes à l'origine de l'existence de ces fluctuations propres? Sont-ils différents de ceux à l'origine des fluctuations de densité de la matière active apolaire sur substrat? Nous donnerons des éléments de réponse dans la suite en considérant les différentes théories existantes sur les systèmes de particules polaires sur substrat.

Théories Dans le cas de la matière active polaire sur substrat, il existe deux types d'approches théoriques :

- Une approche analogue à celle choisie par Ramaswamy *et al.* dans le cadre de la matière active apolaire [41]. Il s'agit de déterminer les propriétés à grande échelle de la matière à partir des équations du mouvement des variables lentes du système. Elles sont données par la conservation des quantités globales du système et le paramètre d'ordre associée à la brisure de la symétrie de rotation du système dans la phase ordonnée. Ces équations du mouvement caractérisent l'hydrodynamique du système dans la phase ordonnée.
- La deuxième approche du type théorie cinétique tente d'obtenir l'hydrodynamique du système à partir des règles microscopiques régissant les règles de mouvement et d'interaction des particules.

La première approche a été réalisée par Toner *et al.* [72, 73, 74]. La seule quantité conservée dans un système de particules polaires sur substrat est le nombre de particules. Dans une description continue, cela signifie que la masse est conservée. Donc la fluctuation du champ de densité $\delta\rho(\vec{r}, t)$ autour de la densité moyenne ρ_0 constitue la première variable hydrodynamique. La deuxième variable correspond à la brisure de symétrie induite par la phase ordonnée polaire caractérisée par la vitesse moyenne du système $\langle\vec{v}\rangle$. Cette variable est la fluctuation du champ de vitesse $\delta\vec{v}(\vec{r}, t)$ autour de $\langle\vec{v}\rangle$. Ensuite ces variables vérifient des équations de mouvement dérivés des symétries du système ainsi que des quantités conservées. Par conséquent, le champ de

vitesse $\vec{v}(\vec{r}, t) = \langle \vec{v} \rangle + \delta \vec{v}(\vec{r}, t)$ et le champ de densité $\rho(\vec{r}, t) = \rho_0 + \delta \rho(\vec{r}, t)$ vérifient les équations du mouvement suivantes :

$$\begin{aligned} \partial_t \vec{v} + \lambda_1 (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} + \lambda_2 (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \vec{v} + \lambda_3 \vec{\nabla} (|\vec{v}|^2) &= \alpha \vec{v} - \beta |\vec{v}|^2 \vec{v} - \vec{\nabla} P \\ &+ D_B \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) + D_T \nabla^2 \vec{v} \\ &+ D_2 (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})^2 \vec{v} + \vec{f}, \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$P = \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_n (\rho - \rho_0)^n, \quad (1.7)$$

$$\partial_t \rho + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v} \rho) = 0, \quad (1.8)$$

Nous ne discuterons pas les ordres choisis pour le développement en gradient des champs ni les choix des termes. Les deux aspects les plus importants de ces équations sont :

- Les termes consécutifs à $\partial_t \vec{v}$ dans le premier terme de l'équation 1.6. Ils dérivent de la non conservation de la quantité de mouvement globale du système en raison de la polarité du mouvement des particules.
- Les deux premiers termes dans le second membre de l'équation 1.6 assurent l'existence de la phase ordonnée polaire caractérisée par la vitesse moyenne $\langle \vec{v} \rangle = \sqrt{\alpha/\beta}$ où $\alpha, \beta > 0$.

Pour obtenir les modes hydrodynamiques de $\delta \rho$ et $\delta \vec{v}$, il suffit de développer linéairement les équations 1.6, 1.7, 1.8. Cependant, cette méthode utilisée par Ramaswamy *et al.* [41] dans le cas apolaire ne s'applique pas aux systèmes de particules polaires sur substrat. En effet, au contraire de la matière active apolaire sur substrat, les non-linéarités persistent à grande échelle en raison des termes de convection de l'équation 1.6, *i.e.* $\lambda_1 (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}$, $\lambda_2 (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \vec{v}$. Ces non-linéarités sont essentielles pour l'existence d'une phase ordonnée à longue portée pour la matière active polaire sur substrat en 2D [73]. En effet, alors que les fluctuations à l'équilibre dans un système bidimensionnel sont si importantes qu'elles tuent l'émergence d'un ordre à longue portée [34, 35], celles-ci contribuent à l'ordre à longue portée grâce aux non-linéarités issues du transport convectif de l'ordre local. Quelles sont les conséquences de ces fluctuations et de ces non-linéarités sur l'hydrodynamique du système ?

Tout d'abord, la phase ordonnée présente des fluctuations «géantes» de densité, *i.e.* $\Delta n \propto \langle n \rangle^\alpha$ avec $\alpha = 4/5$ [75]. Notons que cet exposant correspond à celui déterminé numériquement par Chaté *et al.* et Ginelli *et al.* dans le cas d'un alignement ferromagnétique [58] et nématique [64]. Dans la phase ordonnée, les particules ont une dynamique super-diffusive dans l'axe transversal à la direction de la vitesse moyenne. Cette dynamique a été observée numériquement par Chaté *et al.* [58] et donne une évolution du déplacement carré moyen transversal en loi de puissance par rapport au temps selon un exposant en accord avec la théorie de Toner *et al.* [74]. L'avantage de cette approche est qu'elle contribue à mieux comprendre les mécanismes physiques à l'origine de la création de l'ordre polaire à longue

portée indépendamment des détails microscopiques de l'interaction et du mouvement des particules. Donc, la mise en mouvement collectif semble avoir un caractère universel. Cette approche essentiellement phénoménologique résiste-t-elle à la prise en compte des détails microscopiques des interactions et du mouvement des particules polaires ? Peut-on dériver des règles microscopiques d'interaction et de mouvement une description hydrodynamique du système à grandes échelles de temps et de l'espace ?

Pour répondre à ces questions, Bertin *et al.* proposent d'obtenir l'hydrodynamique d'un gaz dilué de particules polaires ponctuelles par une approche de type Boltzmann. Les collisions binaires entre particules conduisent à un alignement de type ferromagnétique [76, 77] (cf la figure 1.19). Une particule individuelle est soumise à une perte de l'orientation de sa vitesse au cours du temps (cf la figure 1.19).

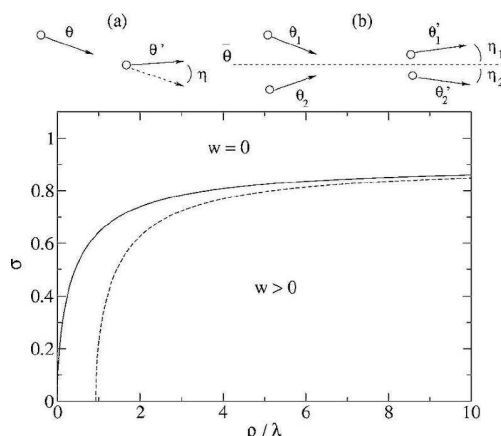


FIGURE 1.19 – Hydrodynamique d'un système de particules polaires ponctuelles [76]. **Haut** Modèle microscopique utilisé par Bertin *et al.* [76, 77] de la dynamique individuelle des particules (a) et de leurs collisions binaires (b). Le bruit sur la dynamique individuelle est noté σ_0 , le bruit sur les collisions est noté σ . **Bas** Diagramme des phases du modèle dans le plan $(\rho/\lambda, \sigma)$. Les lignes pleine et pointillée correspondent à la transition vers le mouvement collectif. La ligne pleine est pour $\sigma_0 = \sigma$. La ligne pointillée est pour $\sigma_0 = 1$.

A partir de ces données sur la dynamique individuelle des particules et de leurs collisions, il est possible de dériver une équation de Boltzmann qui permet la détermination des équations du mouvement du champ de densité $\rho(\vec{r}, t)$ et du champ de vitesse $\vec{v}(\vec{r}, t)$ [76, 77]. Rappelons que l'approche de type Boltzmann consiste à réduire la dynamique de la densité de probabilité du système à N particules dans l'espace des phases à la dynamique de la densité de probabilité d'une particule dans l'espace des phases réduit à une particule [78]. Ici, l'espace des phases à une particule est composé

de la position \vec{r} de la particule, du temps t et de l'angle θ de la vitesse de la particule. Cette simplification n'est possible qu'en milieu dilué où les particules n'interagissent que par paire. L'hypothèse du chaos moléculaire permet d'écrire l'équation d'évolution de la densité de probabilité à une particule. Elle précise que les vitesses des deux particules sont décorrélées et indépendantes des positions des particules avant les collisions binaires de deux particules. Finalement l'hydrodynamique du système se réduit à l'équation du mouvement de $\vec{w}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t)\vec{v}(\vec{r}, t)$:

$$\partial_t \vec{w} + \gamma(\vec{w} \cdot \vec{\nabla})\vec{w} + \kappa(\vec{\nabla} \cdot \vec{w})\vec{w} - \frac{\kappa}{2}\vec{\nabla}(|\vec{w}|^2) = -\frac{1}{2}\vec{\nabla}\rho + (\mu - \xi|\vec{w}|^2)\vec{w} + \nu\nabla^2\vec{w} \quad (1.9)$$

Remarquons que les termes de l'équation correspondent à ceux déterminés par l'approche phénoménologique de Toner *et al.* [73]. L'avantage de cette approche est que les coefficients γ , κ , μ , ξ et ν dépendent explicitement des paramètres de la dynamique microscopique des particules polaires et de leur interaction par collisions binaires. Ils dépendent du niveau de bruit σ au moment de la collision, du niveau de bruit σ_0 sur le changement de direction de la trajectoire individuelle des particules polaires et de la probabilité par unité de temps λ du changement de direction de la trajectoire individuelle des particules. Le principal résultat est l'existence d'une phase ordonnée polaire caractérisée par un champ de vitesse homogène et non nul pour un bruit sur l'alignement σ suffisamment faible et des densités ρ suffisamment élevées (cf la figure 1.19). L'étude d'une perturbation spatiale de l'état homogène révèle qu'il est stable loin de la transition mais instable proche de la transition pour les grandes longueurs d'onde [77]. Il semble donc que la phase ordonnée soit structurée spatialement. Il semble que ces structures correspondent à des ondes de type soliton qui se propagent dans le système [77]. Elles sont l'analogue des bandes observées par Chaté *et al.* [58]. Remarquons enfin que l'approche choisie par Bertin *et al.* n'est valable qu'en milieu dilué et pour les faibles valeurs de la vitesse moyenne globale du système. Plus récemment, une approche cinétique valable au delà du régime dilué a permis de déterminer la même phénoménologie d'un système de particules polaires sur substrat [79]. Il faut tout de même observer que les approches théoriques décrites précédemment reposent essentiellement sur l'alignement ferromagnétique issu du modèle numérique de Vicsek *et al.* [54]. Qu'en est-il de l'alignement nématique issu de l'interaction de volume exclu entre bâtonnets autopropulsés ? Une description hydrodynamique d'un système de particules polaires qui s'alignent nématiquement donne-t-elle les mêmes résultats que ceux obtenus avec un alignement ferromagnétique ?

Baskaran *et al.* ont dérivé les équations hydrodynamiques de particules polaires allongées sur substrat soumises à une interaction de volume exclu [80, 81, 82]. La méthode utilisée est voisine de celle utilisée par Bertin *et al.* :

il s'agit de réduire la description de la densité de probabilité des N particules dans l'espace des phases à une description par la densité de probabilité à une particule dans l'espace des phases réduit à une particule. A la différence de la dérivation par l'équation de Boltzmann, Baskaran *et al.* utilise un formalisme issu des équations de Smoluchowski qui relient la variation de la densité de la probabilité à l'interaction de volume exclu entre les particules. Les équations hydrodynamiques dérivent des équations de Smoluchowski de la densité de probabilité à une particule [80]. Cette dérivation n'est valable que pour un système dilué de particules. Les résultats les plus marquants sont l'existence d'une phase nématique à longue portée, comme observée dans les simulations numériques [64]. La phase ordonnée peut être instable si la vitesse d'autopropulsion des particules est supérieure à une vitesse v_c qui dépend en partie de la densité.

En résumé, sur l'ensemble de la littérature, il semble se dégager des modèles numériques et théoriques deux classes d'universalité de la transition de mouvement collectif dans la matière active polaire sur substrat :

- La première associée à des interactions entre les particules conduisant à un alignement ferromagnétique des vitesses. Il existe une phase polaire à longue portée pour un bruit sur l'alignement suffisamment faible. La phase ordonnée présente des fluctuations «géantes» de densité. La transition est du premier ordre entre la phase désordonnée et la phase ordonnée. Au voisinage de la transition des structures localisées sous forme de bandes denses et ordonnées apparaissent et se propagent au sein de la phase désordonnée.
- La deuxième associée à des interactions conduisant à un alignement nématique. Il existe une phase nématique à longue portée pour un bruit sur l'alignement suffisamment faible. La phase nématique présente aussi des fluctuations «géantes» de densité. La phase ordonnée semble instable proche de la transition. Cela donne des structurations sous forme de bandes denses ordonnées nématiquement. Il reste encore des zones d'ombre concernant la nature de la transition ainsi que la nature des structures localisées ordonnées générées au sein de la phase désordonnée.

Ces classes d'universalité résistent-elles à des expériences de systèmes de particules polaires sur substrat ? Sont-elles robustes par rapport aux détails des interactions, des processus dissipatifs, des tailles finies des particules ? Existe-t-il des expériences capables de tester la robustesse de ces classes face à une situation contrôlée ?

Kudrolli *et al.* ont tenté l'expérience [65, 83]. Sans succès. Par exemple, ils utilisent des bâtonnets vibrés qui ont la propriété de s'autopropulser comme l'indique la figure 1.20. Ces sont des tubes en nylon de longueur 9.75 mm dans lesquels sont insérés des cylindres en acier de longueur 4.75 mm. L'asymétrie

de masse ainsi obtenue permet l'autopropulsion du bâtonnet sous vibration verticale de la particule. Mais il n'observe ni d'ordre polaire, ni d'ordre nématique développés sur l'ensemble du système quelles que soient la vibration utilisée [65] et la densité des particules [83]. Une des raisons est qu'ils ne sont pas capables d'éviter la concentration des particules autopropulsés aux bords du système (cf la figure 1.20). Il est alors impossible d'observer une dynamique collective de particules qui s'autopropulsent au centre du système. Cependant, ces expériences ne nous semblent pas suffisamment contrôlées pour conclure à l'absence de robustesse des modèles décrits précédemment.

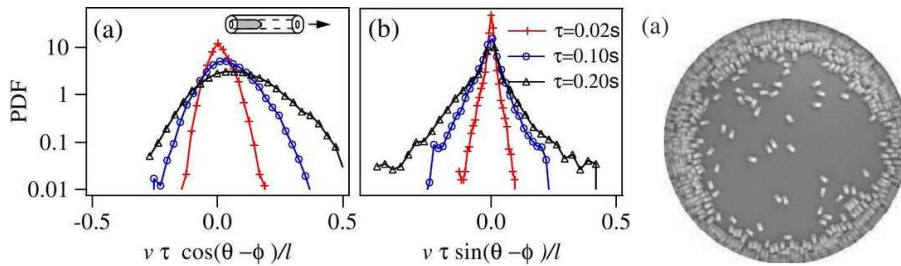


FIGURE 1.20 – Expériences de bâtonnets autopropulsés vibrés [65]. **Gauche** Déplacements sur un temps τ d'un bâtonnet polaire individuel selon l'axe de la polarité de la particule (a) et selon l'axe perpendiculaire à la polarité (b). Le bâtonnet est vibré à $\Gamma = 2g$, où g est l'accélération de la gravité. **Droite** Image d'un système de 500 bâtonnets polaires vibrés à $\Gamma = 2g$ dans une système circulaire de rayon 143 mm.

Nous avons mentionné dans la partie 1.1. des expériences 2D de bactéries [12] (cf la figure 1.4) et des expériences 2D de filaments d'actine sur un lit de méromyosines activées par l'hydrolyse de l'ATP [15] (cf la figure 1.3). La première expérience montre l'existence de fluctuations géantes de densité. Mais nous n'avons aucune information sur la nature de la phase ordonnée ni sur le type de structurations spatiales au sein du système. Dans la seconde expérience sur les filaments d'actine, Schaller *et al.* observent des bandes localement denses et ordonnées qui se déplacent dans un sens donné. Ce résultat semble conforter l'existence d'une phase polaire à longue portée en dépit de la forme allongée des filaments d'actine. Malheureusement, chacune des deux expériences souffrent de l'impossibilité de régler le bruit au moment de l'interaction des bactéries ou des filaments d'actine. Ce paramètre est essentiel pour tester la robustesse des structures spatiales qui apparaissent.

En conclusion, Il n'existe pas encore dans la littérature d'expériences qui modélisent le comportement d'un fluide actif polaire dont nous contrôlons la densité et l'interaction entre les particules. Nous pensons que les milieux granulaires vibrés offrent un cadre idéal pour apporter des éléments

de réponse sur la robustesse des résultats théoriques et numériques décrits précédemment. Nous développerons ce dernier point dans la suite. Nous espérons convaincre alors le lecteur que le système expérimental choisi est le système le plus simple pour comprendre l'effet fondamentalement hors-équilibre de l'autopropulsion sur les propriétés à grande échelle d'un fluide actif polaire.

1.3 Système expérimental modèle d'un fluide actif polaire

Pourquoi voulons-nous utiliser des milieux granulaires vibrés pour modéliser un fluide actif polaire? Quelle configuration expérimentale choisir? Quel est le système le plus simple pour étudier l'effet microscopique de la polarité du mouvement des grains sur l'écoulement à grande échelle d'un fluide actif polaire? Pour répondre à ces questions, nous donnerons une brève revue des fluides granulaires. Elle nous servira à identifier la configuration expérimentale adaptée. Nous donnerons enfin une description de principe du dispositif expérimental dont nous décrirons la réalisation au prochain chapitre.

1.3.1 Fluide granulaire

Un fluide granulaire est un ensemble de grains de taille caractéristique supérieure à $1\ \mu\text{m}$. Un fluide granulaire est un système athermique [84]. L'état d'équilibre d'un tel système est l'état trivial où tous les grains sont immobiles. La moindre injection d'énergie est dissipée par les collisions entre les grains. Pour qu'un fluide granulaire soit dans un état stationnaire différent de l'état de repos, il faut donc injecter continûment de l'énergie au fluide. On parle alors d'états stationnaires hors-équilibre.

Il existe deux façons d'injecter de l'énergie :

- Soit l'énergie est injectée par un champ extérieur qui force le fluide à s'écouler dans le sens du champ imposé. C'est le cas des écoulements de fluides granulaires sous gravité, sous cisaillement, etc. il a été montré que la richesse des écoulements observés de fluides granulaires rend difficile une description rhéologique unique [85, 86]
- Soit l'énergie est injectée par la vibration verticale des grains. Une large gamme de structurations spatiales peuvent alors apparaître spontanément dans des fluides granulaires vibrés [84, 87].

Il est difficile de comprendre la variété des propriétés macroscopiques de ces fluides car les mécanismes physiques microscopiques sont encore mal compris. Cela s'explique par la difficulté conceptuelle que posent les processus de dissipation de l'énergie injectée à l'échelle des grains.

Dans le cadre de notre système expérimental, il est essentiel que la

1.3. SYSTÈME EXPÉRIMENTAL MODÈLE D'UN FLUIDE ACTIF POLAIRE 39

dynamique macroscopique du système ne soit pas imposée par la source d'énergie extérieure. Il est donc naturel d'injecter de l'énergie par vibration verticale. Rappelons que nous voulons modéliser un système de particules polaires sur substrat. La vibration verticale ne peut être transmise que par un plateau vibrant. Il est donc nécessaire d'utiliser une monocouche 2D de grains excités directement par le plateau vibrant. On distingue deux types de propriétés des fluides granulaires 2D vibrés : celles fondamentalement hors-équilibre qui n'ont pas d'équivalent dans les systèmes thermiques et celles qui sont typiques des systèmes thermiques.

Propriétés fondamentalement hors-équilibre Comme l'illustre la figure 1.21, un premier effet des collisions inélastiques entre des grains vibrés est l'existence de paquets de particules denses au sein d'une phase désordonnée pour des régimes de vibration particuliers [88].

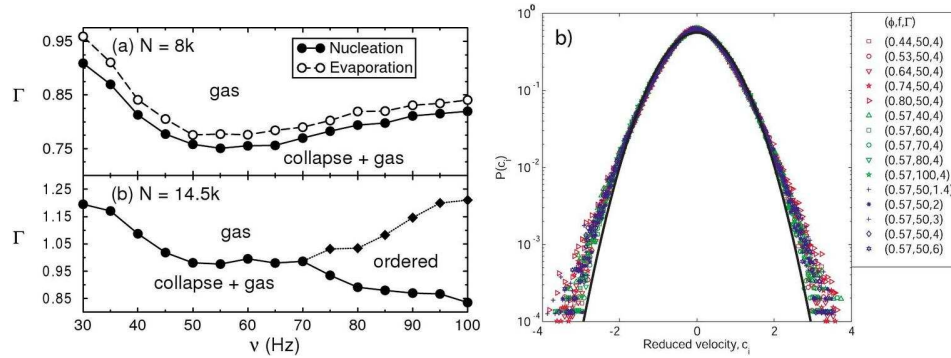


FIGURE 1.21 – Fluides granulaires 2D vibrés verticalement. **Gauche** Diagrammes des phases de $N = 8000$ grains (a), de fraction surfacique $\phi = 0.463$ et de $N = 14000$ grains (b), de fraction surfacique $\phi = 0.839$. Γ est l'accélération de la vibration, ν est la fréquence de vibration [88]. **Droite** Distribution des vitesses des grains normalisées par leurs écarts-types pour des gammes de fraction surfacique ϕ , de fréquence de vibration f et d'accélération de vibration Γ [89]. La ligne noire correspond à une distribution gaussienne.

On appelle cela le *collapse inélastique*. A l'équilibre, et en l'absence de champ externe, la densité est distribuée de façon homogène. Dans le cas présent, on observe des zones plus denses de grains de vitesses faibles au sein de zones moins denses où les grains se déplacent plus vite. La figure 1.21 montre que le collapse inélastique a lieu essentiellement pour des vibrations d'accélération inférieure à l'accélération de la gravité, *i.e.* $\Gamma < 1$. Dans ce cas, la dissipation de l'énergie via les collisions prend un rôle dominant dans la dynamique du système.

Une autre propriété remarquable des fluides granulaires 2D, indiquée par

la figure 1.21, est la forme de la distribution des vitesses des grains différente de celles de particules dans un gaz à l'équilibre. Dans un gaz à l'équilibre, la distribution des vitesses est gaussienne. Pour un gaz granulaire, on observe qu'elle est plus large qu'une distribution gaussienne [89] et qu'il existe une plus forte probabilité pour les grains d'avoir une vitesse nulle. Cette distribution se généralise pour une large gamme de densité, d'accélération de vibration et de fréquence de vibration. Il semble que l'effet inélastique des collisions sur la clusterisation des particules est un des éléments d'explication de la forme de ces distributions de vitesse [90].

Propriétés typiques des systèmes thermiques Cependant, les fluides granulaires 2D vibrés présentent des aspects similaires à un fluide de disques durs à l'équilibre. La température d'un fluide de sphères dures à l'équilibre est par exemple définie grâce à l'équipartition de l'énergie cinétique dans le fluide. Expérimentalement, on constate la même équipartition pour une large gamme de fraction surfacique pour un fluide granulaire 2D [89]. Une température granulaire effective peut alors être définie comme l'écart quadratique des vitesses des particules. A une fréquence donnée, cette température croît avec l'accélération de la vibration (cf la figure 1.22). Donc, l'accélération de la vibration peut constituer un paramètre de contrôle du bruit imposé à un fluide granulaire 2D vibré.

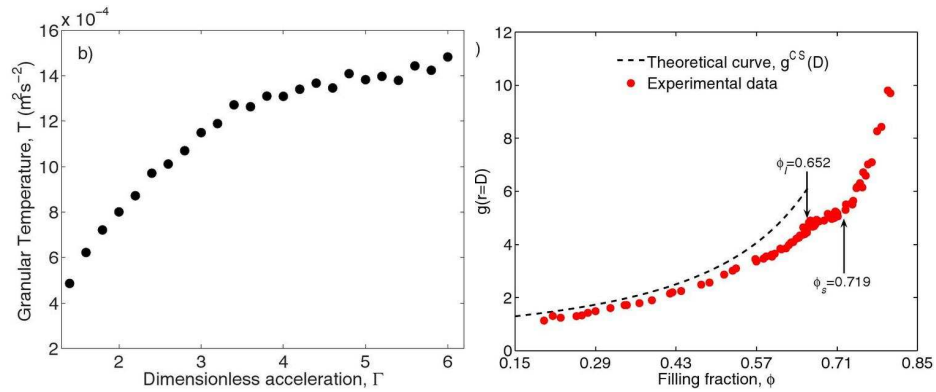


FIGURE 1.22 – Fluides granulaires 2D vibrés verticalement. **Gauche** Température granulaire T en fonction de l'accélération de la vibration Γ [89] pour une fraction surfacique ϕ de 0.59. **Droite** Valeurs de la fonction de paire $g(r)$ pour un rayon $r = D$, diamètre d'un grain, pour différentes fractions surfaciques ϕ [91]. La ligne pointillée correspond aux valeurs issues de l'équation de Carnahan-Starling [92].

Le graphe de droite de la figure 1.22 exprime le maximum de la fonction de paire $g(r = D)$ d'un fluide granulaire 2D en fonction de la fraction surfacique ϕ du fluide, où D désigne un diamètre de grain. La fonction de paire mesure la structuration à l'échelle locale du fluide. Le maximum de la

fonction de paire mesure la pression qui s'exerce sur le fluide [93]. Donc le graphe est finalement l'équation d'état du fluide granulaire 2D. Reis *et al.* montrent qu'elle a une évolution voisine de celle d'un fluide 2D de disques durs [91]. L'équation d'état d'un fluide 2D de disques durs a été déterminé théoriquement par une théorie cinétique d'un gaz de sphères dures [92]. Reis *et al.* ont vérifié que l'évolution de la fonction de paire ne dépend ni de l'accélération de la vibration, ni de la fréquence de vibration [91].

Matière active isotrope Dans le cas des fluides granulaires 2D vibrés, l'injection de l'énergie se fait sur l'ensemble du système à l'échelle des grains. Les grains dissipent cette énergie et se déplacent dans un sens qui n'est pas imposé par un forçage extérieur. Est-ce si différent de la matière active ? Oui mais c'est différent pour une seule raison : le grain vibré n'est pas asymétrique et ne se déplace donc pas dans une direction constante propre au grain. Il n'est ni polaire ni apolaire.

Nous pensons que la différence entre un grain isotrope et un grain polaire ou apolaire n'a pas de fondement physique. En effet, rien ne garantit expérimentalement qu'une particule polaire se déplace exactement selon l'axe de symétrie polaire ou apolaire de la particule. La dissipation de l'énergie injectée peut être à l'origine de ces fluctuations de la direction du mouvement par rapport à la polarité interne à la particule. Dans ce cas, un grain vibré n'est que le cas limite d'une particule polaire soumise à des fluctuations importantes de la direction de déplacement par rapport à son axe propre. Nous pensons donc que les fluides granulaires 2D vibrés verticalement appartiennent à une classe de la matière active que nous désignerons matière active isotrope. La définition de la matière active acceptée communément dans la littérature [17] ne contredit pas celle que nous adoptons : elle est un ensemble de particules qui se déplacent et dissipent de l'énergie à partir de celle qu'on lui injecte sans forçage extérieur résultant. Dès lors, nous comprenons mieux pourquoi un fluide granulaire 2D vibré verticalement constitue la base idéale pour un système expérimental modèle de fluide actif polaire : il suffit de rendre le grain polaire.

1.3.2 Thèse

Nous sommes partis de l'observation d'occurrences variées de mouvements collectifs dans le monde vivant. Nous avons vu que les modèles numériques et théoriques associent les mouvements collectifs à l'existence de phases ordonnées à longue portée dans un nouveau type de matière condensée : la matière active polaire. Ces phases résistent à la présence de sources de bruit extérieures. La compréhension la plus fine sur les mécanismes physiques à l'origine de l'existence de ces phases provient de modèles microscopiques de systèmes de particules actives polaires sur substrat. Les propriétés à grandes échelles de ces systèmes sont régies par des équations hydrody-

namiques. Elles montrent l'instabilité de la phase ordonnée homogène pour des niveaux de bruit suffisamment proches de la transition. Il apparaît alors des structures localisées dans le système.

Les phases ordonnées correspondent à des règles d'alignement des vitesses supposées résulter des interactions entre particules polaires sur substrat. La règle d'alignement ferromagnétique assure l'existence d'une phase où toutes les particules se déplacent dans le même sens : c'est la phase polaire. La règle d'alignement nématique montre l'existence d'une phase nématique où toutes les particules se déplacent selon le même axe mais dans des sens opposés. Ces deux phases sont caractérisées par des fluctuations «géantes» de densité qui correspondent au couplage du champ de vitesse avec le champ de densité : les zones les plus denses sont les plus ordonnées, les zones les moins denses sont les zones les plus désordonnées.

Il n'existe pas, à ce jour, d'expériences capables de tester la robustesse des résultats numériques et théoriques dans les fluides actifs polaires par rapport à la taille finie des particules, aux processus dissipatifs en jeu dans la propulsion des particules, etc. Nous avons vu que le concept de matière active s'étend à un fluide granulaire 2D vibré. Ce fluide constitue le système expérimental idéal pour obtenir un système expérimental modèle de fluide actif polaire. Il permet aussi de contrôler le bruit via l'accélération de la vibration. Nous avons donc décidé de réaliser un fluide granulaire 2D composé de disques polaires. Ce système est modèle car la seule distinction qui existe entre ce système et celui d'un fluide granulaire 2D est la polarité du mouvement des grains. Donc, la règle d'alignement résultera de l'effet de l'autopropulsion sur l'interaction de volume exclu entre les disques.

Les enjeux expérimentaux de cette thèse sont donc d'assurer une injection d'énergie homogène sur une surface la plus grande possible, de fabriquer des disques autopropulsés, de contrôler la source de bruit auquel sera soumis notre fluide actif polaire 2D. Ensuite, il s'agit de caractériser les règles microscopiques de déplacement des particules ainsi que les règles d'alignement des vitesses des particules. Enfin, il s'agira de caractériser la dynamique à grande échelle de notre fluide et de les discuter à la lumière des résultats numériques et théoriques. Le plan de la thèse sera organisée de la manière suivante : nous présenterons dans un premier temps le dispositif expérimental conçu au cours de cette thèse. Dans un second temps, nous caractériserons les règles microscopiques de mouvement et d'alignement de nos particules polaires actives sur substrat. Enfin, nous présenterons nos résultats sur la dynamique à grande échelle de notre fluide actif polaire 2D.

Chapitre 2

Systeme experimental

Sommaire

2.1	Substrat actif : le vibreur	43
2.2	Particules autopropulsées (SPP)	50
2.3	Acquisition et stockage des données	64

Dessine-moi un mouton

– *Antoine de Saint-Exupéry, Le Petit Prince (1943)*

Nous nous intéressons à la matière active polaire sur substrat. Pour réaliser un système expérimental modèle de cette matière, il nous faut tout d’abord un substrat actif capable d’injecter de l’énergie aux particules actives sans imposer la direction de leur mouvement. Ensuite, il nous faut des particules actives polaires capables d’avancer dans un sens qui leur est propre. Ce sont les fameuses particules autopropulsées que nous nommerons SPP (*Self-Propelled Particle*) par la suite.

Un plateau soumis à une vibration verticale permet de réaliser le substrat actif. Nous décrirons le dispositif de contrôle de cette vibration dans une première partie. La seconde partie sera consacrée à la conception des SPP. Enfin la troisième partie décrira comment nous parvenons à obtenir les positions et les polarités de toutes les SPP à partir de l’acquisition d’images du système de SPP sur la durée d’une expérience.

2.1 Substrat actif : le vibreur

Le substrat actif est composé d’un vibreur électrodynamique installé au sol. La vibration verticale générée est ensuite transmise à un plateau vibrant sur lequel reposent les SPP. Trois critères sont importants pour la vibration de notre plateau :

- Le vibreur est fixé au sol.
- La vibration est contrôlée et se transmet verticalement au plateau.
- La vibration est homogène sur l’ensemble du plateau.

Cette partie est consacrée à la description des choix que nous avons fait pour obtenir une réalisation optimale de ces critères.

2.1.1 Installation au sol

Vibreur Le vibreur que nous utilisons est de marque LDS-V455/6. Le fonctionnement est le même que celui d'un transducteur électrodynamique de haut-parleur. Il se fait par le mouvement par induction d'un solide dans lequel passe un courant alternatif soumis à un champ magnétique permanent.

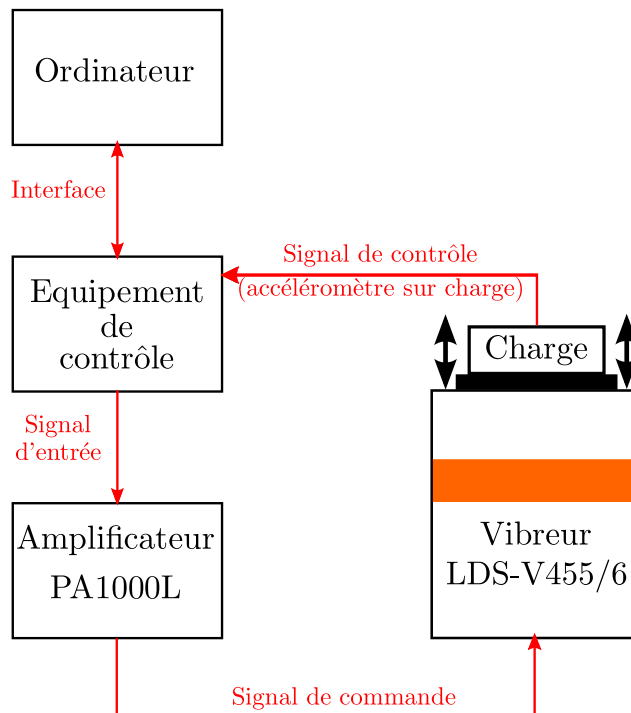


FIGURE 2.1 – Asservissement de la vibration verticale du vibreur LDS-V455/6 à partir d'un ordinateur, d'un équipement de contrôle et d'un amplificateur PA1000L.

La figure 2.1 explique le contrôle de la vibration à partir d'un logiciel qui fait l'interface avec le circuit d'asservissement de la vibration. Le circuit d'asservissement est composé d'un équipement de contrôle qui transmet au logiciel le signal de vibration mesuré par un accéléromètre. Il transmet aussi le signal d'entrée de l'amplificateur à partir de la commande indiquée par l'utilisateur du logiciel et du signal de contrôle. A la sortie de l'amplificateur, le signal de commande est envoyé au vibreur.

Au cours de cette thèse, le vibreur a été utilisé pour la génération de vibrations sinusoïdales uniquement. Elles sont caractérisées par leur accéléra-

tion Γ et leur fréquence de vibration f . La gamme de fréquences utilisables est entre 5 Hz et 7500 Hz. L'accélération maximale possible sans charge est 1147 m/s^2 , soit 117 g, où g désigne l'accélération de la gravité.

Fixation au sol Pour que le plateau soit vibré de manière optimale, le vibreur doit être fixé au sol avec une masse bien supérieure à celle du plateau vibrant. Sinon, la vibration du plateau s'accompagne de la vibration du vibreur. Cette dernière est d'autant plus faible que la masse fixée au sol avec le vibreur est grande.

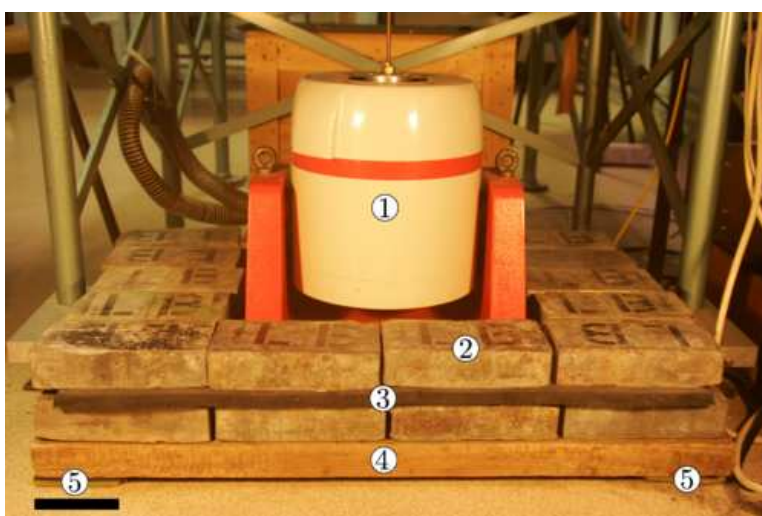


FIGURE 2.2 – Fixation au sol et isolation par rapport au sol. **1** : vibreur LDS-V455/6 fixé sur une planche de bois (**4**) par 3 vis. **2** : Brique de plomb de masse 10 kg. **3** : Couche de caoutchouc d'épaisseur 20 mm. **4** : Planche de bois d'épaisseur 45 mm, de longueur 840 mm et de largeur 550 mm. **5** : Amortisseur en silicone carré de côté 10 cm et d'épaisseur 5 mm. La ligne noire représente une échelle de 100 mm.

La figure 2.2 illustre le montage de fixation du vibreur au sol. Il est fixé par trois vis à la planche de bois d'épaisseur 45 mm, de longueur 840 mm et de largeur 550 mm. On a placé sur la planche de bois 24 briques de plomb, chacune de masse égale à 10 kg. La masse du système total est de 300 kg, à comparer à la masse totale qui sera posée sur le vibreur, soit 10 kg.

Isolation du sol Une fois le vibreur fixé au sol, il faut s'assurer que la vibration n'est pas transmise au sol afin d'éviter les nuisances sonores¹ mais aussi la retransmission des vibrations au châssis qui entoure le dispositif expérimental. Pour cela, nous amortissons la vibration par une couche de

1. Des nuisances qui peuvent perturber un couloir entier de théoriciens!

caoutchouc d'épaisseur 20 mm entre les deux couches de briques de plomb (cf la figure 2.2). Nous utilisons aussi quatre amortisseurs disposés aux quatre coins de la planche de bois. Ce sont des amortisseurs MUSTshock 100×100×EP5 en polymère. Ce sont des carrés de côté 100 mm et d'épaisseur 5 mm (cf figure 2.2). Ils ont été spécialement conçus pour isoler du sol des vibrations à une fréquence de l'ordre de 100 Hz, d'amplitude de l'ordre 0.1 mm pour une charge vibrée de 300 kg. Ces vibrations correspondent à celles utilisées pour nos expériences. Une fois le vibreur fixé au sol et isolé du sol, il s'agit d'assurer la transmission optimale d'une vibration verticale.

2.1.2 Transmission de la vibration

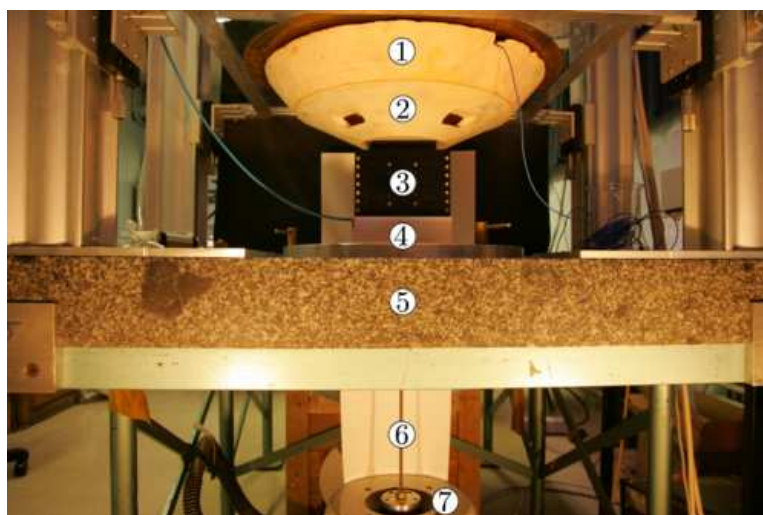


FIGURE 2.3 – Transmission de la vibration verticale. **1** : Plateau en polystyrène extrudé d'épaisseur 50 mm et de rayon supérieur 445 mm. **2** : Assiette en nylon d'épaisseur 50 mm et de rayon inférieur 100 mm. **3** : Platine de translation de section carrée de côté 127 mm. **4** : Dispositif de contrôle de la verticalité de la vibration. **5** : Table en marbre. **6** : Tige en laiton de longueur 400 mm. **7** : Vibreur.

La figure 2.3 représente l'ensemble du dispositif de transmission de la vibration. Il peut être divisé en deux parties :

- Une partie qui transmet une vibration verticale via une tige en laiton (**6**) et une platine de translation (**3**) montée sur un dispositif mécanique de contrôle de la verticalité de la vibration (**4**).
- Une partie qui transmet une vibration homogène via un cône en nylon (**2**) et un plateau en polystyrène extrudé (**1**).

Verticalité de la vibration Elle est assurée grâce à une tige en laiton de diamètre 6 mm et de longueur 400 mm et à une platine de translation

de section carrée de côté 127 mm (cf la figure 2.3). La tige relie le vibreur à la platine. Elle a l'intérêt d'être suffisamment rigide pour transmettre la vibration verticale à la platine. Mais sa forme allongée permet de la rendre suffisamment flexible pour absorber les vibrations transverses à l'axe de la tige.



FIGURE 2.4 – Exemple de platine de translation de section carrée en aluminium anodisé d'IBSPE.

La platine de translation est en aluminium anodisé référencée C40-03100-100254, de marque IBSPE. Comme l'indique la figure 2.4, elle est composée de 2 parties :

- Une partie sur laquelle est disposée une arrivée d'air comprimé. L'air est rejeté sur les faces intérieures en contact avec la barre glissante via des micropores.
- La barre glissante elle-même.

L'injection d'air comprimé dans la platine de translation permet de générer un film d'air entre les deux parties. Cela assure une friction statique nulle. L'intérêt d'un tel dispositif est donc de transmettre de manière optimale la vibration sans induire de fréquences parasites et avec un minimum d'amortissement. La section carrée de la platine de translation assure une vibration verticale sans rotation sur elle-même. La zone d'arrivage de l'air comprimé est de section carrée de côté 127 mm et de longueur 100,1 mm. La barre glissante a une section carrée de côté 101,6 mm et une longueur de 165,1 mm. L'air comprimé est filtré et injecté à une pression de 5 bars dans la platine de translation.

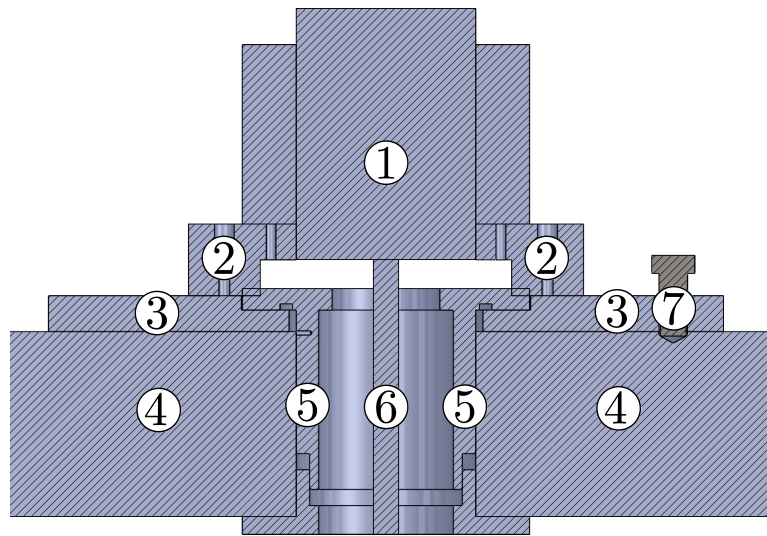


FIGURE 2.5 – Coupe du dispositif de transmission de la vibration. **1** : Platine de translation vissé avec la tige en laiton (**6**). Fixation de la platine de translation via deux équerres (**2**) sur un plateau (**3**). Il est fixé sur le marbre d'épaisseur 100 mm (**4**) à partir d'une bride de serrage (**5**). **7** : Vis de contrôle de la verticalité de l'axe de la vibration.

La figure 2.5 est une coupe verticale du dispositif de transmission de la vibration. La tige (**6**) est fixée sur la platine à air (**1**). Cette dernière est fixée via deux équerres (**2**) sur un plateau (**3**) surmonté de trois vis réglables horizontales (par exemple **7**). Le plateau est fixé au niveau du marbre grâce à une bride de serrage (**5**). L'ensemble permet de régler l'horizontalité de la platine à air et de la tige. Cela assure la verticalité de la vibration.

Homogénéité Nous voulons une vibration homogène et contrôlée sur le plateau en contact avec les SPP. Cela veut dire que l'ensemble du plateau vibre à une accélération identique à celle imposée par l'utilisateur sur une gamme de fréquences la plus large possible. Pour cela, les fréquences de résonance du plateau doivent être les plus grandes possibles. Pour un matériau homogène et élastique, les fréquences de résonance sont proportionnelles à $\sqrt{E/\rho}$. E est le module d'Young qui caractérise la rigidité du matériau et ρ la densité du matériau. Donc, nous avons utilisé un matériau rigide mais peu dense : la mousse de polystyrène extrudé. Son module d'Young est entre 3.0 GPa et 3.6 GPa et sa densité est entre 25 kg/m³ et 40 kg/m³. Par ailleurs, la faible densité du matériau permet de limiter la charge sur le vibreur et donc de profiter au mieux de ses performances en terme de fréquence et d'amplitude.

Comme l'indique la figure 2.3, la structure du plateau est complétée par une plaque de verre (en fait un miroir) d'épaisseur 4 mm et de diamètre

425 mm collée sur la partie supérieure de la mousse et par une assiette en nylon sous la partie inférieure de la mousse. La forme cônica de l'ensemble permet de répartir la vibration sur la surface de la plaque de verre. Le cône en nylon fixe la mousse à la platine à air. La plaque de verre est le support sur lequel reposeront les SPP. Afin d'empêcher les modes de flexion de la plaque, elle a été collée sur la partie supérieure de la mousse. Nous avons fixé un accéléromètre uniaxial placé en dessous et au centre de la plaque. Il est référencé 356B18 et de marque PCB Electronics. Il permet de contrôler la vibration du plateau grâce au circuit d'asservissement décrit précédemment et sert de référence pour la mesure de l'homogénéité de la vibration sur l'ensemble de la plaque de verre.

2.1.3 Caractérisation de la vibration

Protocoles Pour s'assurer de l'homogénéité de la vibration, nous avons réalisé des mesures faites à une vibration verticale d'accélération constante égale à 2 g imposée au centre du plateau. Seule la fréquence varie entre 40 Hz et 250 Hz.

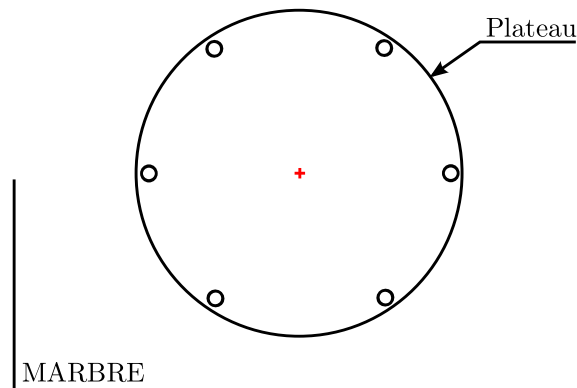


FIGURE 2.6 – Points de mesures réalisés au cours du protocole (o) pour caractériser la vibration du plateau. La croix rouge indique le point de mesure de référence de l'accélération A_0 , au centre du plateau.

La figure 2.6 donne les points de mesure réalisés selon le protocole suivant : une mesure avec un accéléromètre triaxial en différents points équidistants du contour du plateau. Elle permet d'accéder à la mesure des accélérations verticale A_z et azimuthale A_θ en ces différents points (o).

Mesures La figure 2.7 donne les points de mesure réalisés selon le protocole décrit précédemment.

Pour la vibration verticale à la périphérie du plateau, nous observons deux résonances à deux fréquences différentes communes à tous les points de mesures. La première est voisine de 85 Hz, la deuxième est autour de 130 Hz.

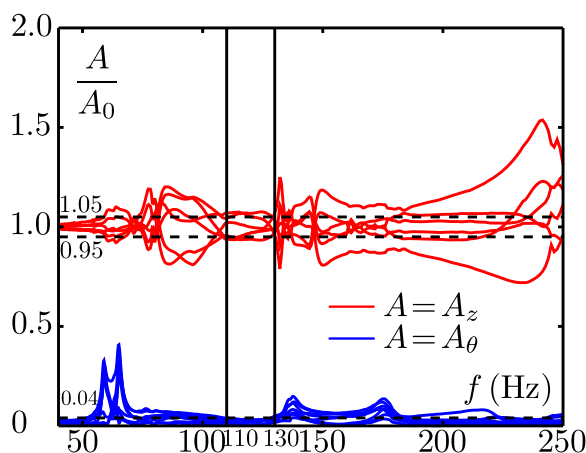


FIGURE 2.7 – Caractérisation de la vibration du plateau. **Gauche** Pour une accélération imposée au centre $A_0 = 2\text{ g}$, mesure de l'accélération verticale A_z et azimuthale A_θ en différents points du contour du plateau. Evolution de A/A_0 en fonction de la fréquence f imposée.

Entre ces deux fréquences, nous pouvons définir un intervalle de fréquence $[110\text{ Hz } 130\text{ Hz}]$ sur lequel la vibration est quasi-identique sur l'ensemble du plateau et proche de la valeur imposée au centre. Sur cet intervalle, la vibration est contrôlée à 5 % près. Le choix de la fréquence de travail est guidé aussi par le contrôle de la vibration azimuthale, étant donné les problèmes rencontrés par [94] : ils observent dans leur expérience une dynamique de leurs bâtonnets dominée par la vibration azimuthale de leur plateau. Pour notre dispositif, nous observons sur $[110\text{ Hz } 130\text{ Hz}]$ que la vibration azimuthale A_θ du plateau représente 4 % de la vibration imposée au plateau. Nous avons contrôlé qu'il n'existe ni de noeuds ni de ventres de vibration sur la surface du plateau : lorsque l'on se rapproche du centre du plateau, la vibration est de plus en plus proche de la valeur imposée au centre. Nous disposons donc d'une vibration contrôlée, verticale et homogène sur une gamme de fréquences entre 110 Hz et 130 Hz. In fine, nous avons choisi $f = 115\text{ Hz}$.

2.2 Particules autopropulsées (SPP)

Les particules autopropulsées ou SPP sont des particules macroscopiques qui dissipent l'énergie injectée et réalisent un mouvement dans un sens qui leur est propre. La première SPP sur substrat a été réalisée par Yamada *et al.* [22]. C'est un tube de longueur 2.6 mm avec des extrémités de tailles différentes (cf la figure 1.6 p.11). Coincée entre deux plateaux, le tube vibré se déplace dans un sens donné. Un autre exemple de SPP sur substrat actif est celui utilisé par Kudrolli *et al.* [65]. Ses SPP sont des bâtonnets en nylon de longueur 9.5 mm dans lesquels un cylindre en acier de longueur 4.75 mm

est inséré à l'une des extrémités (cf la figure 1.20 p.35). L'autopropulsion de ces SPP provient de l'asymétrie de masse au sein du bâtonnet qui impose la direction du mouvement quand elles sont vibrées. Donc, il s'agit d'imposer une asymétrie de forme dans le premier cas et une asymétrie de masse dans le deuxième cas pour obtenir un mouvement lui aussi asymétrique. Le sens ou la polarité du mouvement résulte de cette asymétrie.

Nous avons l'ambition de construire un système expérimental modèle d'un fluide actif polaire. L'une des questions à laquelle nous aimerions répondre est de savoir quel est l'effet de l'asymétrie du mouvement, et du mouvement seulement, sur la dynamique de ce fluide. Pour cela, nous avons choisi de réaliser des SPP circulaires avec le minimum d'asymétrie de masse, afin d'éviter toute autre asymétrie autre que celle du mouvement. Donc la difficulté technique est d'être capable de générer une asymétrie du mouvement sans générer d'asymétrie liée à l'interaction telle que celle de forme ou de masse, qui puisse impacter la symétrie des interactions entre les particules.

Mission impossible alors ? Non mais presque ! Sur les dix-huit mois consacrés au montage de l'expérience, neuf ont été consacrés au prototypage et à la fabrication en série des particules. Neuf mois de patience, neuf mois d'espérance, neuf mois de collaboration intense avec Denis Debalme² et Alain Pagès³. Dans ce chapitre, nous décrirons les prototypes de SPP utilisées, cela afin de dégager les principes d'une autopropulsion de grains à partir des échecs et des succès rencontrés. Ensuite, nous donnerons les détails de la fabrication en série des 10000 SPP. Nous décrirons ensuite les installations complémentaires réalisées sur le montage expérimental pour permettre l'observation d'un système bidimensionnel de SPP.

2.2.1 Prototypes

Cette partie recense les différents essais réalisés pour dégager les principes d'une autopropulsion robuste de grains vibrés. L'idée est de réaliser une particule composée d'une partie supérieure circulaire, qui garantisse la symétrie des interactions entre particules, et d'une partie inférieure en contact avec le plateau vibrant et en charge d'assurer l'autopropulsion.

Chemin vers le prototype de SPP circulaire La figure 2.8 donne les vues de dessous et de côté des différents prototypes de SPP testés.

Nous informons les lecteurs que les prototypes présentés sont seulement schématisés. L'idée est de donner les principes à l'origine de ces schémas. Le point commun à ces particules est le diamètre de leur partie circulaire : 7.1 mm.

- La particule 1 est composée d'une «patte» en acier qui recouvre une partie de la surface totale de la particule. La surface en contact avec

2. Eclide Microdécolletage, www.eclide.com

3. SEMAC Blamont, www.caoutchouc.fr

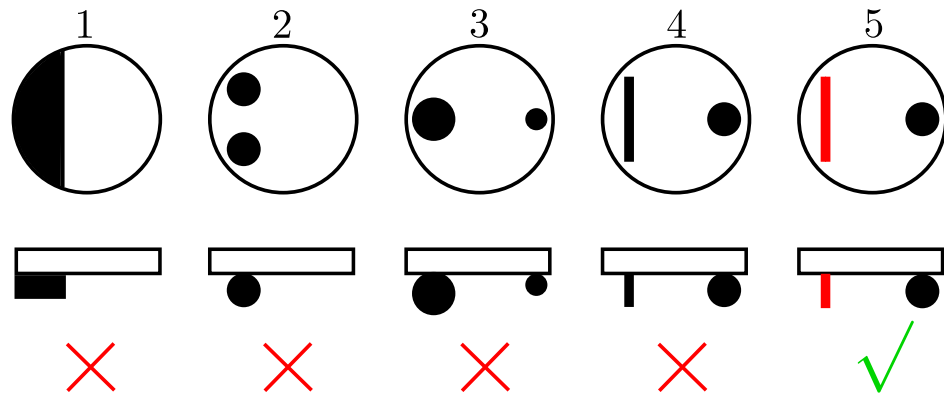


FIGURE 2.8 – Parties inférieures des prototypes de SPP vues du dessous et de côté. Les zones noires sont les zones en acier en contact avec le plateau vibrant. La zone rouge est aussi en contact avec le plateau mais en caoutchouc. Le diamètre des particules testées est de 7,1 mm. Les croix rouges indiquent les particules qui ne s'autopropulsent pas de façon convaincante. Le signe vert indique la particule qui s'autopropulse bien.

le plateau vibrant est plate. Cette particule ne fonctionne pas sur les gammes de fréquence et d'amplitude accessibles dans notre montage expérimental. Nous nous sommes dits que cela venait de la friction de la «patte» sur le plateau. Donc nous sommes passés à la particule 2.

- La particule 2 est composée de deux «pattes» sphériques en acier de même rayon. Nous avons donc deux points de contact avec le plateau au lieu d'une surface de contact. La particule 2 ne s'autopropulse pas non plus sur la gamme accessible de vibrations.
- La particule 3 est composée de deux «pattes» sphériques en acier de rayons différents. Cette autre configuration ne permet pas non plus l'autopropulsion sur la gamme accessible de vibrations.
- La particule 4 est composée d'une «patte» sphérique et d'une «patte» longiligne. Même si le mouvement de la particule est plus stable, elle ne s'autopropulse pas non plus sur la gamme accessible de vibrations.

Nous avons ensuite essayé une configuration avec des matériaux différents. Une «patte» sphérique en acier et une «patte» longiligne en caoutchouc issu d'un grip de critérium. C'est la géométrie utilisée pour la particule 5. On observe que cette particule s'autopropulse dans le sens du caoutchouc vers l'acier pour des vibrations entre 1.5 g et 2.5 g et des fréquences entre 100 Hz et 130 Hz.

Une image de la particule qui fonctionne est donnée par la figure 2.9.



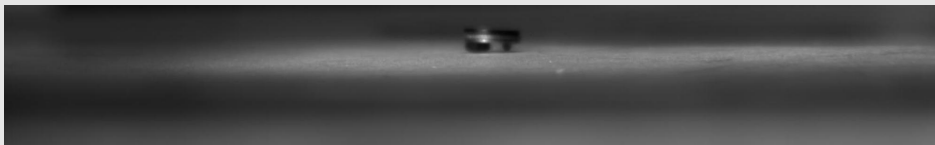
FIGURE 2.9 – Particule autopropulsée 5 de diamètre 7,1 mm. Les lignes noires représentent une longueur de 1 mm. **Gauche** Vue de la partie inférieure de la particule. **Droite** Vue de côté de la particule.

Il semble que l'efficacité de l'autopropulsion repose sur deux principes :

- Le premier est l'utilisation de «pattes» qui permettent de minimiser la friction de la particule sur le plateau. La stabilité de la particule est assuré par la ligne de contact de la «patte» en caoutchouc.
- Le deuxième est une polarité générée par l'utilisation de deux matériaux différents : l'acier et le caoutchouc. Même si aucune étude quantitative n'a été faite, nous pensons que l'autopropulsion provient des réponses différentes des deux «pattes» à la vibration mécanique. La «patte» en acier rebondit sous l'effet de la vibration. La «patte» en caoutchouc se déforme et frotte sous l'effet de la vibration. Cette asymétrie des réponses est sans doute à l'origine de la polarité du mouvement de la SPP. La polarité est définie alors comme l'axe allant du centre de la «patte» en caoutchouc vers le centre de la «patte» en métal.

Projection Nous proposons une visualisation de la dynamique du prototype de SPP retenue, vue de côté. La SPP est vibrée à 1.7 g et à une fréquence de 80 Hz.

MGM.1.1.avi : “*Stranger in the night*”



- Dynamique d'une SPP de diamètre 7,1 mm. La vue est de côté.
- 120 images de taille 14k0 à une fréquence de 24 images par seconde différente de la fréquence d'acquisition des images égale à 240 Hz.

Robustesse Nous disposons donc d'un prototype opérationnel de SPP. Après la recherche du prototype, vient la phase de développement. Elle consiste à tester la robustesse puis à étudier la faisabilité industrielle de notre prototype final. La robustesse a été testée sur trois caractéristiques : le diamètre des particules, la position de l'axe de la polarité et les matériaux utilisés pour les deux «pattes».

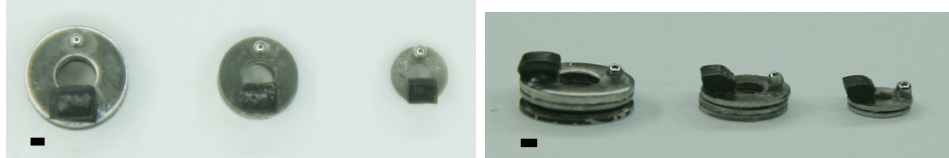


FIGURE 2.10 – Variation du diamètre de la SPP . Les «pattes» sont en matériaux identiques. Les diamètres testés sont 7.1 mm, 5.5 mm et 4.0 mm de gauche à droite. La ligne noire indique 1 mm sur la photo correspondante

La figure 2.10 présente les SPP de diamètres différents testées pour une géométrie identique et des matériaux identiques. Chacune des SPP s'auto-propulse sur la même gamme de vibrations donnée précédemment. Donc l'autopropulsion est robuste par rapport à la taille de la particule.

La figure 2.11 schématise la dynamique résultante de la position de l'axe de la polarité \vec{n} par rapport au centre du disque supérieur.

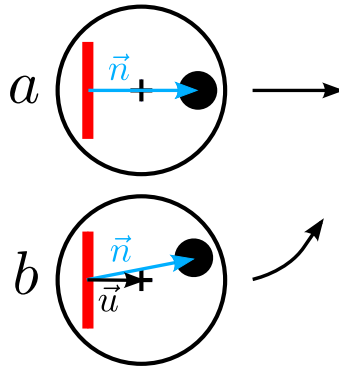


FIGURE 2.11 – Impact de la position de l'axe de la polarité \vec{n} sur l'autopropulsion. Vue de dessous de deux prototypes de SPP. Dans le cas **a**, \vec{n} passe par le centre du disque supérieur. La particule a un déplacement rectiligne dans le sens indiqué par la flèche noire, correspondant à celui de \vec{n} . Dans le cas **b**, \vec{n} ne passe pas par le centre du disque supérieur. La particule tourne autour de l'axe défini par $\vec{u} \wedge \vec{n}$, où \vec{u} relie le centre de la «patte» en caoutchouc avec le centre du disque.

Pour les particules telles que \vec{n} passe par ce centre, elles se propulsent dans la direction de \vec{n} , qui est celle de \vec{u} . \vec{u} relie le centre de la «patte» en caoutchouc au centre du disque supérieur. Nous avons constaté que les

particules pour lesquelles \vec{n} ne passe pas par le centre du disque supérieur tournent autour d'un axe défini par $\vec{u} \wedge \vec{n}$. Il y a donc un couple qui s'exerce sur la particule lorsque \vec{n} ne se confond pas avec \vec{u} et les particules ont un mouvement chiral. Cela impose une contrainte de fabrication des SPP pour assurer la polarité du mouvement de la SPP : l'axe de la polarité doit passer par le centre du disque.

Nous avons enfin testé différents matériaux pour chacune des pattes. Pour la patte métallique, nous avons testé l'acier et l'aluminium. Nous avons réalisé des particules de diamètre 4 mm avec la même «patte» en caoutchouc et la «patte» dans les deux métaux à tester. Nous avons observé que seule la particule avec la «patte» en acier s'autopropulsait. L'aluminium est moins rigide que l'acier. Le module d'Young de l'aluminium est 70 GPa et celui de l'acier est 200 GPa. Donc la rigidité de la «patte» métallique est une caractéristique importante pour assurer l'autopropulsion. Pour la «patte» en caoutchouc de particules de diamètre 4 mm, nous avons testé deux types différents de caoutchouc : du nitrile de dureté 60 Sh et du nitrile de dureté 90 Sh. La dureté correspond à la résistance du caoutchouc à la compression. Plus la dureté est grande, plus la résistance à la compression est importante. Nous avons observé que seule la particule dont la «patte» en caoutchouc était en nitrile de dureté 90 Sh s'autopropulsait correctement. Donc la dureté du caoutchouc est aussi une caractéristique importante de l'autopropulsion.

Donc une SPP de forme circulaire possible est une SPP qui possède deux «pattes» en dessous du disque supérieur. Une «patte» en métal rigide avec un contact ponctuel avec le plateau. Une «patte» en caoutchouc dur avec une ligne de contact avec la plateau. La taille de la particule n'a pas d'influence sur le mouvement polaire des particules. Ce mouvement est généré à partir des réponses différentes des deux «pattes» à la vibration. Nous avons donc fait le choix de fabriquer des SPP circulaires de diamètre 4 mm avec un matériau aussi rigide que l'acier et avec un caoutchouc aussi dur que le nitrile de dureté 90 Sh. Les centres des deux «pattes» doivent être reliés par un axe passant par le centre du disque supérieur afin d'éviter un mouvement chiral des SPP.

La figure 2.12 est le croquis final du prototype de SPP et constitue la base de la fabrication en série de SPP. Remarquons que la partie intérieure de la «patte» en caoutchouc fait un angle θ_f avec la surface tandis que la partie extérieure fait un angle $\theta_b < \theta_f$ avec celle-ci. Cette forme héritée de celle du caoutchouc utilisé semble convenir parfaitement. Nous n'en avons cependant pas testé de variantes.

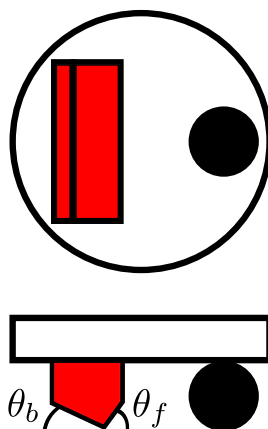


FIGURE 2.12 – Schéma du prototype opérationnel d’une SPP. Vue de dessus et de côté du prototype. La zone noire désigne la «patte» en métal rigide. La zone rouge désigne la «patte» en caoutchouc dur. Les angles θ_f et θ_b sont tels que $\theta_f > \theta_b$. La ligne horizontale représente la surface du plateau vibrant.

Particules témoins (ISO) Afin de pouvoir s’assurer par la suite que les comportements collectifs observés résultent bien de l’autopropulsion seule et ne sont aucunement induits par un biais ou un défaut de la vibration et/ou du support, nous avons aussi réalisé des particules parfaitement isotropes (ISO), qui nous serviront lors d’expériences témoins.

Ces particules sont entièrement métalliques et symétriques par rotation. Nous n’en avons pas fait de prototype, étant assurés qu’elles ne présenteraient pas d’autopropulsion.

2.2.2 Fabrication en série

Maintenant que nous avons un prototype opérationnel de SPP, l’étape suivante est la fabrication en série de 10000 unités. Elle nécessite l’utilisation de techniques avancées de micromécanique. Elles doivent répondre aux trois défis techniques suivants :

- Les «pattes» sont de taille de l’ordre de 0.1 mm. Il faudra donc un usinage précis à cette échelle.
- La particule est un système composé de deux parties différentes : caoutchouc et métal. Cela nécessite deux techniques de mécanique adaptées à leurs caractéristiques physiques. Ensuite, il s’agira de trouver une technique capable d’assembler les deux parties
- Il est impératif d’avoir l’axe de la polarité centré sur le disque. C’est le défi le plus important car il conditionne la dynamique de la SPP. Cela nécessite donc une technique d’assemblage des deux parties la plus précise possible.

Donc, nous avons choisi de réaliser les SPP en deux étapes :

- Le microdécolletage. C'est une technique d'usinage des métaux à l'échelle de 0.1 mm. Elle va permettre de fabriquer le disque supérieur doté de sa «patte» en métal en une seule pièce.
- Le surmoulage. Cette technique permet à la fois de réaliser la «patte» en caoutchouc et de l'assembler à la partie métallique.

Enfin, nous verrons qu'il a été nécessaire de «tondre » tous ces moutons, c'est-à-dire d'ébavurer les surplus de caoutchouc sur le périmètre du disque supérieur.

Microdécolletage La figure 2.13 présente le dessin industriel de la partie métallique d'une SPP sur la base du prototype opérationnel.

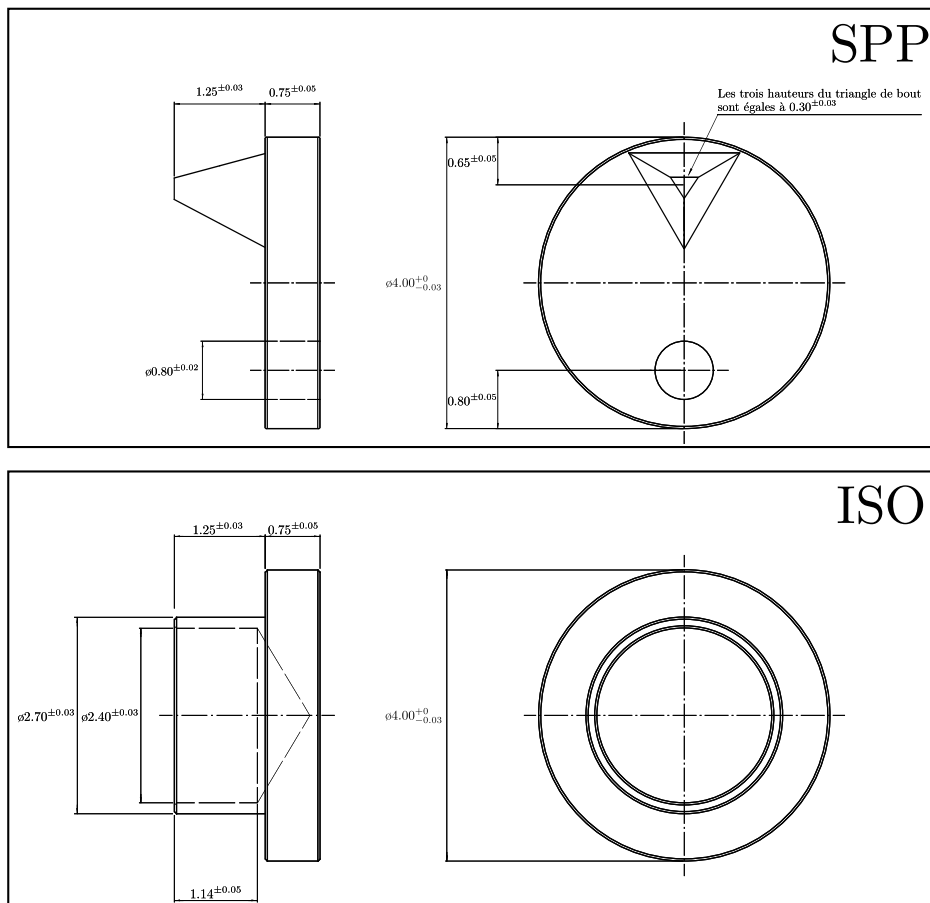


FIGURE 2.13 – Dessins industriels de la partie métallique en CuBe_2 de la SPP et de l'ISO. Vues de côté et du dessous des deux particules. L'unité de longueur est le millimètre. **Gauche** Dessin de la partie métallique de la SPP. **Droite** *Idem* pour l'ISO.

La technique de microdécolletage impose de changer la forme de la «patte» métallique. Nous passons donc d'une forme sphérique à une forme pyramidale, qui continue à assurer un contact ponctuel de la «patte» avec le plateau. Nous avons aussi choisi de percer la partie métallique d'un trou de diamètre 0.8 mm, en prévision de la fixation de la «patte» en caoutchouc.

Les ISO, ne comportant pas de partie en caoutchouc, sont entièrement fabriquées par microdécolletage conformément au plan de la figure 2.13.

Le matériau utilisé pour la fabrication des SPP et des ISO est le CuBe_2 . Il a l'avantage d'être aussi rigide et inoxydable que l'acier inox mais plus facilement usinable. En effet, au moment de l'usinage, CuBe_2 est plus ductile que l'acier. Après l'usinage, on procède à un traitement thermique du matériau. Le traitement thermique consiste à passer au four les pièces métalliques dans une atmosphère neutre pendant quelques heures à quelques centaines de degrés. C'est le refroidissement lent des pièces qui permet d'obtenir la dureté du matériau.

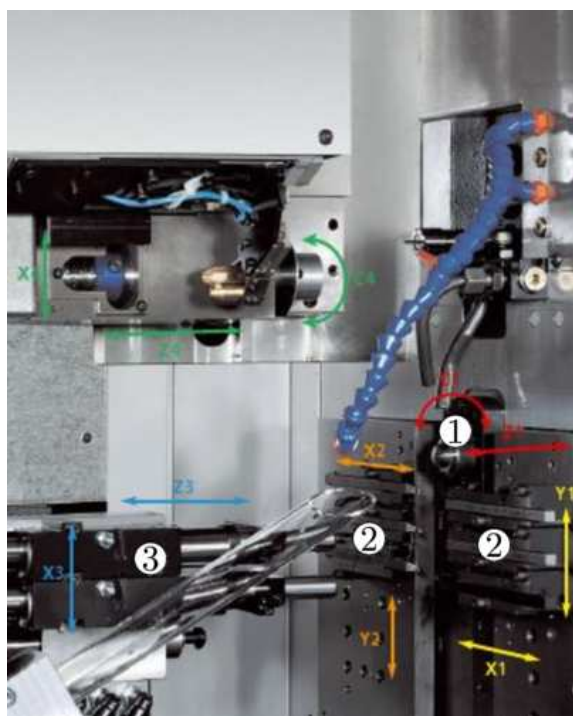


FIGURE 2.14 – Tour à commande numérique. **1** : Broche sur laquelle est fixée une barre cylindrique de diamètre 4 mm en CuBe_2 . **2** : Platines de translation dans lesquelles sont insérées les outils de coupe de section carrée de côté 8 mm. **3** : Appareil constitué de broches tournantes.

La figure 2.14 décrit le tour à commande numérique utilisée pour le microdécolletage de nos pièces. L'appareil est référencé Deco2000 de la marque Tornos. Une barre cylindrique de diamètre 4 mm en CuBe_2 est fixée sur une

broche (1). Ensuite, différents outils fixés sur une platine de translation usinent la partie pyramidale de la SPP (2). Enfin, on réalise le perçage des trous à partir d'un outil fixé sur une broche tournante opposée (3). Après le traitement thermique décrit ci-dessus, nous disposons de nos ISO. Concernant les SPP, il ne «reste» qu'à usiner la «patte» en caoutchouc et à la fixer au corps métallique des SPP. Cela correspond au procédé de surmoulage.

Surmoulage La figure 2.15 est le dessin industriel final de la SPP.

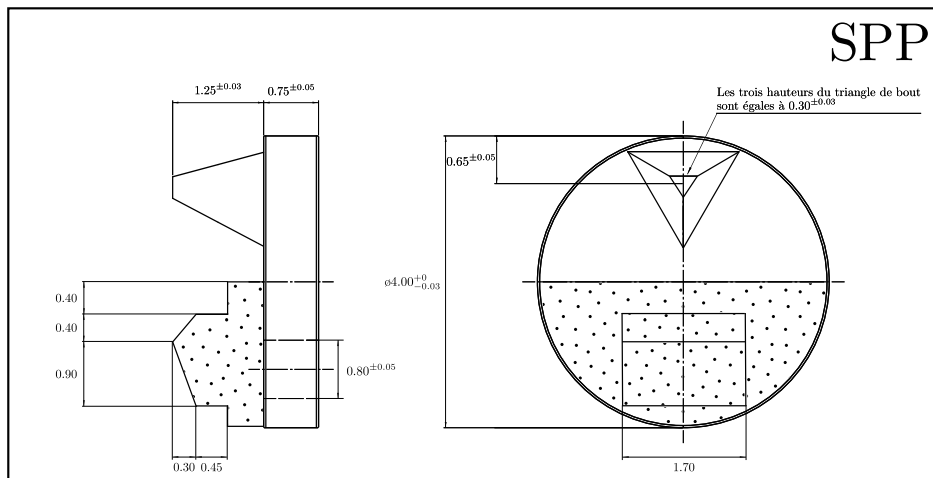


FIGURE 2.15 – Dessin industriel final de la SPP. Les zones marquées de pois correspondent aux zones en Nitrile HNBr 90 Sh. Vues de côté et du dessous de la SPP. L'unité de longueur est le millimètre. La tolérance sur les échelles associées aux zones en nitrile sont de 0.2%.

Nous distinguons la géométrie asymétrique de la «patte» en caoutchouc sur la vue de côté de la SPP. Le caoutchouc utilisé est le nitrile HNBr de dureté 90 Sh. Pour réaliser la fixation de la «patte» en caoutchouc sur la partie métallique, nous déposons deux fixateurs sur la moitié du disque marquée de pois sur la vue de dessous de la SPP. Ce sont des solutions de polymères. Le premier est du THIXON(TM) 520 Adhesive de marque Rhom and Haas. Il sert à fixer la couche déposée de polymères sur le CuBe_2 . Le deuxième est du THIXON P-11/0285SPL/25KG de marque Rhom and Haas. Il sert à fixer la couche déposée de polymères sur le nitrile. A haute température, les deux fixateurs se mélangent et permettent la fixation du nitrile sur le CuBe_2 .



FIGURE 2.16 – Deux exemples de moule de la «patte» en nitrile des SPP. Le diamètre du moule est de 4 mm.

La figure 2.16 présente deux exemples de moule de la «patte» en nitrile des SPP. On distingue une partie triangulaire dans laquelle se logera la «patte» en CuBe_2 . La partie rectangulaire correspond à la géométrie de la «patte» en nitrile. Le trou central correspond à la sortie de la carotte d'injection du nitrile dans le moule. Pour s'assurer que l'axe de la polarité passe bien par le centre du disque, nous nous servons du trou excentré de diamètre 0.8 mm sur le disque métallique.



FIGURE 2.17 – Plaque de fixation de l'axe de la polarité de 16 SPP. Plaque de 16 tiges métalliques de longueur 0.75 mm et de diamètre 0.7 mm.

La figure 2.17 donne la méthode de fixation de l'axe de la polarité. On utilise une plaque de 16 tiges métalliques qui s'insèrent dans les trous percés des 16 SPP. Comme les SPP sont insérées dans des moules circulaires, la fixation des tiges dans les trous excentrés des SPP empêche la rotation des SPP sur elles-mêmes pendant le surmoulage.



FIGURE 2.18 – Dispositif de surmoulage non assemblé et assemblé. **1** : Piston. **2** : Chambre pour le nitrile sur la partie supérieure. La partie inférieure est composé de 16 moules. Les deux sont reliées par 16 carottes. **3** : Fixation des disques de diamètre 4 mm des SPP sur les 16 moules. **4** : Fixation de l’axe de la polarité des 16 particules.

Sur la figure 2.18, on peut voir le dispositif d’ensemble pour le surmoulage des SPP. La partie supérieure (**1**) est le piston qui va transmettre la pression de 200 bars imposée à l’ensemble du système. L’ensemble est mis à une température de 183°C. Le nitrile dans la chambre (**2**) devient liquide et coule dans les 16 carottes qui relie la chambre aux 16 moules des «pattes» en nitrile des SPP. Pour s’assurer de la fixation des SPP et des axes de la polarité au cours du surmoulage, nous fixons à l’ensemble les parties inférieures (**3** et **4**). Le temps de vulcanisation du nitrile est de 240 s. Le temps du cycle de surmoulage est de 540 s pour assurer la fixation du caoutchouc sur le métal.

Tonte millimétrique La figure 2.19 donne le résultat du surmoulage.



FIGURE 2.19 – Résultat du surmoulage des SPP de diamètre 4 mm.

Un détail saute aux yeux : la SPP est enveloppée de nitrile. Il faut garder à l’idée que seule une partie du nitrile est fixée au métal. Il s’agit donc simplement d’enlever la partie non fixée pour obtenir enfin nos SPP. C’est la phase de tonte millimétrique. Nous procédons avec un scalpel. On entaille le long du diamètre de la SPP qui sépare la partie métallique de la partie en caoutchouc (cf la figure 2.15). Et on enlève la partie non fixée.

La figure 2.20 donne un exemple de SPP que nous utiliserons dans nos expériences. On observe les deux «pattes» en métal et en caoutchouc. On note aussi le trou excentré de couleur noire sur le dos de la SPP. Cela nous

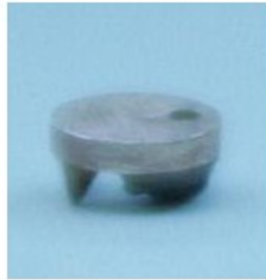


FIGURE 2.20 – SPP final de diamètre 4 mm.

permet de repérer l'axe de la polarité de la SPP. Cela nous sera très utile pour l'analyse du mouvement des SPP, que ce soit individuellement, en couple ou collectivement. Maintenant que nous avons des SPP fonctionnelles individuellement, nous verrons dans la suite que nous avons besoin d'installations complémentaires pour obtenir un système 2D de SPP dont la dynamique soit propre aux SPP elles-mêmes.

2.2.3 Installations complémentaires

Deuxième plaque de verre Pour s'assurer que la dynamique collective résulte de l'interaction disque dur de SPP, les SPP ne doivent pas se superposer au cours de la dynamique. Pour cela, nous avons installé au dessus des SPP une deuxième plaque de verre. Elle est placée à 2.7 mm du plateau grâce à un cadre métallique dans lequel la plaque de verre est encastrée (cf la figure 2.21). Le réglage de la hauteur est permis par l'utilisation de quatre platines microcontrôles sur lesquelles le cadre est fixé.

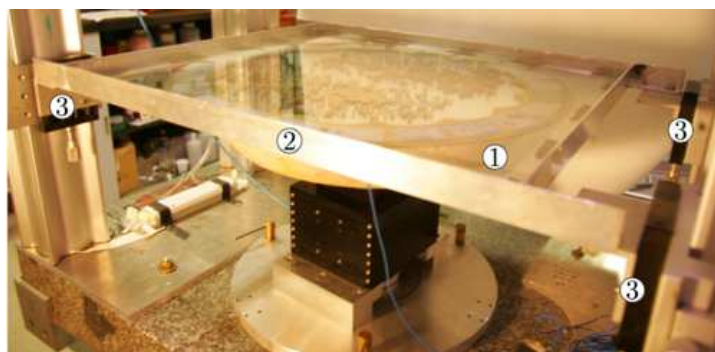


FIGURE 2.21 – Installation d'une deuxième plaque de verre. **1** : Plaque de verre d'épaisseur 8 mm, de largeur 550 mm et de longueur 500 mm. **2** : Cadre métallique de soutien de la plaque de verre. **3** : Platines microcontrôles sur lesquelles le cadre est fixé.

Conditions aux bords Notre système bidimensionnel de SPP est à présent confiné sur le plateau de diamètre 425 mm. Or une SPP s'autopropulse jusqu'à ce qu'elle rencontre les bords. On observe qu'une SPP aux bords a une dynamique localisée aux bords. En effet, comme schématisée sur la figure 2.22, la collision de la SPP avec les bords modifie peu sa polarité.

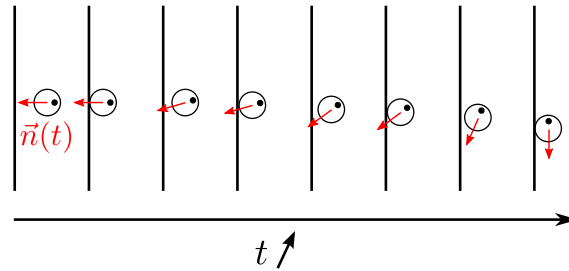


FIGURE 2.22 – Séquence de collisions d'une SPP avec un bord rectiligne. La flèche rouge désigne la polarité $\vec{n}(t)$ de la particule. Le temps t augmente de gauche à droite.

Donc, la particule continue à collisionner les bords jusqu'à ce que la polarité soit parallèle aux bords. Au final, la SPP a une dynamique qui suit le contour des bords du système. Il faut une fluctuation de la polarité favorable au retour de la SPP pour qu'elle suive une trajectoire non imposée par les bords. Il faut donc des bords qui permettent de limiter le temps de séjour des SPP à leur abord si on veut éviter que la plus grande partie de la dynamique ne soit confinée au voisinage des bords. C'est d'ailleurs un des problèmes rencontrés par les expériences antérieures à la nôtre [65, 95].

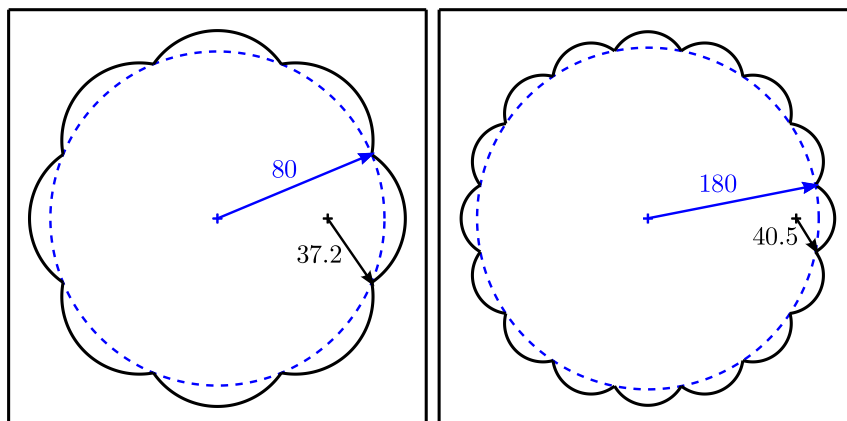


FIGURE 2.23 – Bords ré-injecteurs constitués d'arcs de cercle situés sur un contour circulaire. **Gauche** Le rayon R_c du contour vaut 80 mm, le rayon des 8 arcs de cercles vaut 37.2 mm. **Droite** Le rayon R_c du contour vaut 180 mm, le rayon des 16 arcs de cercles vaut 40.5 mm.

Nous allons tirer profit des propriétés dynamiques des SPP près des bords décrites ci-dessus pour concevoir des bords ré-injecteurs. La figure 2.23 donne deux configurations de bords de taille différente. Malgré la différence de taille, le principe reste le même : les bords sont constitués d'arcs de cercles successifs sur un contour circulaire. Le rayon ρ des arcs de cercle est inférieure au rayon R_c du cercle constituant le contour. Donc les SPP vont suivre le contour des arcs de cercle et être réinjectés dans le centre du système. Nous utiliserons les deux configurations dans les expériences.

Conclusion Nous disposons in fine d'un substrat actif qui injecte de l'énergie via une vibration contrôlée, verticale et homogène. Nous disposons de SPP capables de se mettre en mouvement selon la direction et le sens imposés par la polarité \vec{n} des SPP. Cette polarité est définie par l'axe allant du centre de la «patte» en nitrile au centre de la «patte» en CuBe_2 . Ces SPP interagissent par contact sans qu'elles se superposent grâce à la deuxième plaque de verre placée au dessus des SPP. Finalement, nous parvenons à obtenir une dynamique des SPP concentrée loin des bords en utilisant des bords ré-injecteurs sous forme d'arcs de cercle. Nous sommes à présent en mesure d'étudier la dynamique propre aux SPP qui interagissent par contact. Pour cela, nous avons besoin de l'information sur les positions et les polarités dans le centre du système. La suite du chapitre est donc consacrée au dispositif d'acquisition des données sur les positions et les polarités des SPP au cours du temps.

2.3 Acquisition et stockage des données

Pour obtenir les positions et les polarités des particules, nous utilisons un système d'acquisition et de traitement d'images que nous décrirons dans la première partie. La seconde partie sera consacrée au stockage des données associées aux différentes expériences réalisées au cours de cette thèse.

2.3.1 Acquisition et traitement d'images

Acquisition des images Le premier objectif est d'obtenir une image contrastée qui permet de distinguer toutes les particules les unes des autres ainsi que la position du trou excentré de chacune des SPP par rapport à leur centre.

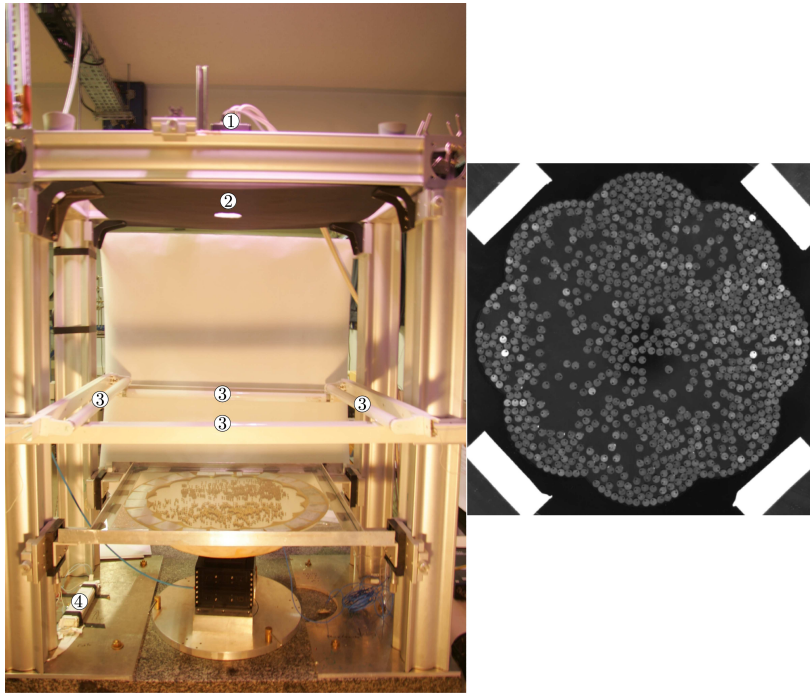


FIGURE 2.24 – Dispositif d'éclairage et d'acquisition. **Gauche 1** : Caméra CCD de 4 Mégapixels avec objectif de 50 mm à une hauteur de 770 mm du plateau. **2** : Feuille cartonnée noire de largeur 500 mm et de longueur 850 mm trouée au centre. **3** : Lampes fluorescentes T8 de puissance 18 W. **4** : Ballast électronique haute fréquence. **Droite** Image de taille 1728×1728 pixels d'un système de SPP avec un temps d'exposition égal à 3 ms.

La figure 2.24 représente le dispositif d'éclairage utilisé pour atteindre cet objectif. Il est composé d'un circuit en série de 4 lampes fluorescentes T8 et de puissance 18 W et d'un ballast électronique haute fréquence. Ce dernier diminue la modulation d'intensité lumineuse des lampes à la fréquence de 50 Hz en les alimentant à une fréquence de l'ordre de 10 kHz. Enfin, la puissance consommée des lampes reste constante pendant toute leur durée de vie. Le ballast électronique haute fréquence assure un éclairage stable et homogène. L'image est acquise par une caméra CCD de 4 Mégapixels avec un objectif de 50 mm placée à une hauteur de 770 mm par rapport au plateau réfléchissant. La caméra utilisée est de marque DALSA référencée PT-41604M60. Au niveau de la caméra, on installe une feuille cartonnée noire de longueur 850 mm et de largeur 500 mm percée en son centre d'un trou de diamètre égal à celui de l'objectif. Il en résulte que l'image est composée de particules circulaires claires possédant un trou excentré noir sur un fond noir comme le montre la figure 2.24. L'image est acquise avec un temps d'exposition égale à 3 ms.

Il est nécessaire d'acquérir les images à une fréquence suffisante pour

tracker les SPP d'une image sur l'autre. Comme nous le verrons, l'ordre de grandeur de vitesse des SPP est de 4 diamètres de particule par seconde. Nous avons fait le choix d'acquérir entre 20 Hz et 25 Hz. Au delà de cette fréquence, l'acquisition n'est plus aussi stable malgré la performance nominale de 60 Hz de la caméra, ceci du fait des temps d'écriture sur les disques.

Pour réaliser l'acquisition à la fréquence désirée, la caméra est reliée à une carte d'acquisition PCIe-1429 de marque National Instruments. Elle est elle-même reliée à une configuration RAID 0 de quatre disques durs. Cette technique augmente la vitesse de transfert en lecture et en écriture grâce à l'utilisation en parallèle de quatre disques de 250 Go. Ainsi, l'enregistrement des images sur les disques durs via un programme LabVIEW se fait sur des temps inférieurs au temps entre deux acquisitions d'images.

Traitement d'image Une expérience correspond à un set d'images acquises à une fréquence donnée sur une durée donnée. Nous opérons un traitement sur l'ensemble des images pour obtenir la position et la polarité de chaque SPP. Nous utilisons des codes LabVIEW et MATLAB. Le but est de repérer pour chacune des SPP la position du centre du disque supérieur et la position du centre du trou sur le disque. Ces données permettront d'avoir accès à la position et à la polarité de la SPP.

Pour cela, le traitement de base se décompose en trois étapes résumées dans la figure 2.25 :

- Une première phase de binarisation de l'image permet de distinguer indépendamment le fond, les SPP et le trou des SPP.
- On sélectionne les trous des particules à partir d'un critère f_c sur la forme circulaire. On obtient alors les positions des centres des trous $\{X_i, Y_i\}$.
- On retire les trous sélectionnés de l'image. On obtient alors le contour des SPP. Les positions des centres des disques $\{x_i, y_i\}$ sont obtenues par un algorithme de reconnaissance de forme circulaire.

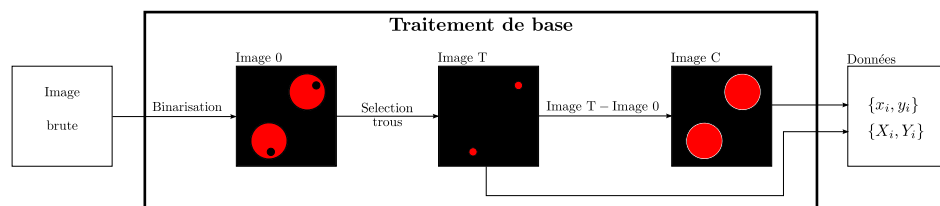


FIGURE 2.25 – Traitement de base d'une image brute. Sélection des trous puis soustraction des trous sur l'image initiale. Le résultat est la position des centres des SPP $\{x_i, y_i\}$ et la position des centres des trous sur les SPP $\{X_i, Y_i\}$.

En pratique, ce traitement de base ne suffit pas à repérer l'ensemble des positions des SPP et de leurs trous comme l'indique la figure 2.26.

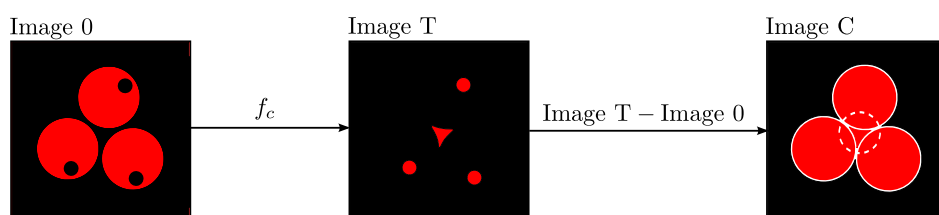


FIGURE 2.26 – Exemple d’erreurs de repérage dans le traitement de base d’une image selon le critère de sélection des trous f_c .

Quel que soit le critère f_c utilisé pour la reconnaissance des trous, nous repérons des zones d’aire comparable à celle des trous des SPP. Cela a pour conséquence de repérer des disques qui ne sont pas des SPP. Ces disques sont souvent présents, quelle que soit la fraction surfacique de SPP. Pour corriger cela, nous intégrons un code MATLAB capable de distinguer les disques des SPP à partir des trous grâce à la distance fixe égale à 1.2 mm entre les centres des trous et ceux des disques.

Il existe une dernière difficulté dans le traitement : les trous n’ont pas tous une forme circulaire à l’issue de la binarisation. Donc, il ne suffit pas d’avoir un critère strict sur f_c pour sélectionner les trous. Nous réalisons donc deux traitements parallèles :

- 1 Un premier avec une valeur de f_c suffisante pour au moins sélectionner l’ensemble des trous.
- 2 Un deuxième avec une valeur de f_c assez strict pour ne sélectionner que ceux dont la forme est circulaire. On ne parvient pas à supprimer de cette façon les interstices entre SPP localement denses. On réalise donc le traitement de base avec ce critère ainsi que la correction d’erreurs par le code Matlab.

On se sert des résultats de l’étape 2 pour supprimer de l’image binarisée l’ensemble des SPP et de leurs trous repérés. Cela supprime la majeure partie des interstices entre les SPP localement denses. Il ne reste qu’à faire une récursion du traitement de base sur l’image résultante en se servant des trous repérés dans l’étape 1. Le code Matlab se charge de ne garder que les trous dans les disques des SPP. Nous avons dès lors les informations manquantes sur les positions des centres et des trous des SPP non repérés la première fois.

La figure 2.27 illustre le résultat du traitement fait sur une image de 1090 SPP. On observe que les centres des SPP et les centres de leurs trous sont tous repérés. On a donc accès à la polarité de chacune des SPP. L’erreur sur la mesure de la position du centre des SPP est de 0.05 diamètre de grain. L’erreur sur l’angle de la polarité par rapport à un axe fixe de l’image est de l’ordre de 0.05 rad. Finalement, pour chaque image prise à un temps t , nous obtenons les données de la position du centre $\{x_i(t), y_i(t)\}$ et de la position du trou $\{X_i(t), Y_i(t)\}$ de chacune des SPP.

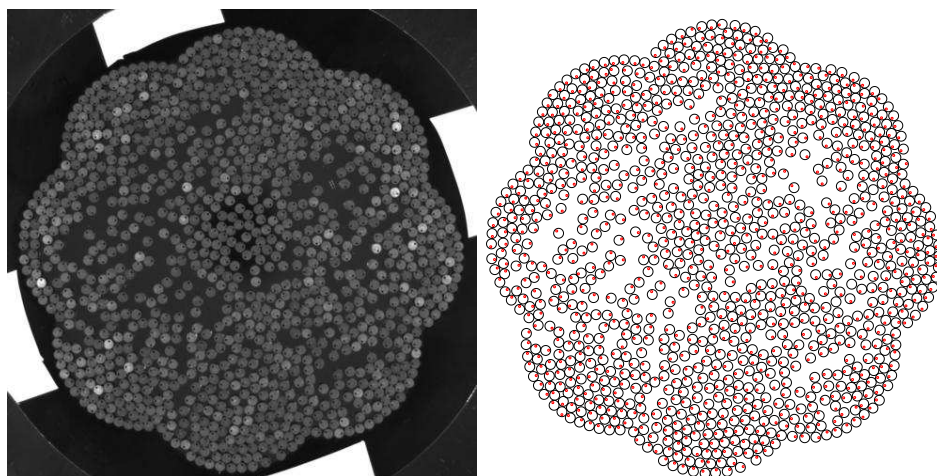


FIGURE 2.27 – Résultat du traitement d'image. **Gauche** Exemple d'une image acquise de 1090 SPP. **Droite** Résultat du traitement de l'image. Les cercles noirs donnent le contour des disques supérieurs des SPP. Les cercles rouges donnent le contour des trous sur les SPP.

Ajoutons pour finir que le traitement d'image des ISO ne consiste qu'à repérer les positions des centres des disques des ISO $\{x_i, y_i\}$. Le traitement ne contient aucune difficulté particulière par rapport à celui des SPP. Nous ne le détaillerons donc pas ici. L'erreur sur la position des centres des disques reste la même que celle sur la position des centres des disques des SPP, *i.e.* 0.05 diamètre de grain.

2.3.2 Données

Préparation et stockage des données Pour compléter la description de la dynamique des SPP et des ISO, il reste à extraire les trajectoires de chaque SPP et ISO. Il faut donc identifier sur deux images successives les déplacements de chacune des particules. Pour cela, nous utilisons un code MATLAB nommé *track*⁴. Il utilise un tableau de dimensions $3 \times NT$ réunissant les NT positions $\{x, y\}$ des N particules sur le nombre total T des images acquises. Le code minimise l'écart quadratique des déplacements des SPP et des ISO sur les configurations possibles des couples de particules sur deux images successives. Le nombre de configurations est réduit grâce à la donnée de la distance maximale sur laquelle on peut identifier deux particules sur deux images successives. Nous avons défini cette distance à 1 diamètre de grain. Une fois trouvé le minimum, les particules sont labellisées par des numéros. Cela permet au final d'identifier les dynamiques individuelles des SPP et des ISO. Nous parvenons à obtenir 90% des trajectoires

4. Copyright 1999 par John C. Crocker.

complètes d'environ 1000 SPP sur 10000 images.

Pour les SPP, nous avons besoin d'associer chaque trou à la SPP correspondante. Nous utilisons le même code décrit dans le paragraphe précédent⁵. On associe donc pour chaque SPP i , à un instant t , l'angle $\theta_i(t)$ de la polarité par rapport à l'axe des abscisses. Pour chaque numéro de SPP, nous avons désormais sa dynamique et la dynamique de sa polarité.

Nous définissons aussi pour chaque série d'acquisition la région d'intérêt du système de SPP ou de ISO. Elle est définie comme la zone du système où le champ de densité est homogène. La région d'intérêt est la région dans laquelle nous caractériserons les dynamiques stationnaires de notre système expérimental modèle de fluide actif polaire⁶. Donc, à chaque image acquise à l'instant t , nous savons si chaque particule est à l'intérieur ou non de la région d'intérêt.

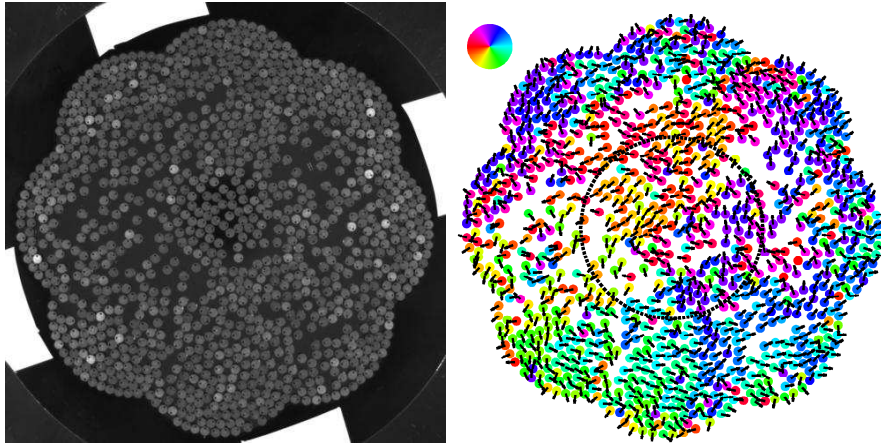


FIGURE 2.28 – Données issues d'une image de 1090 SPP . **Gauche** Exemple d'une image acquise de 1090 SPP. **Droite** La couleur des disques donne l'orientation de la polarité des SPP. Le code de la couleur est donné en haut à gauche de la figure. Les flèches noires représentent la direction des déplacements sur deux images successives des SPP. Le cercle noir en pointillés de rayon 10 diamètres de grain définit la région d'intérêt de notre système.

La figure 2.28 résume l'ensemble des données accessibles sur notre système de SPP à un instant t . Pour chaque SPP i , on a sa position $\vec{r}_i(t)$, l'angle de sa polarité $\theta_i(t)$, le déplacement qu'elle fait sur deux images successives $\delta\vec{r}_i(t)$. Nous avons aussi l'information sur la région d'intérêt pour la compréhension de la dynamique stationnaire d'un système de SPP. De la même façon, nous avons les mêmes données sur les ISO, excepté l'angle de la polarité.

5. Nous considérons que la position des trous des SPP est issue d'un déplacement de la position des centres des SPP .

6. Nous détaillerons la définition de la région d'intérêt dans le chapitre 3.

Données de la thèse Le tableau 2.1 donne l'ensemble des expériences analysées au cours de cette thèse.

Part	R_c	N	T	f_{acq}	Γ	Taille (Go)
SPP	80	50	14049→17774	20	2.7→3.7 (0.1)	0.46
SPP	80	50	5861→10824	25	2.0→3.6 (0.2)	0.35
ISO	80	50	20001	25	2.7→3.7 (0.1)	0.43
SPP	80	890	6650→12704	20	2.7→3.7 (0.1)	5.21
ISO	80	890	10731→13451	25	2.7→3.7 (0.1)	4.25
SPP	80	1090	100002	20	3.0	6.40
SPP	180	4330	20001	25	2.8	0.01

TABLE 2.1 – Ensemble des expériences analysées pendant la thèse. Nous indiquons le type de particules utilisées SPP et ISO, le rayon du contour R_c des bords injecteurs utilisés, le nombre N de particules utilisées, le nombre T d'images acquises, la fréquence d'acquisition f_{acq} des images, l'amplitude de vibration Γ et la taille des données utilisées pour l'analyse. Le nombre entre parenthèses indique les pas réalisés sur la gamme d'amplitudes de vibration.

La taille totale des données correspondantes vaut 17.83 Go. Le volume des données est donc considérable. Pour l'analyse d'une telle quantité de données, nous avons utilisé un serveur de bases de données. Plusieurs ordinateurs peuvent procéder à l'analyse des données simultanément. La connexion à la base de données se fait à partir de MATLAB. Notons aussi que l'utilisation de requêtes sur une base de données permet une analyse rapide. Toutes les données sont structurées sous forme de tableaux. La table 2.2 présente la structure des données utilisées pour l'analyse de la dynamique des SPP et des ISO.

SPP						ISO				
x	y	p	t	θ	ROI	x	y	p	t	ROI

TABLE 2.2 – Structure d'une base de données pour les SPP et les ISO. (x,y) est la position de la particule, p est le numéro de la particule, t est l'instant correspondant à une image acquise, θ est l'angle de la polarité par rapport à l'abscisse, ROI vaut 1 si la particule est dans la région d'intérêt, 0 sinon.

Pour les SPP et les ISO, les données sont la position des particules (x,y) , les numéros p des particules trackées au cours du temps t et l'information ROI sur la position des particules par rapport à la région d'intérêt. Si la particule est dans cette région, $ROI = 1$, sinon $ROI = 0$. Le choix de ces structures permet d'optimiser le temps nécessaire pour l'analyse des données. Seule la donnée de l'angle de la polarité θ concerne les SPP. Pour plus d'informations sur l'architecture de l'analyse en base de données, le lecteur pourra lire la partie 2.2.3 de la thèse de Raphaël Candelier intitulé *Dynamics and Structure close to the Glass and Jamming transitions*. Le lecteur pourra aussi se référer au manuel intitulé *Les bases de données pour les GITans* téléchargeable à l'adresse suivante : <http://iramis.cea.fr/spec/GIT/index.php?ici=toolbox>.

2.3.3 Conclusion

Nous avons donc réalisé un dispositif expérimental idéal pour étudier un modèle de fluide actif polaire bidimensionnel. Nous avons un substrat actif qui injecte de l'énergie sous forme de vibration verticale homogène. Le substrat est un cercle de diamètre 425 mm. Nous disposons de 10000 SPP de diamètre 4 mm. Elles dissipent l'énergie injectée et sont animées d'un mouvement dans la direction et le sens de leur polarité. Cette polarité est définie comme l'axe allant de la «patte» en caoutchouc vers la «patte» en métal. Les SPP interagissent par contact entre les disques supérieurs métalliques des SPP et sont réinjectées dans le centre du système grâce à des bords spécialement conçus pour cela. Les données complètes du système nécessaires pour sa compréhension sont générées à partir d'un dispositif d'acquisition d'image. Ces données sont ensuite structurées et installées sur un serveur de bases de données pour une analyse rapide et efficace.

Chapitre 3

Autopropulsion et alignement

Sommaire

3.1	Comment aller de l'avant de son propre chef? .	73
3.2	Un couple de SPP avance-t-il de l'avant?	99

Pour être un membre irréprochable parmi une communauté de moutons, il faut avant toute chose être soi-même un mouton.

– Albert Einstein, Comment je vois le monde (1934)

3.1 Comment aller de l'avant de son propre chef?

Au delà de la portée universelle de cette question, particulièrement appropriée à la vie d'un thésard, la question est pertinente en soi pour nos SPP. Nous avons déjà évoqué l'aspect fondamentalement hors-équilibre de l'autopropulsion dans l'introduction. Nous avons vu dans la description du dispositif expérimental comment générer le mouvement polaire d'un objet inerte; le principe est d'introduire une asymétrie propre au grain de telle sorte que l'énergie injectée produise ce mouvement, moyennant une certaine dissipation.

Il existe a priori plusieurs différences entre le type de particules autopropulsées que nous avons produites et les particules ponctuelles utilisées dans les modèles d'agents présentés dans l'introduction [54, 58, 64, 68]. Tout d'abord, nos particules ont une extension spatiale mesurée par leur diamètre. La question qui peut alors se poser est donc : à quelle échelle nous considérons la dynamique des particules? Si nous nous intéressons aux mécanismes de génération de l'autopropulsion, la longueur caractéristique pertinente est celle des «pattes». Les échelles de longueur en jeu sont de l'ordre du dixième de diamètre de grain. Nous avons fait le choix de considérer les échelles supérieures à l'ordre du diamètre de grain pour ne s'intéresser qu'à la dynamique résultante de la SPP, comme c'est le cas dans les modèles d'agents.

Ensuite dans ces modèles, vitesse et polarité de la particule sont une seule et même quantité. Dans notre système, rien ne garantit l'identification de ces deux grandeurs : du fait de la vibration, la particule a «en moyenne» un mouvement aligné sur son axe polaire, mais il faut à présent préciser ce qu'on entend par là.

Pour ce faire, nous utiliserons les données expérimentales des trajectoires et des polarités des SPP issues des expériences réalisées sur 50 SPP et 50 ISO, *i.e.* une fraction surfacique $\phi = 0.03$. A partir de ces données, nous étudierons les propriétés statistiques des déplacements et des polarités pour dégager des quantités caractéristiques capables de décrire la dynamique des SPP en comparaison avec celle des ISO. Nous nous servirons d'un modèle stochastique de particule polaire de type Langevin [96] pour éclairer les choix de ces quantités. Cette démarche se conclura par le choix d'un paramètre de contrôle de l'autopropulsion. La robustesse du paramètre sera discutée à la lumière des résultats d'une autre série d'expériences sur 50 autres SPP.

Trajectoires Pour identifier l'effet de la polarité sur le mouvement, nous nous attachons, pour commencer, à l'étude des trajectoires de 50 SPP et de 50 ISO à une amplitude de vibration fixée à $\Gamma = 2.7$ g.

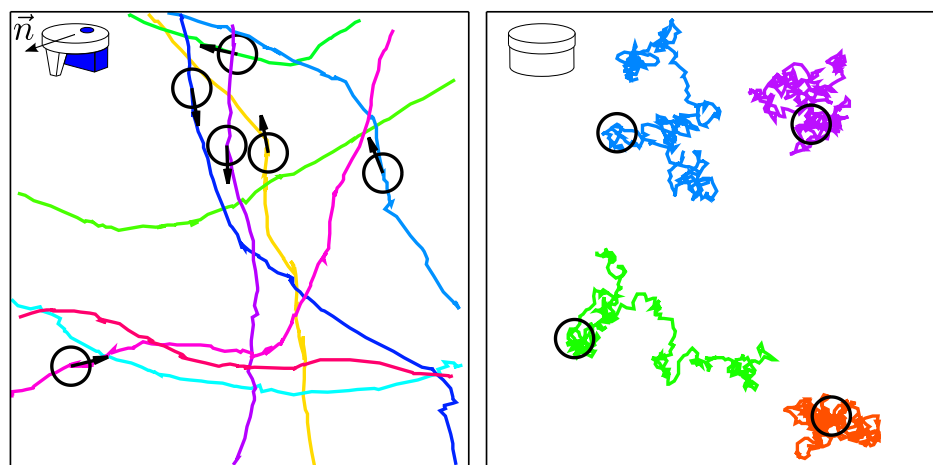


FIGURE 3.1 – Dynamiques individuelles à $\Gamma = 2.7$ g. **Gauche** Trajectoires de SPP dans une zone centrée de taille $12\text{ d} \times 12\text{ d}$. La durée moyenne pour l'ensemble des trajectoires est $4.05 \times 10^2 \tau_0$. $\tau_0 = 8.7$ ms est la période de vibration. Les flèches noires indiquent la polarité \vec{n} des SPP à un temps donné dans le domaine. Les trajectoires sont accompagnées d'un schéma du SPP utilisé dans l'expérience (en haut à gauche) sur lequel est indiquée la polarité \vec{n} . **Droite** Trajectoires d'ISO dans une zone centrée $12\text{ d} \times 12\text{ d}$ sur une durée de $1.84 \times 10^3 \tau_0$ avec le schéma de l'ISO utilisé dans l'expérience (en haut à gauche).

Nous distinguons très clairement des régimes dynamiques différents entre ces 2 populations de particules sur la figure 3.1. Pour les SPP, les trajectoires sont rectilignes sur plusieurs diamètres de grains avec des changements de direction qui font apparaître des rayons de courbure supérieurs à quelques diamètres de grains. Nous remarquons aussi que les sens des trajectoires sont différents. Par exemple, les trajectoires violette et jaune se développent dans des sens opposés. On observe aussi, à un temps donné, que la polarité des SPP coïncide en moyenne avec la direction de leurs trajectoires.

Lorsque l'on compare avec les ISO, on observe que leurs trajectoires changent de direction sur des distances inférieures au diamètre de grain. Cela donne un caractère plus aléatoire à la dynamique des ISO qui semble proche de ce qu'on observe pour des trajectoires de marcheurs browniens [97, 98]. On n'observe dans aucun des deux cas de biais systématique, susceptible de donner un sens privilégié aux déplacements des particules.

Donc, pour la vibration d'amplitude $\Gamma = 2.7$ g, il semble que les SPP ont une dynamique ballistique sur plusieurs diamètres de grains dont la direction et le sens sont seulement donnés par la polarité des SPP, tandis qu'en l'absence de polarité, les dynamiques ressemblent à celles de particules browniennes. On se propose à présent, sans tenir compte des effets mécaniques à l'oeuvre aux échelles inférieures au diamètre du grain, d'extraire les propriétés statistiques des déplacements et des polarités des SPP afin de caractériser en détail leur propriété d'autopropulsion.

Mesures Les mesures sur les trajectoires des SPP et des ISO sont faites sur l'ensemble des trajectoires $\vec{r}(t)$ des particules traversant la région d'intérêt. Cette région (noté ROI) du système a un rayon de 15 d. Les expériences sont menées sur une durée T égale à 750 s pour les SPP et égale à 800 s pour les ISO à différentes amplitudes de vibration Γ entre 2.7 g et 3.7 g. La région d'intérêt garantit que les SPP et les ISO ont une dynamique propre indépendante des bords du système. La discrétisation de la trajectoire par l'acquisition d'images suggère de prendre comme unité de temps l'intervalle de temps entre deux images τ_{acq} pour chaque série d'expériences. Mais ce temps varie entre la série d'expériences faites sur les 50 SPP, *i.e.* $\tau_{acq} = 50$ ms et celle faites sur les 50 ISO, *i.e.* $\tau_{acq} = 40$ ms. Pour mieux comparer les expériences entre elles, nous utiliserons la période de vibration $\tau_0 = 8.7$ ms comme échelle de temps.

La figure 3.2 représente la dépendance des durées τ_l et des distances d_l de traversée de la ROI pour les SPP¹. On constate que les SPP passent moins de temps statistiquement dans la ROI que les ISO à $\Gamma = 2.7$ g. Cela est vrai aussi pour les autres amplitudes de vibration supérieures. Quand l'amplitude

1. La distance de traversée de la ROI d'une particule est la distance entre la position de la particule au moment de la pénétration dans la ROI et sa position au moment de sa sortie.

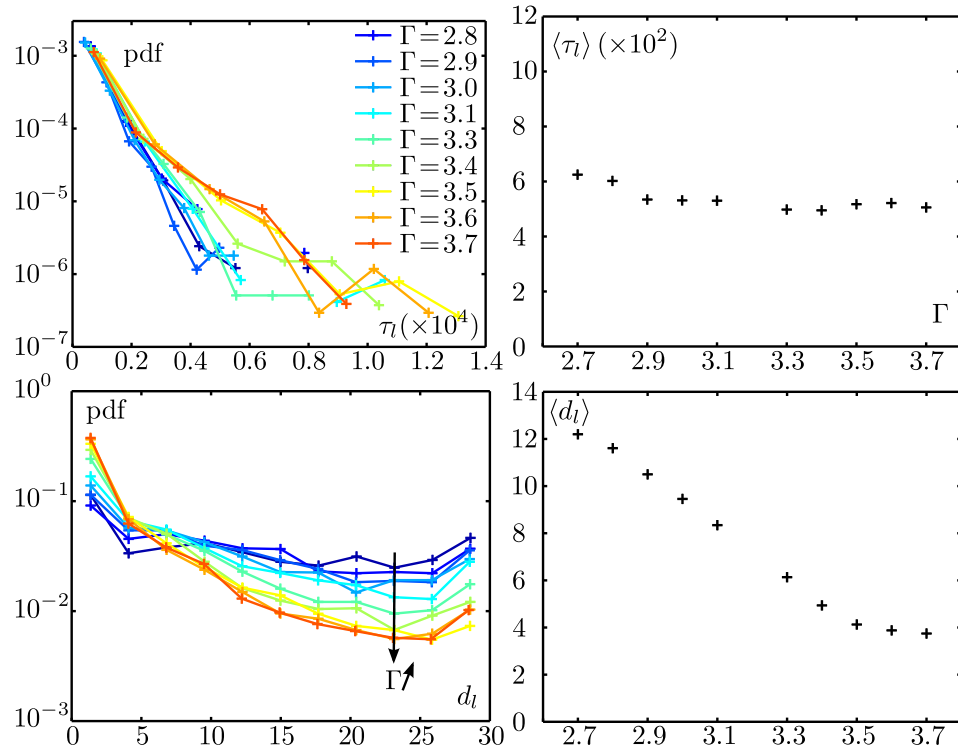


FIGURE 3.2 – Temps τ_l pour que les SPP traversent la région d'intérêt de taille $15\text{ d} \times 15\text{ d}$. **Haut, Gauche** Pdf des temps de traversée τ_l des SPP pour différentes amplitudes de vibration Γ . Γ prend des valeurs croissantes entre 2.7 g et 3.7 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. **Haut, Droite** Moyennes des temps de traversée des SPP en fonction de Γ . **Bas** *Idem* pour la distance d_l sur laquelle les SPP traversent la région d'intérêt.


de vibration augmente, la distribution des durées est exponentielle avec une moyenne qui dépend peu de l'amplitude de vibration et égale à $\tau_{lim} = 536 \tau_0$.

Quand l'amplitude de vibration augmente, la figure 3.2 montre aussi que la distribution des distances traversées par les SPP au sein de la ROI se resserre autour de 0 d. La distance traversée en moyenne par les SPP diminue quand l'amplitude augmente.

Donc, il y a une limite τ_{lim} sur la durée des trajectoires accessibles, constante par rapport à la gamme d'amplitudes utilisée. Elle vaut $\tau_{lim} = 536 \tau_0$. La figure 3.2 nous renseigne aussi sur la dynamique propre des SPP : elle est de plus en plus locale quand l'amplitude augmente. Cela veut donc dire qu'elle s'autopropulse moins. Quel sens donner à cette perte d'autopropulsion ? Est-ce une diminution de la vitesse de l'autopropulsion ? Est-ce lié à un mouvement plus bruité ? La suite donnera des éléments de réponse.

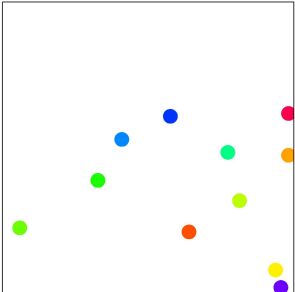
Projection Avant de rentrer dans les détails de la description des SPP, une visualisation des trajectoires des SPP et des ISO à une vibration d'amplitude $\Gamma = 2.7$ g est proposée dans les deux films suivants :

MGM.2.1.avi : “*Grain, walk with me*”



- Trajectoires des SPP à $\Gamma = 2.7$ g sur une zone fixe centrée de taille $20 \text{ d} \times 20 \text{ d}$. La flèche noire représente la polarité du disque.
- 251 images de taille 60 k0 à une fréquence de 20 images par seconde.

MGM.2.2.avi : “*Grain, walk with Brown*”



- Trajectoires des ISO à $\Gamma = 2.7$ g sur une zone fixe centrée de taille $20 \text{ d} \times 20 \text{ d}$.
- 251 images de taille 60 k0 à une fréquence de 25 images par seconde.

3.1.1 Statistiques des déplacements

Cette partie sera consacrée à l'étude des trajectoires des SPP et des ISO à la vibration d'amplitude $\Gamma = 2.7$ g. Commençons par définir les notations dont nous nous servirons pour la suite à l'aide de la trajectoire d'une SPP visible sur la figure 3.3. Au temps t , le centre du disque est à la position $\vec{r}(t)$. Cette position s'exprime de deux manières. La première est dans le repère fixe (\vec{e}_x, \vec{e}_y) et s'écrit $\vec{r}(t) = x(t)\vec{e}_x + y(t)\vec{e}_y$. La seconde est dans le repère tournant avec la polarité $\vec{n}(t)$ et s'écrit $\vec{r}(t) = r_{\parallel}(t)\vec{n}(t) + r_{\perp}(t)\vec{e}_{\perp}(t)$. A propos du second cas, notons qu'il ne s'agit pas du repère de Frénet associé à la trajectoire. La raison en est que rien ne garantit que la polarité

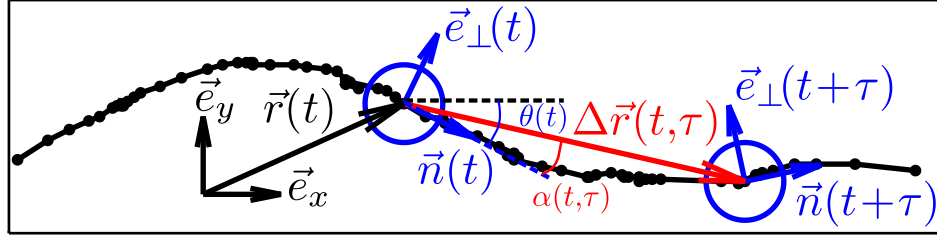


FIGURE 3.3 – Trajectoire d’une SPP sur une durée de 3.7 s à $\Gamma = 2.7$ g. Dans le référentiel du laboratoire défini par le repère (\vec{e}_x, \vec{e}_y) , au temps t , le centre du disque est à la position $\vec{r}(t)$ avec une polarité $\vec{n}(t)$. Cette dernière est définie par l’angle $\theta(t)$ que fait $\vec{n}(t)$ avec \vec{e}_x . $\vec{e}_\perp(t)$ est le vecteur normalisé orthogonal à $\vec{n}(t)$. $\Delta\vec{r}(t, \tau) = \vec{r}(t + \tau) - \vec{r}(t)$ est le déplacement du disque sur un temps τ . $\alpha(t, \tau)$ est l’angle que fait ce déplacement avec $\vec{n}(t)$.

s’identifie avec la direction et le sens de la vitesse instantanée de la SPP. La définition de la vitesse instantanée est elle-même assez arbitraire comme nous le verrons plus loin. A partir des trajectoires $\vec{r}(t)$, nous étudierons par exemple la statistique sur l’ensemble des déplacements sur un temps τ d’une SPP à un temps t selon l’axe \vec{e}_x $\Delta x(t) = x(t + \tau) - x(t)$ donnée par :

- leur moyenne sur les SPP et sur le temps t $\langle \Delta x(\tau) \rangle$.
- leur écart-type sur les SPP et sur le temps t $\langle \Delta x^2(\tau) \rangle_c^{1/2}$.
- la distribution ou pdf de ces déplacements centrés et réduits :

$$\Delta \tilde{x}(t) = \frac{\Delta x(t) - \langle \Delta x(\tau) \rangle}{\langle \Delta x^2(\tau) \rangle_c^{1/2}}$$

Statistique des déplacements Pour caractériser la dynamique des SPP dans le référentiel fixe, nous nous intéressons tout d’abord à l’étude des moyennes et des écarts-types des déplacements sur le temps τ selon les axes \vec{e}_x et \vec{e}_y . La figure 3.4 représente la dépendance en τ de ces quantités pour les SPP et les ISO.

On observe que les écarts-types des déplacements sur un temps τ , *i.e.* $\langle \Delta x^2(\tau) \rangle_c^{1/2}$ et $\langle \Delta y^2(\tau) \rangle_c^{1/2}$, selon les deux axes, sont supérieurs d’au moins un ordre de grandeur aux moyennes des déplacements, $|\langle \Delta x(\tau) \rangle|$ et $|\langle \Delta y(\tau) \rangle|$, tant pour les SPP que les ISO. Il n’y a donc pas de biais systématique. En effet, les déplacements résultants sur $10^3 \tau_0$ n’excèdent pas 1 d pour les SPP et 10^{-2} d pour les ISO. Sur ces échelles de temps, les SPP ont traversé au moins 3 fois la ROI de taille $15 \text{ d} \times 15 \text{ d}$ et les ISO diffusent sur une distance de l’ordre de 1 d. Ces biais sont donc négligeables.

On remarque que, pour chaque population de particules, les écarts-types des déplacements selon l’axe \vec{e}_x et \vec{e}_y se confondent. Donc, les SPP et les

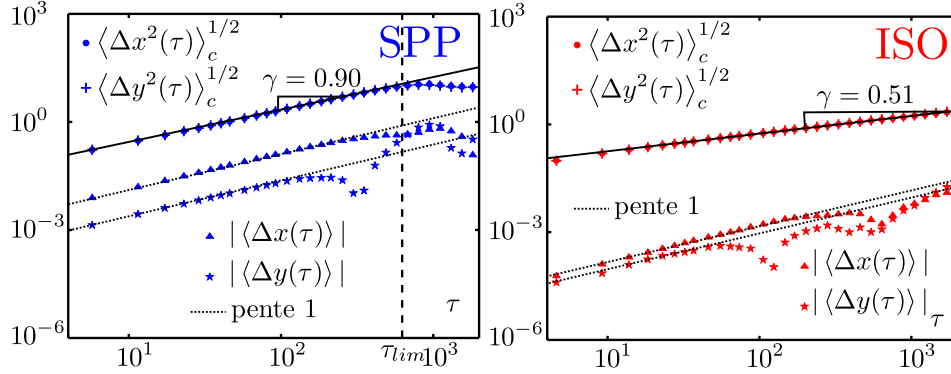


FIGURE 3.4 – Propriétés de diffusion des SPP et des ISO. **Gauche** Dans le référentiel du laboratoire, valeurs absolues des moyennes $|\langle \Delta x(\tau) \rangle|$ et écart-types $\langle \Delta x^2(\tau) \rangle_c^{1/2}$ sur le temps et sur les SPP des déplacements sur un temps τ selon l'axe \vec{e}_x , $\Delta x(\tau)$, en fonction de τ . La ligne pointillée verticale indique le temps moyen de traversée de la ROI $\langle \tau_l \rangle$. *Idem* pour les déplacements sur τ selon l'axe \vec{e}_y , $\Delta y(\tau)$. La pente de valeur γ est un fit des données expérimentales correspondant à l'évolution de l'écart-type de chacun des déplacements en fonction de τ , *i.e.* $\langle \Delta x^2(\tau) \rangle_c^{1/2} \sim \tau^\gamma$. **Droite** *Idem* pour les ISO.

ISO se déplacent de manière isotrope. Pour les ISO, l'écart-type selon les deux axes suit une évolution selon une loi de puissance $\langle \Delta x^2(\tau) \rangle_c^{1/2} = \langle \Delta y^2(\tau) \rangle_c^{1/2} \sim t^\gamma$ avec $\gamma = 0.49$. Le constat est le même pour les SPP à la différence que l'exposant γ vaut 0.90.

Les ISO ont une dynamique de diffusion normale de type brownienne qui correspond à un exposant $\gamma = 1/2$. Quant aux SPP, leur dynamique est proche d'une dynamique ballistique qui correspondrait à un exposant $\gamma = 1$ sur des temps $\tau_0 < \tau < \tau_{lim}$ avec $\tau_{lim} = 536 \tau_0$, temps moyen de traversée de la ROI par les SPP à $\Gamma = 2.7 g$.

Distribution des déplacements Nous nous intéressons à présent à la statistique des déplacements dans le référentiel du laboratoire. Nous constatons sur la figure 3.5 que la distribution des déplacements sur τ des ISO centrés et réduits $\Delta \tilde{x}(\tau)$ et $\Delta \tilde{y}(\tau)$ dans les directions \vec{e}_x et \vec{e}_y suivent une distribution gaussienne pour des τ entre $9.2 \tau_0$ et $460 \tau_0$. Dans le cas des SPP, la distribution est la même pour les déplacements selon \vec{e}_x et \vec{e}_y pour tous les τ entre $5.75 \tau_0$ et $575 \tau_0$. Pour tous les τ , et pour les deux directions de déplacements, les distributions sont symétriques et se superposent. Donc, les ISO se comportent comme des marcheurs browniens (gaussiens, isotropes et diffusifs).

Concernant les SPP, on observe encore une fois des distributions symétriques et identiques selon \vec{e}_x et \vec{e}_y . Cependant, alors que les distributions ap-

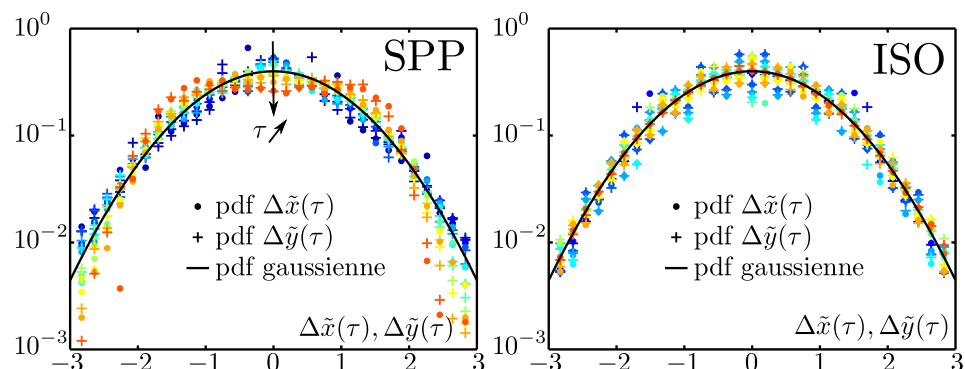


FIGURE 3.5 – Pdfs des déplacements dans le référentiel du laboratoire pour les SPP et les ISO. **Gauche** Pdf des déplacements $\Delta\tilde{x}(\tau)$ et $\Delta\tilde{y}(\tau)$ des SPP sur un temps τ selon les axes \vec{e}_x et \vec{e}_y centrés et réduits. τ prend des valeurs croissantes lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. Les valeurs de τ sont entre $5.75\tau_0$ à $57.5\tau_0$ par pas de $5.75\tau_0$ puis une dernière valeur à $575\tau_0$. La courbe noire est la pdf gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type égale à 1. **Droite** *Idem* pour les ISO. La différence réside dans les valeurs de τ qui sont entre $9.2\tau_0$ à $46\tau_0$ par pas de $4.6\tau_0$ puis une dernière valeur à $460\tau_0$.

paraissent bien gaussiennes aux temps courts, nous constatons un aplatissement du centre de la distribution voire la présence de deux maxima pour les τ les plus grands. Donc il existe une probabilité plus importante sur les temps longs d'avoir un déplacement non nul. Cela s'explique par la dynamique très corrélée des SPP comme le montre l'évolution temporelle des écarts-types des déplacements sur la figure 3.4. En raison de cette corrélation cumulée sur le temps, la particule a une plus forte probabilité de se déplacer sur une distance de l'ordre de $\langle\Delta\tilde{r}^2(\tau)\rangle^{1/2}$ en un temps τ .

Dans le cas des ISO, nous disposons à présent d'une information complète de la dynamique dans le gaz. Dans le cas des SPP, la présence d'un régime ballistique reflète l'importance des corrélations temporelles dans les dynamiques individuelles. Celles-ci sont la traduction de la persistance du mouvement, c'est-à-dire de l'autopropulsion et résulte de la polarité des SPP. C'est pour cela que nous nous intéresserons par la suite à la dynamique de la polarité pour ensuite déterminer son influence sur la statistique des déplacements des SPP.

3.1.2 Dynamique de la polarité

Nous nous intéressons à la valeur absolue de la moyenne et à l'écart-type des incréments sur τ de l'angle de la polarité, *i.e.* respectivement $|\langle\Delta\theta(\tau)\rangle|$ et $\langle\Delta\theta^2(\tau)\rangle_c^{1/2}$.

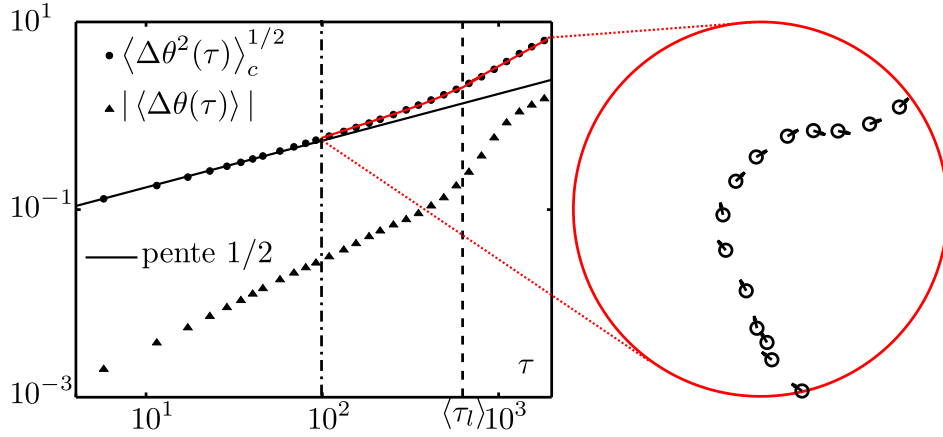


FIGURE 3.6 – Diffusion de l’angle $\theta(t)$ de la polarité $\vec{n}(t)$. **Gauche** Valeurs absolues des moyennes $|\langle \Delta\theta(\tau) \rangle|$ et écarts-types $\langle \Delta\theta^2(\tau) \rangle_c^{1/2}$ sur le temps et sur les SPP des incréments de l’angle de la polarité $\Delta\theta(\tau)$ par rapport à \vec{e}_x sur un temps τ en fonction de τ . La courbe noire représente une droite de pente 1/2. **Droite** Exemple de trajectoire d’une SPP dans la ROI avec une rotation de la polarité.

On observe sur la figure 3.6 que la valeur absolue de la moyenne $|\langle \Delta\theta(\tau) \rangle|$ est au moins un ordre de grandeur en dessous de l’écart-type $\langle \Delta\theta^2(\tau) \rangle_c^{1/2}$ jusqu’à $\tau = 100 \tau_0$. Sur cet intervalle de temps, $\langle \Delta\theta^2(\tau) \rangle_c^{1/2}$ est linéaire en τ . A partir de $\tau = 100 \tau_0$, $\langle \Delta\theta^2(\tau) \rangle_c^{1/2}$ croît plus rapidement qu’une croissance linéaire en τ . Donc, pour $\tau_0 < \tau < 100 \tau_0$, l’angle de la polarité a une diffusion de type brownienne. On extrait alors un coefficient de diffusion de l’angle de la polarité D_θ égal à $1.6 \times 10^{-3} \text{ rad}^2 \cdot \tau_0^{-1}$. Pour $\tau > 100 \tau_0$, l’évolution de l’écart-type des incréments sur τ de l’angle de la polarité est un effet statistique des trajectoires les plus longues qui peuvent tourner sur des échelles de temps supérieures à $100 \tau_0$. La figure 3.6 donne un exemple de ces trajectoires. La valeur moyenne calculée pour une trajectoire de ce type est plus importante que la valeur moyenne évaluée sur l’ensemble des trajectoires tournant dans le sens horaire et dans le sens anti-horaire. Donc, l’évaluation de l’écart-type sur l’ensemble des trajectoires qui tournent ne correspond pas à celle sur la trajectoire individuelle. A titre d’exemple, la trajectoire de la figure 3.6, pour $\tau = \tau_{lim}$, $|\langle \Delta\theta(\tau) \rangle| = 1.5 \text{ rad}$ au lieu de 0.2 rad pour l’ensemble des trajectoires et $\langle \Delta\theta^2(\tau) \rangle_c^{1/2} = 0.4 \text{ rad}$ au lieu de 1.9 rad pour l’ensemble des trajectoires. Quoi qu’il en soit, ceci traduit l’existence d’une certaine corrélation temporelle de la dynamique de la polarité pour certaines trajectoires.

La figure fig. 3.7 présente l’évolution de la distribution des incréments sur τ de l’angle de la polarité $\Delta\tilde{\theta}(\tau)$ centrés et réduits en fonction de τ .

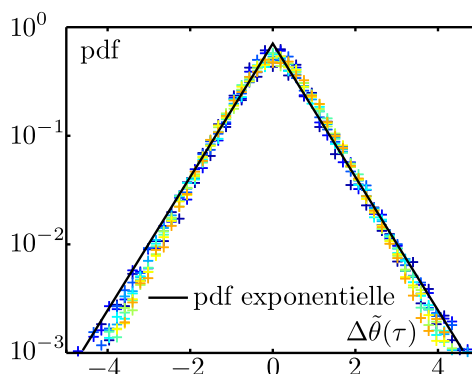


FIGURE 3.7 – Pdf des incréments de l'angle de la polarité $\Delta\tilde{\theta}(\tau)$ des SPP sur un temps τ centrés et réduits. τ prend des valeurs croissantes lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. Les valeurs de τ sont entre $5.75\tau_0$ à $57.5\tau_0$ par pas de $5.75\tau_0$. La courbe noire est la pdf exponentielle de moyenne nulle et d'écart-type égale à 1.

On observe que ces incréments $\Delta\tilde{\theta}(\tau)$ centrés réduits suivent une distribution exponentielle :

$$P(\Delta\tilde{\theta}(\tau)) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-\sqrt{2}|\Delta\tilde{\theta}(\tau)|}$$

Ce résultat a été observé pour des daphnies de taille millimétrique (zooplanktons)[99]. La question est de savoir si cette distribution exponentielle des incréments de l'angle de la polarité est générique aux objets autopropulsés, ou si cette coïncidence est fortuite.

Ayant caractérisé la dynamique de la polarité, on voudrait maintenant savoir quel est le couplage entre la polarité de la SPP et son déplacement sur un temps τ . Afin de nous guider dans cette étape, nous nous inspirerons d'un modèle de type Langevin pour lequel il est possible d'obtenir des prescriptions analytiques. Ces résultats permettront d'identifier les grandeurs susceptibles de caractériser finement la dynamique des SPP .

3.1.3 Modèle de Langevin polaire

Description du modèle Pour décrire la trajectoire d'une SPP (cf figure 3.3), un modèle simple possible est celui d'une dynamique de type Langevin à la fois sur la position $\vec{r}(t)$ de la particule et sur la polarité $\vec{n}(t)$ de la particule [100] :

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = V_0 \vec{n}(t) + 2D \vec{\eta}(t) \quad (3.1)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = 2D_\theta \eta_\theta(t) \quad (3.2)$$

avec $\vec{\eta}(t)$ et $\eta_\theta(t)$ des bruits blancs gaussiens respectivement sur les positions en x et y et sur l'angle $\theta(t)$ décorrélés entre eux. Ce modèle de dynamique de SPP couple le degré de liberté de rotation de la polarité, *i.e.* $\theta(t)$ avec les degrés de liberté de translation de la particule, *i.e.* $x(t)$ et $y(t)$ via la vitesse polaire $V_0 \vec{n}(t) = (V_0 \cos[\theta(t)], V_0 \sin[\theta(t)])$.

Hypothèses du modèle La première concerne l'aspect *overdamped*. La fréquence de vibration est fixée à 115 Hz alors que les acquisitions d'image sont faites au plus à 25 Hz. Donc, entre chaque image, il y a un temps correspondant à au moins $4.6 \tau_0$. Il semble que cela suffise pour être au delà du régime inertiel de la particule du fait de la friction importante qui s'exerce entre la «patte» en caoutchouc et le plateau vibrant. L'observation de l'arrêt «instantané» du mouvement des disques polaires au moment de l'arrêt de la vibration contribue qualitativement à cette hypothèse.

La deuxième concerne le choix d'un biais de vitesse de norme constante le long de la polarité. L'hypothèse sous-jacente est que la vibration mécanique verticale du disque polaire conduit à un régime stationnaire dynamique de vitesse constante en norme et le long de la polarité imposée par l'asymétrie du disque. Le régime transitoire associé à l'installation de ce régime doit avoir un temps caractéristique de l'ordre de la période de vibration, inférieur au temps entre deux images. Il en résulte que le modèle descriptif repose sur l'hypothèse d'une séparation entre une dynamique rapide d'installation de l'autopropulsion fortement influencée par la mécanique de la particule soumise à la vibration et la dynamique plus lente décrite par le modèle.

Enfin, on a choisi un bruit gaussien pour η_θ , alors que nous venons de voir qu'il est en réalité distribué exponentiellement. On peut vérifier que l'analyse qui va suivre dépend peu de cette hypothèse tant que l'on suppose l'absence de corrélations.

Dynamique La variance de l'incrément de l'angle de la polarité sur un temps τ est obtenue par intégration de l'équation 3.2 :

$$\langle [\theta(\tau) - \theta(0)]^2 \rangle = 2D_\theta \tau \quad (3.3)$$

Le déplacement moyen sur τ $\langle \vec{r}(\tau) - \vec{r}(0) \rangle$ et le déplacement carré moyen sur τ $\langle [\vec{r}(\tau) - \vec{r}(0)]^2 \rangle$ sont accessibles en intégrant les équations 3.1 et 3.2. Ces quantités nécessitent le calcul de $\langle \cos[\theta(\tau)] \rangle$ et de $\langle \sin[\theta(\tau)] \rangle$ pour le déplacement moyen et le calcul de $\langle \cos[\theta(\tau) + \theta(\tau')] \rangle$ et de $\langle \cos[\theta(\tau) - \theta(\tau')] \rangle$ pour le déplacement carré moyen. Sachant que la distribution de l'incrément d'angle sur τ $\Delta\theta(\tau) = \theta(\tau) - \theta(0)$ est gaussienne, les quatre quantités précédentes peuvent être calculées à partir de la relation suivante pour des nombres entiers positifs n et m [101] :

$$\langle e^{i[n\Delta\theta(\tau) \pm m\Delta\theta(\tau')] } \rangle = e^{-D_\theta [n^2\tau + m^2\tau' \pm 2nm \min(\tau, \tau')]} \quad (3.4)$$

On obtient alors par intégrations successives sur le temps des équations 3.1 et 3.2 :

$$\langle \vec{r}(\tau) - \vec{r}(0) \rangle = \frac{V_0}{D_\theta} (1 - e^{-D_\theta \tau}) (\cos[\theta(0)] \vec{e}_x + \sin[\theta(0)] \vec{e}_y) \quad (3.5)$$

$$\langle [\vec{r}(\tau) - \vec{r}(0)]^2 \rangle = 4D\tau + 2 \left(\frac{V_0}{D_\theta} \right)^2 [D_\theta \tau - 1 + e^{-D_\theta \tau}] \quad (3.6)$$

En moyennant aussi sur la condition initiale de l'angle de la polarité $\theta(0)$, le déplacement moyen sur le temps τ $\langle \vec{r}(\tau) - \vec{r}(0) \rangle$ vaut 0. La signature de la dynamique est donc essentiellement dans le déplacement carré moyen.

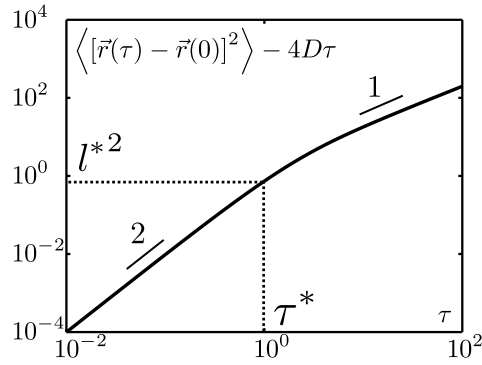


FIGURE 3.8 – Propriétés de diffusion du modèle de Langevin polaire. Déplacement moyen carré $\langle (\vec{r}(\tau) - \vec{r}(0))^2 \rangle$ auquel on soustrait la diffusion spatiale donné par le terme en $4D\tau$ en fonction du temps τ . Deux grandeurs caractéristiques apparaissent : le temps $\tau^* = 1/D_\theta$ et la longueur $l^* \sim V_0\tau^*$. Le nombre 2 indique le comportement asymptotique vers les temps nuls du déplacement moyen carré : $\langle (\vec{r}(\tau) - \vec{r}(0))^2 \rangle \sim \tau^2$. Le nombre 1 indique le comportement asymptotique vers les temps infinis du déplacement moyen carré : $\langle (\vec{r}(\tau) - \vec{r}(0))^2 \rangle \sim \tau$.

A partir de la relation sur le déplacement carré moyen en fonction du temps donné par l'équation 3.6, on en déduit la présence de deux types de dynamique. Le premier terme du membre de droite correspond à une dynamique brownienne purement diffusive due à la diffusion spatiale issue du bruit $\vec{\eta}$ sur la vitesse de la particule. Le deuxième terme résulte du couplage de la dynamique à la polarité de la particule. Dans ce terme, la diffusion de la polarité est déterminante dans le passage d'une dynamique ballistique à une dynamique diffusive, qui se fait sur un temps caractéristique $\tau^* = \frac{1}{D_\theta}$ (cf la figure 3.8). La partie ballistique a une longueur de persistance $l^* = V_0\tau^*$. Au delà de l^* , la dynamique est à nouveau diffusive, sans mémoire de la direction imposée initialement par $\vec{n}(0)$ et caractérisée par un coefficient de diffusion effectif $D^* = V_0^2\tau^*$.

On peut comparer cette prédiction avec les mesures de l'écart-type des déplacements sur le temps τ dans le référentiel fixe présentés sur la fig-

ure 3.4. Une première remarque est que les trajectoires des SPP obtenues expérimentalement ne semblent pas suffisamment longues pour entrer dans le régime diffusif. D'après le modèle, cela signifie que le bruit sur l'angle de la polarité a un niveau tel que le temps nécessaire pour perdre la mémoire de l'orientation de la polarité est grand par rapport aux temps sur lesquels sont mesurés les écarts-types des déplacements. En effet, $\tau^* = 1/D_\theta = 630 \tau_0$ est de l'ordre de grandeur du temps moyen de traversée de la ROI, $\tau_{lim} = 536 \tau_0$. Cela explique pourquoi nous n'observons pas de régime diffusif.

L'observation expérimentale du crossover obtenu théoriquement nous aurait permis de déterminer l^* et τ^* , et donc d'accéder à une vitesse caractéristique de l'autopropulsion $V_0 = l^*/\tau^*$ de nos SPP. Mais ce n'est pas le cas. Nous étudierons donc dans la suite comment définir une telle vitesse expérimentalement.

3.1.4 Vitesse polaire

Trajectoires dans le référentiel tournant avec la polarité Pour cela, nous nous intéressons à l'influence de la polarité sur la dynamique des SPP dans le référentiel tournant avec la polarité $\vec{n}(t)$. Dans ce référentiel et dans le cadre du modèle de Langevin, nous choisissons d'introduire les quantités suivantes :

$$\Delta r_{\parallel}(\tau) = \int_0^\tau \frac{d\vec{r}}{dt}(t) \cdot \vec{n}(t) dt, \quad \Delta r_{\perp}(\tau) = \int_0^\tau \frac{d\vec{r}}{dt}(t) \cdot \vec{e}_{\perp}(t) dt \quad (3.7)$$

Toutes les sources de bruit du modèle étant décorrélés les unes des autres. On obtient alors à partir des équations 3.1 et 3.2 les cumulants correspondants :

Cumulants	$\Delta r_{\parallel}(\tau)$	$\Delta r_{\perp}(\tau)$
$\langle X \rangle$	$V_0 \tau$	0
$\langle X^2 \rangle_c$	$2D\tau$	$2D\tau$

Dans le référentiel tournant avec sa polarité, la SPP a une dynamique ballistique de vitesse V_0 . Cette dynamique est bruitée par une diffusion spatiale qui est la même selon les deux axes $\vec{n}(t)$ et $\vec{e}_{\perp}(t)$. Nous pouvons utiliser ce résultat pour extraire V_0 expérimentalement. Pour un déplacement $\delta\vec{r}(t)$ d'une SPP entre deux images à l'instant t , les déplacements cumulés sur le temps τ selon les axes $\vec{n}(t)$ et $\vec{e}_{\perp}(t)$ sont respectivement :

$$\Delta r_{\parallel}(\tau) = \sum_{t'=t}^{t+\tau} \delta\vec{r}(t') \cdot \vec{n}(t'), \quad \Delta r_{\perp}(\tau) = \sum_{t'=t}^{t+\tau} \delta\vec{r}(t') \cdot \vec{e}_{\perp}(t')$$

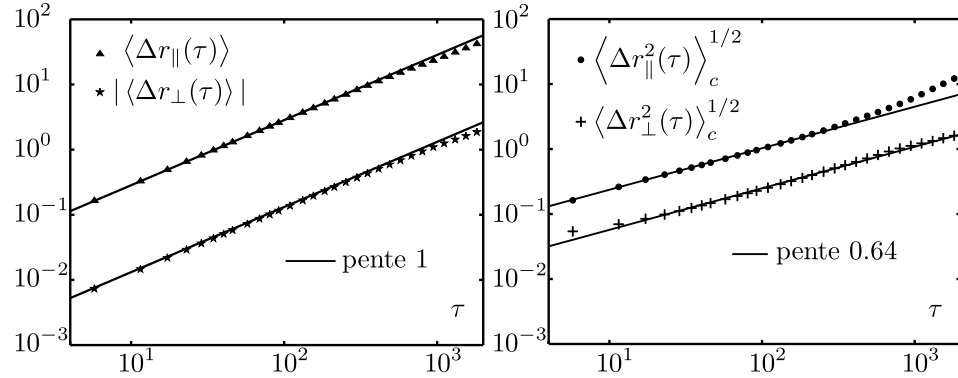


FIGURE 3.9 – Détermination de la vitesse polaire V_0 . **Gauche** Moyenne sur le temps et les SPP des déplacements cumulés sur le temps τ dans le référentiel tournant avec la polarité $\vec{n}(t)$ dans la direction de la polarité, *i.e.* $\langle \Delta r_{\parallel}(\tau) \rangle$ et valeur absolue de la moyenne des déplacements dans la direction perpendiculaire $\vec{e}_{\perp}(t)$, *i.e.* $|\langle \Delta r_{\perp}(\tau) \rangle|$. Les lignes noires sont des droites de pente égale à 1. **Droite** Ecart-types sur le temps et les SPP des déplacements cumulés sur le temps τ dans le référentiel tournant avec la polarité $\vec{n}(t)$ dans la direction de la polarité $\langle \Delta r_{\parallel}^2(\tau) \rangle_c^{1/2}$ et dans la direction perpendiculaire $\vec{e}_{\perp}(t)$ $\langle \Delta r_{\perp}^2(\tau) \rangle_c^{1/2}$. Les lignes noires sont des droites de pente égale à 0.64.

La figure 3.9 présente l'évolution des valeurs moyennes et des écart-types des déplacements cumulés sur τ selon $\vec{n}(t)$ et $\vec{e}_{\perp}(t)$. On observe en effet que les valeurs moyennes de ces déplacements évoluent linéairement avec le temps τ . Contrairement au modèle, $\langle \Delta r_{\perp}(\tau) \rangle$ n'est pas strictement nulle et hérite partiellement de l'autopropulsion. Cependant, celle-ci est près de 50 fois plus faible que dans l'axe polaire et négligeable devant les diffusions longitudinales et transverses. A l'inverse, concernant les déplacements cumulés selon la polarité, la valeur moyenne de ces déplacements reste supérieure à l'écart-type correspondant quand τ augmente. Donc l'évolution linéaire de la moyenne des déplacements cumulés selon la polarité donne la signature d'une vitesse polaire qui s'exerce le long de $\vec{n}(t)$. La mesure de cette vitesse, donnée par la pente de la droite linéaire passant par les valeurs de $\langle \Delta r_{\parallel}(\tau) \rangle$ donne $V_0 = 2.7 \times 10^{-2} \text{ d.}\tau_0^{-1}$.

On peut remarquer que l'existence-même de ces fluctuations des déplacements montrent que la particule ne se déplace pas strictement selon son axe polaire. Ces fluctuations, plus importantes sur l'axe \vec{n} que sur l'axe \vec{e}_{\perp} , sont par ailleurs légèrement corrélées comme l'indique la pente 0.64 observée sur la figure 3.9.

Nous nous intéressons désormais à la distribution des déplacements cumulés sur le temps τ selon $\vec{n}(t)$ et $\vec{e}_{\perp}(t)$. On observe sur la figure 3.10 que les distributions des déplacements cumulés sur différents τ centrés et réduits

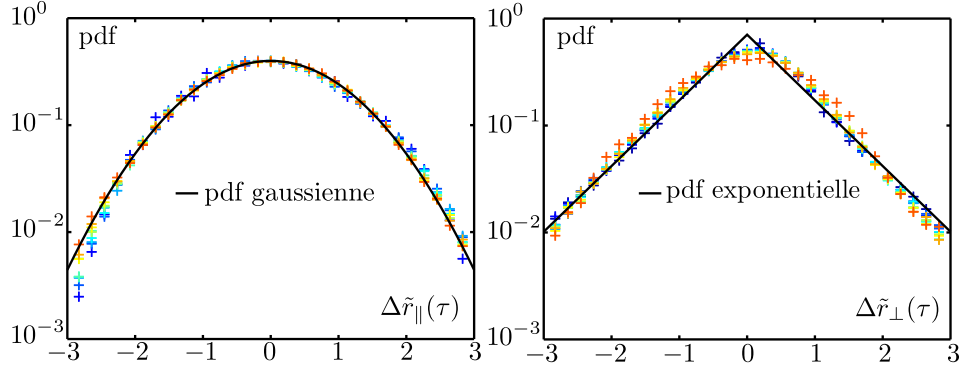


FIGURE 3.10 – Pdf des déplacements dans le référentiel tournant avec la polarité $\vec{n}(t)$. **Gauche** Pdf des déplacements $\Delta\tilde{r}_{\parallel}(\tau)$ des SPP sur un temps τ selon l'axe \vec{n} centrés et réduits. τ prend des valeurs croissantes lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. Les valeurs de τ sont entre $5.75\tau_0$ à $57.5\tau_0$ par pas de $5.75\tau_0$. La courbe noire est la pdf gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type égale à 1. **Droite** Pdf des déplacements $\Delta\tilde{r}_{\perp}(\tau)$ des SPP sur un temps τ selon l'axe perpendiculaire à la polarité e_{\perp} centrés et réduits. τ prend des valeurs croissantes lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. Les valeurs de τ sont entre $5.75\tau_0$ à $57.5\tau_0$ par pas de $5.75\tau_0$. La courbe noire est la pdf exponentielle de moyenne nulle et d'écart-type égale à 1.

selon l'axe de la polarité suivent une distribution gaussienne. En revanche, selon l'axe perpendiculaire à $\vec{n}(t)$, les queues de distribution sont exponentielles. On observe aussi des résultats similaires pour des bâtonnets autopropulsés vibrés verticalement [65]. L'origine de cette forme de distribution est encore inconnue. Ici aussi, la question est donc de savoir si ces distributions sont génériques pour des particules polaires en mouvement quelque soit le détail des mécanismes d'autopropulsion.

Nous savons à présent que les SPP se déplacent en moyenne le long de leur polarité, mais que, statistiquement, elle se déplace aussi tel un crabe, d'un côté ou de l'autre dans la direction perpendiculaire à la polarité selon une distribution exponentielle. Pour avoir une meilleure idée de ces déplacements, nous étudions enfin la distribution de l'angle $\alpha(\tau)$ que fait le déplacement des SPP à l'instant t dans le repère fixe sur un temps τ , *i.e.* $\Delta\vec{r}(t, \tau) = \vec{r}(t + \tau) - \vec{r}(t)$ avec la polarité $\vec{n}(t)$.

La figure 3.11 présente les distributions de l'angle que fait le vecteur déplacement $\Delta\vec{r}(t, \tau)$ avec la polarité au temps t . On observe, pour $\tau < 57.5\tau_0$, que le vecteur déplacement est aligné avec la polarité au point de départ. Plus τ est grand, moins cette propriété d'alignement est vérifiée. Pour $\tau = 5.75\tau_0$, on constate aussi que l'alignement est un peu moins fort comme l'indique le zoom sur la figure présent dans l'inset de la figure. Cela

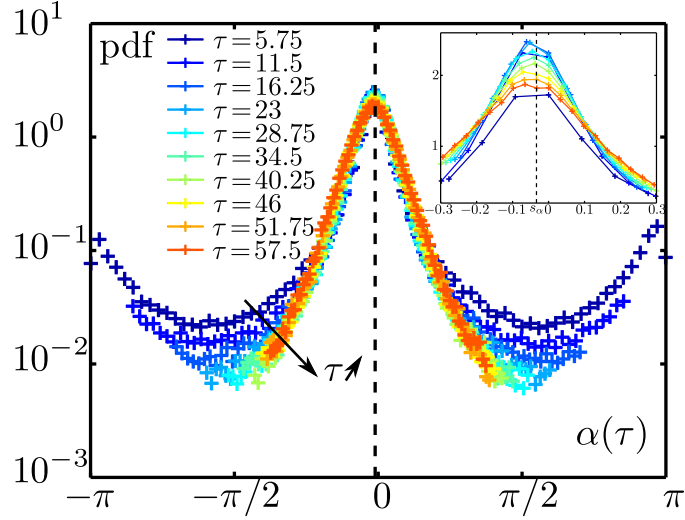


FIGURE 3.11 – Déplacements d’une SPP par rapport à sa polarité. Pdf de l’angle $\alpha(\tau)$ entre $\Delta\vec{r}(t, \tau)$ et $\vec{n}(t)$. τ prend des valeurs croissantes lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. Les valeurs de τ sont entre $5.75 \tau_0$ et $57.5 \tau_0$ par pas de $5.75 \tau_0$. **Inset** Zoom de la pdf de l’angle $\alpha(\tau)$ pour les différents τ pour $\alpha(\tau)$ entre -0.3 rad et 0.3 rad. La ligne pointillée correspond à la moyenne des $\alpha(\tau)$ $s_\alpha = -0.03$ rad.

provient de la tendance des particules à faire des pas vers l’arrière comme le suggère le pic de la distribution autour de $|\alpha| = \pi$. Cet effet s’atténue très fortement dès que le déplacement est intégré sur $\tau > 23 \tau_0$.

Dans l’ensemble, on peut donc conclure à un excellent alignement des déplacements avec la polarité. On note cependant l’existence d’un très léger biais sur l’angle α $s_\alpha = -0.03$ rad, mais cette valeur est inférieure à la résolution que l’on a sur la mesure des angles de la polarité $\theta(t)$ et on peut légitimement conclure à l’absence de biais lévogyre ou dextrogyre des particules. On quantifie l’alignement de la vitesse sur la polarité par l’écart-type σ_α de la distribution de l’angle $\alpha(\tau)$. Pour $\Gamma = 2.7$ g, $\sigma_\alpha = 6.2 \times 10^{-1}$ rad.

C’est grâce à cet alignement que nous pouvons définir une vitesse caractéristique V_0 des SPP qui est la vitesse typique que la particule développe le long de la polarité. Nous avons déterminé cette vitesse en introduisant les incréments Δr_{\parallel} et Δr_{\perp} dans le référentiel tournant avec la polarité. D’un point de vue pratique, il serait utile de pouvoir extraire un analogue de cette vitesse polaire directement dans le référentiel du laboratoire et sur une échelle de temps la plus courte possible. A cette fin, nous considérons dans la suite la statistique des modules des vitesses des SPP définies sur un temps τ , *i.e.* $|\Delta\vec{r}(\tau)|/\tau$.

Statistique des modules de vitesses définies sur un temps τ Le graphe de gauche de la figure 3.12 compare la vitesse polaire V_0 mesurée précédemment avec la moyenne des modules de vitesse des SPP définies sur différents temps τ .

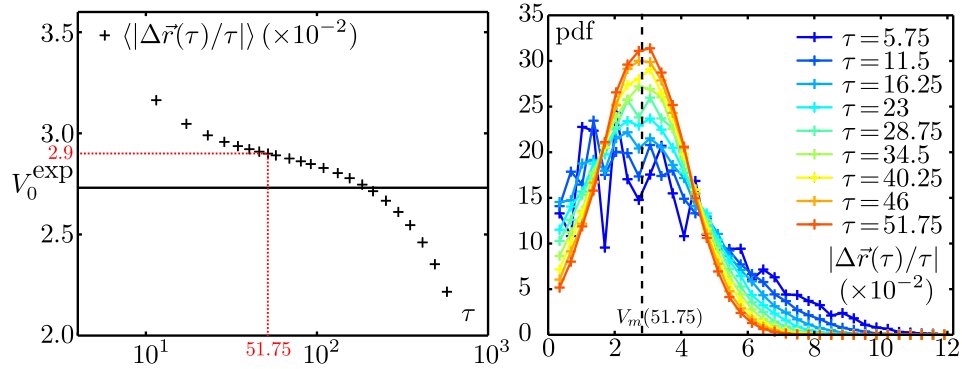


FIGURE 3.12 – Signature de la vitesse polaire V_0 dans le référentiel fixe. **Gauche** Moyenne sur les SPP et sur le temps de la norme de la vitesse sur le temps τ $\langle |\Delta \vec{r}(\tau)/\tau| \rangle$ en fonction de τ . la ligne horizontale noire correspond à la valeur mesurée de V_0 à l'aide de fig. 3.9. **Droite** Pdf de $|\Delta \vec{r}(\tau)/\tau|$ en fonction de τ . τ prend des valeurs croissantes lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. Les valeurs de τ sont entre $5.75 \tau_0$ et $51.75 \tau_0$ par pas de $5.75 \tau_0$. La ligne pointillée marque le maximum de la pdf à $\tau = 51.75 \tau_0$. La valeur de la vitesse correspondant à ce maximum est $V_m(51.75)$.

On observe que cette moyenne décroît avec le temps mais selon deux régimes différents séparés par un plateau centré sur $\tau = 51.75 \tau_0$. La décroissance de plus en plus lente du module de la vitesse jusqu'à $\tau = 51.75 \tau_0$ montre que les SPP tendent vers une vitesse stationnaire bien définie autour de $51.75 \tau_0$. A l'inverse, La décroissance de plus en plus rapide du module de la vitesse à partir de $\tau = 51.75 \tau_0$ rappelle qu'au temps long la trajectoire commence à perdre la mémoire de l'orientation de la polarité. Il paraît raisonnable de définir $V_m(51.75 \tau_0) = 2.9 \times 10^{-2} \text{ d.}\tau_0^{-1}$ comme une estimation alternative de la vitesse polaire.

Nous pouvons raffiner la mesure en considérant les distributions des modules de vitesse définies pour différents $\tau < 51.75 \tau_0$ et données sur la figure 3.12. On distingue clairement un maximum sur les distributions pour $\tau > 23 \tau_0$. Au delà de cette valeur, les maxima ont la même abscisse. La queue des distributions se réduit au fur et a mesure que τ croît.

Enfin, l'inspection des distributions des modules de vitesse définie pour différents $\tau < 51.75 \tau_0$ nous montre que le maximum de la distribution, dès qu'il est bien défini ($\tau > 23 \tau_0$), ne dépend plus de τ . Par la suite, nous estimerons donc la vitesse polaire V_0 à partir du maximum de la distribution

mesurée pour $\tau = 23 \tau_0$. Nous utiliserons aussi la même échelle de temps $\delta\tau = 23 \tau_0$ pour définir la vitesse d'une SPP positionnée en $\vec{r}(t)$. Au temps t , cette vitesse sera : $\vec{v}(t) = [\vec{r}(t + \delta\tau/2) - \vec{r}(t - \delta\tau/2)] / \delta\tau$

Conclusion A ce stade, nous savons que les SPP ont une dynamique ballistique à temps court qui devient diffusive aux temps longs du fait des fluctuations de la direction de la polarité dans le temps. Ces fluctuations, distribuées exponentiellement, permettent de définir un coefficient de diffusion de l'angle de la polarité D_θ . Il est déterminé à partir de l'écart-type des incréments sur un temps τ de l'angle de la polarité.

Nous avons aussi montré que la vitesse de la particule se développe essentiellement selon l'axe de la polarité. Cela rend pertinent la définition d'une vitesse polaire V_0 . Nous avons pu déterminer une mesure précise de cette quantité en cherchant le temps τ à partir duquel le module de la vitesse définie sur τ est stationnaire. Ce temps est choisi égal à $\delta\tau = 23 \tau_0$.

Cependant, l'alignement n'est pas parfait et les particules peuvent se déplacer dans le sens opposé à la polarité. C'est le cas aux temps les plus courts. Ils peuvent aussi se déplacer de manière transversale à la polarité. Une mesure de ce bruit sur l'alignement de la trajectoire sur la polarité est donnée par l'écart-type σ_α de la distribution de l'angle que fait le déplacement de la particule sur $\delta\tau$ avec la polarité. Pour $\Gamma = 2.7$, on a $D_\theta = 1.6 \times 10^{-3} \text{ rad}^2 \cdot \tau_0^{-1}$, $V_0 = 2.9 \times 10^{-2} \text{ d} \cdot \tau_0^{-1}$, $\sigma_\alpha = 6.2 \times 10^{-1} \text{ rad}$.

Comment l'amplitude de la vibration Γ influe sur la dynamique de la polarité et les trajectoires des ISO ? Quelle est la gamme de Γ sur laquelle les particules ont une dynamique ballistique ? Quel est l'effet de Γ sur le coefficient de diffusion de l'angle de la polarité D_θ , sur la vitesse polaire V_0 et sur l'alignement de la trajectoire sur la polarité mesurée par σ_α ? C'est ce que nous allons caractériser à présent.

3.1.5 Influence de l'amplitude de la vibration

Dynamiques La figure 3.13 représente la variance des déplacements sur le temps τ $\langle \Delta \vec{r}^2(\tau) \rangle$ des SPP et des ISO pour chaque amplitude de vibration entre 2.7 g et 3.7 g.

Les ISO ont une variance qui évolue linéairement avec le temps τ à toutes les amplitudes Γ . Donc, quelle que soit l'amplitude de vibration, les ISO sont diffusives. Pour les SPP, les variances suivent une loi de puissance en τ^γ dont l'exposant γ diminue avec l'amplitude de la vibration Γ . Les SPP passent d'une dynamique ballistique à une dynamique de diffusion anormale, ou superdiffusion, lorsque l'amplitude augmente. Autrement dit, leurs déplacements sont d'autant moins corrélés que l'amplitude de vibration est grande.

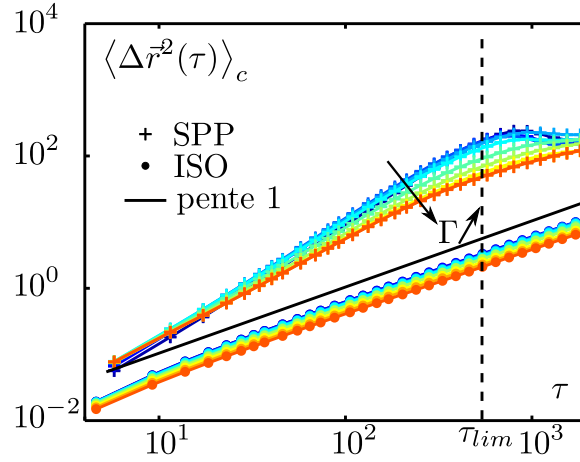


FIGURE 3.13 – Propriétés de diffusion spatiale des SPP et des ISO en fonction de l’amplitude de la vibration Γ . Variance des déplacements en deux dimensions $\langle \Delta \vec{r}^2(\tau) \rangle_c$ pour les SPP et les ISO en fonction du temps τ pour différents Γ entre 2.7 g et 3.7 g. Γ prend des valeurs croissantes lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. La courbe noire est une droite de pente égale à 1.

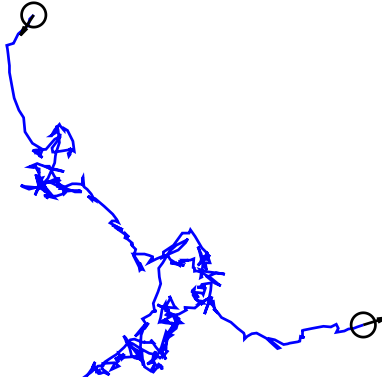


FIGURE 3.14 – Exemple de trajectoire super-diffusive à $\Gamma = 3.7$. La durée de la trajectoire représentée est de 3.3×10^3 périodes de vibration.

Sur l’exemple de trajectoire d’une SPP à $\Gamma = 3.7$ g de la figure 3.14, on distingue bien des phases quasiment ballistiques du mouvement de la SPP entrecoupées de bouffées où les fluctuations angulaires de polarité sont bien plus importantes. Cela a évidemment pour conséquence de réduire la corrélation temporelle des déplacements.

Fluctuations angulaires de polarité Nous nous intéressons à présent à l’influence de la vibration sur la dynamique de la polarité des SPP.

Indépendamment de l’amplitude, la variance des incréments sur le temps

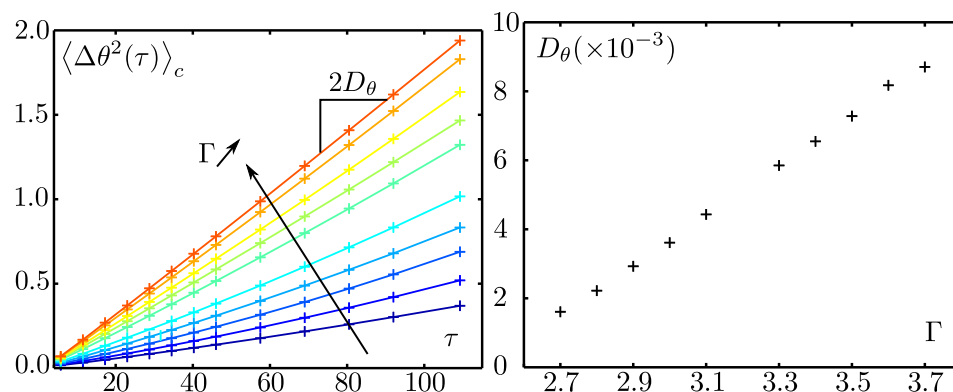


FIGURE 3.15 – Diffusion de l'angle de la polarité $\vec{n}(t)$ des SPP en fonction de l'amplitude de la vibration Γ . **Gauche** Variance des incréments de l'angle de la polarité $\langle \Delta\theta^2(\tau) \rangle_c$ pour différents Γ . Cette variance suit une loi linéaire $\langle \Delta\theta^2(\tau) \rangle_c = 2D_\theta\tau$. Γ prend des valeurs croissantes entre 2.7 g et 3.7 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. **Droite** Evolution de D_θ en fonction de l'amplitude de la vibration Γ .

τ des angles de la polarité varie linéairement jusqu'à $\tau = 100\tau_0$. La dynamique de l'orientation de la polarité reste diffusive pour toutes les valeurs d'amplitude comprises entre 2.7 g et 3.7 g. On extrait de la pente des droites le coefficient de diffusion de l'angle de la polarité D_θ pour chaque amplitude de vibration.

Quand l'amplitude de la vibration augmente de 1 g, le coefficient de diffusion angulaire de la polarité augmente d'un ordre de grandeur. L'amplitude de la vibration permet donc de contrôler le niveau de bruit sur la dynamique de la polarité.

Vitesse polaire La figure 3.16 représente les distributions des modules des vitesses $|\vec{v}|$ des SPP et des ISO intégrées sur $\delta\tau = 23\tau_0$. Rappelons

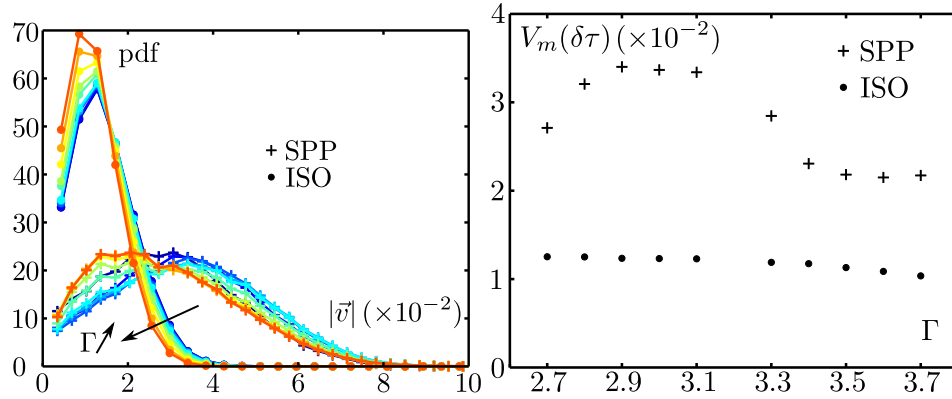


FIGURE 3.16 – Vitesse polaire des SPP en fonction de l’amplitude de la vibration. **Gauche** Pdf des modules des vitesses \vec{v} intégrées sur $\delta\tau = 23\tau_0$ pour les SPP et les ISO à différentes amplitudes de vibration Γ . Γ prend des valeurs croissantes entre 2.7 g et 3.7 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. **Droite** Vitesse $V_m(\delta\tau)$ correspondant au maximum des pdf du module de la vitesse \vec{v} intégrée sur $\delta\tau$ pour les SPP et les ISO.

que ce temps est choisi pour mesurer la vitesse instantanée des SPP. La distribution de $|\vec{v}|$ pour les ISO varie peu lorsque l’amplitude de vibration varie.

Pour des marcheurs browniens, la distribution des modules de vitesse est une distribution de Maxwell dont le maximum correspond à l’écart-type sur les vitesses des particules. Les fluctuations typiques des vitesses des ISO dépendent donc peu de l’amplitude de vibration.

A l’inverse, pour les SPP, on constate une variation de la position du maximum des distributions quand l’amplitude varie. Ce maximum de la distribution correspond à une mesure de leur vitesse polaire. Elle augmente quand l’amplitude augmente entre 2.7 g et 2.9 g et a fortiori à partir de $\Gamma = 2.0$ g. Elle sature voire diminue au delà de 3 g. Donc, parmi les amplitudes testés, celle à 2.9 g est celle où la vitesse polaire des SPP est maximale.

Déclenchement et robustesse de l’autopropulsion Pour $\Gamma < 2.9$ g, la vitesse polaire diminue. A partir de quelle amplitude nos SPP expérimentales commencent-elles à se mouvoir ? Pour répondre à cette question, nous utilisons une autre série d’expériences notée set 2 faites sur 50 autres SPP réalisées à des valeurs de Γ comprises entre 2.0 g et 3.6 g. Ce sera l’occasion de s’assurer de la robustesse des valeurs numériques obtenues sur la première série utilisé précédemment, notée set 1.

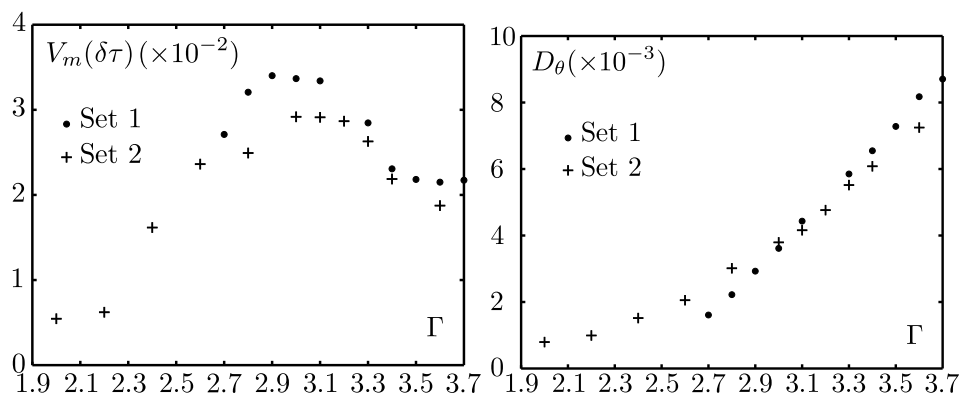


FIGURE 3.17 – Déclenchement de l'autopropulsion et robustesse de la dynamique individuelle des SPP. **Gauche** Vitesse $V_m(\delta\tau)$ correspondant au maximum des pdfs du module de la vitesse \vec{v} intégrée sur $\delta\tau$ pour les SPP des sets 1 et 2 pour différents Γ . **Droite** Evolution des fluctuations angulaires de polarité D_θ des SPP des sets 1 et 2 en fonction de Γ .

Le graphe gauche de la figure 3.17 nous indique que les SPP commencent à s'autopropulser à partir de $\Gamma = 2.2$ g. En dessous de cette valeur, elles ont un mouvement de type diffusif. A partir de cette valeur, la vitesse polaire $V_0 = V_m(\delta\tau)$ augmente avec l'amplitude de vibration jusqu'à $\Gamma = 2.9$ g pour les deux sets 1 et 2. Remarquons de plus que la figure 3.17 montre que les fluctuations angulaires de polarité sont de même amplitude et évoluent linéairement pour les sets 1 et 2 pour $\Gamma > 2.7$ g. Nous avons donc une dynamique individuelle de nos SPP qui est robuste pour $2.7 \text{ g} < \Gamma < 3.7 \text{ g}$.

Alignement de la vitesse sur la polarité On observe par ailleurs sur la figure 3.18 que l'écart-type de l'angle entre le déplacement sur $\delta\tau$ et la polarité augmente à partir d'une vibration d'amplitude $\Gamma = 2.8$ g. Donc l'alignement de la vitesse \vec{v} avec la polarité \vec{n} est aussi maximal pour l'amplitude $\Gamma = 2.8$ g.

Conclusion L'augmentation de l'amplitude a pour conséquence le déclenchement à $\Gamma = 2.2$ g d'une dynamique ballistique de plus en plus rapide jusqu'à une amplitude optimale autour de $\Gamma = 2.9$ g où la vitesse polaire V_0 vaut $3.4 \times 10^{-2} \text{ d.} \tau_0^{-1}$. Au delà de 3.3 g, la dynamique est plus intermittente alternant phases ballistiques et phases diffusives. Ces phases diffusives peuvent s'expliquer par des bouffées de diffusion de l'angle de la polarité. Nous mesurons effectivement une augmentation des fluctuations angulaires de polarité à partir du coefficient de diffusion de l'angle de la polarité D_θ quand l'amplitude de la vibration augmente. Nous mesurons aussi une augmentation des fluctuations de l'alignement de la vitesse sur la polarité quand l'amplitude augmente. On retiendra donc à ce stade qu'accroître l'amplitude

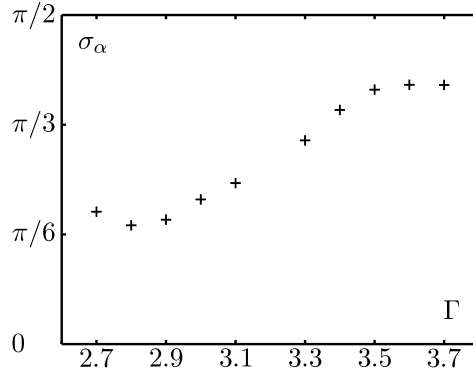


FIGURE 3.18 – Alignement du déplacement de la SPP sur le temps $\delta\tau = 23 \tau_0$ avec sa polarité en fonction de l’amplitude de la vibration Γ . Ecart-types σ_α de l’angle entre le déplacement de la SPP sur $\delta\tau$ et sa polarité en fonction de Γ .

de vibration au delà de $\Gamma = 2.8$ g a comme effet principal de réduire les propriétés d’autopropulsion des SPP ; et ce, de manière robuste. A l’inverse, l’augmentation de l’amplitude n’a aucun effet significatif sur les ISO. Elles se comportent comme des marcheurs browniens avec des fluctuations des modules des vitesses qui restent les mêmes quelle que soit l’amplitude de la vibration.

A partir de ce que nous savons désormais de la dynamique des SPP, pouvons-nous dégager une quantité physique qui joue le rôle de paramètre de contrôle de la dynamique des SPP ? Cette quantité physique doit être capable de prendre en compte l’effet ambivalent de la vibration sur la vitesse polaire et sur les fluctuations angulaires de polarité.

3.1.6 Paramètre de contrôle physique

A partir de la vitesse polaire et de la diffusion angulaire de la polarité, on peut définir deux quantités physiques intéressantes : la longueur de persistance et le coefficient de diffusion.

Longueur de persistance La longueur de persistance ξ s’obtient à partir de la vitesse polaire et du coefficient de diffusion angulaire de la polarité : $\xi = V_0/D_\theta$.

Elle est nulle pour les ISO tandis qu’elle croît de 2.5 d à 17 d pour les SPP quand l’amplitude Γ décroît de 3.7 g à 2.7 g. C’est une mesure directe de la faculté d’autopropulsion au regard des fluctuations angulaires de la polarité. Dans le cas présent, elle est principalement contrôlée par le coefficient de diffusion angulaire de la polarité D_θ .

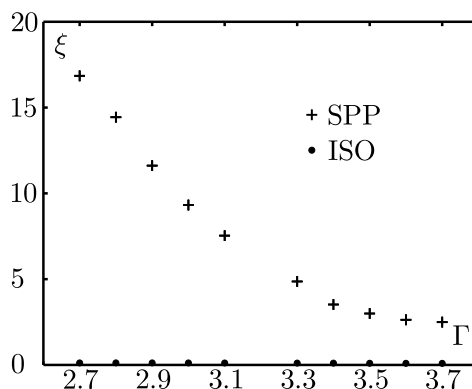


FIGURE 3.19 – Longueur de persistance $\xi = V_0/D_\theta$ des SPP et des ISO en fonction de l’amplitude de la vibration Γ . La longueur de persistance des ISO est nulle.

Coefficient de diffusion spatiale Pour les ISO, la mesure du coefficient de diffusion spatiale D^* s’obtient à partir de la pente de la droite qui relie $\langle \Delta x^2(\tau) \rangle$ et τ . Pour les SPP, nous n’avons pas accès au régime diffusif des SPP. Cependant, un ordre de grandeur peut être obtenu en considérant la quantité suivante $D^* = V_0^2 D_\theta$.

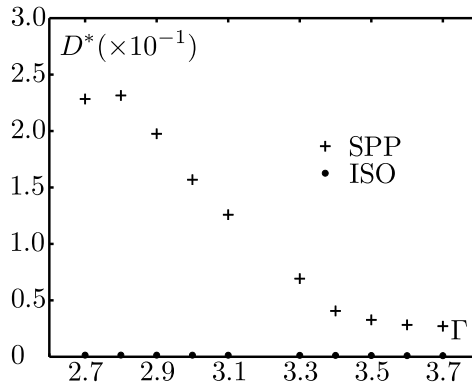


FIGURE 3.20 – Coefficient de diffusion spatiale D^* pour les SPP et les ISO en fonction de l’amplitude de vibration Γ . La valeur des coefficients de diffusion des ISO sont entre $1.0 \times 10^{-3} \text{ d}^2 \cdot \tau_0^{-1}$ et $1.5 \times 10^{-3} \text{ d}^2 \cdot \tau_0^{-1}$.

La figure 3.20 donne la valeur de D^* pour les SPP et les ISO en fonction de l’amplitude de vibration Γ . La valeur du coefficient de diffusion spatiale pour les SPP est d’au moins un ordre de grandeur supérieur à celle pour les ISO. Notons aussi que D^* décroît quand l’amplitude croît. Donc l’autopropulsion a pour effet d’augmenter considérablement le coefficient de diffusion malgré les bruits issus à la fois de la polarité elle-même et de l’alignement imparfait de la vitesse d’une SPP avec sa polarité. Cet effet

a aussi été mesuré par Palacci *et al.* sur des particules Janus de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre qui s'autopropulsent dans une solution d'eau oxygénée [21].

Ces résultats font écho au questionnement du rôle des organismes vivants dans les processus de mélange à l'oeuvre dans l'océan [102]. Thiffaut *et al.* ont calculé le coefficient de diffusion effectif d'une solution diluée d'organismes d'environ $1\ \text{cm}$ qui nagent à $1\ \text{cm/s}$ dans un fluide incompressible et qui n'interagissent pas [103]. Cela donne $6 \times 10^{-5}\ \text{cm}^2/\text{s}$, qui est de quatre ordres de grandeur supérieurs à la diffusion résultante d'une solution de sel de même volume et de deux ordres de grandeur inférieurs à la diffusion résultante de la redistribution de la chaleur dans l'océan. Il se pourrait bien que cette valeur augmente si on considère l'impact d'organismes qui se meuvent collectivement dans l'océan.

3.1.7 Conclusion

Une SPP avance bien de l'avant de son propre chef. Soumise à un régime à base de vibrations sinusoïdales, la SPP se sent bien et le montre! Nous disposons d'un dispositif expérimental capable de contrôler par l'amplitude de la vibration l'effet de la polarité sur des disques durs. L'effet de l'amplitude de la vibration est ambivalent. D'une part, son augmentation permet de déclencher une dynamique ballistique des SPP dont la vitesse typique augmente avec l'amplitude de la vibration, jusqu'à une vitesse maximale de $3.4 \times 10^{-2} d \cdot \tau_0^{-1}$ à $\Gamma = 2.9\ \text{g}$. L'autre effet est l'augmentation des fluctuations d'orientation de la polarité. Il inhibe la persistance du mouvement ballistique jusqu'à intervenir par bouffées importantes au sein de phases ballistiques pour les plus grandes amplitudes de vibration. Un dernier effet est de conduire à un alignement de plus en plus imparfait de la vitesse avec la polarité quand l'amplitude de la vibration augmente.

La longueur de persistance des trajectoires résume bien la propriété d'autopropulsion des SPP. Elle diminue quand l'amplitude décroît de $3.7\ \text{g}$ à $2.7\ \text{g}$ sous l'effet des fluctuations angulaires de la polarité. Sur cet intervalle d'amplitudes, ces fluctuations sont le paramètre de contrôle principal de l'autopropulsion. Dans la mesure où D_θ varie linéairement avec Γ , nous avons choisi au cours de cette thèse de représenter nos données en fonction de Γ , le paramètre de contrôle expérimental. A la lumière des résultats de cette partie, il apparaît que nous aurions pu tout aussi bien les représenter en fonction de $D_\theta \tau_0$ ou de ξ/d .

Avant de nous intéresser à l'interaction entre deux SPP, comparons notre situation aux simulations numériques de particules ponctuelles autopropulsées. Dans les cas de Vicsek *et al.* [54] et Chaté *et al.* [58], les particules individuelles ont une longueur de persistance finie. En effet, le bruit angulaire sur l'orientation de la polarité d'une SPP ne s'applique pas seulement quand elle interagit avec ses voisines. Même quand elle n'interagit avec aucune particule, l'orientation de sa vitesse est soumise au même bruit

angulaire. Bertin *et al.* ont proposé une généralisation du modèle de Vicsek [77]. En effet, soit une particule j à l'instant t dont la vitesse est orientée avec un angle θ_j^t . Elle interagit avec l'ensemble des particules k situées dans le cercle \mathcal{C}_j centré sur j . A l'instant $t + \Delta t$, l'orientation $\theta_j^{t+\Delta t}$ est donnée selon les relations suivantes :

$$\theta_j^{t+\Delta t} = \begin{cases} \text{Arg} \left[\sum_{k \in \mathcal{C}_j} e^{i\theta_k^t} \right] + \eta \xi_j^t & \text{si } \mathcal{C}_j \neq \{j\} \\ \theta_j^t + \eta_0 \xi_j^t, \text{ avec une probabilité égale à } \lambda \Delta t & \text{si } \mathcal{C}_j = \{j\} \\ \theta_j^t, \text{ avec une probabilité égale à } 1 - \lambda \Delta t & \text{si } \mathcal{C}_j = \{j\} \end{cases} \quad (3.8)$$

où ξ_j^t est un bruit blanc gaussien de variance égale à 1. Remarquons que dans le cas du modèle de Vicsek *et al.*, $\eta = \eta_0$ et $\lambda \Delta t = 1$. Donc les particules ont une longueur de persistance finie de l'ordre de $v_0 / (\lambda \eta_0)$. En termes de mouvements collectifs, les simulations numériques et les développements analytiques correspondant montrent l'existence d'une phase ordonnée de particules qui se déplacent dans le même sens. La question est donc de savoir si les conditions d'autopropulsion de nos SPP permettent l'émergence de courants macroscopiques dans le système expérimental.

Nous venons de rappeler que dans le cas des modèles de type Vicsek, toutes les propriétés intéressantes de la dynamique sont définies au cours des «collisions». En effet, pour générer des mouvements collectifs de SPP, la polarité du mouvement individuel ne suffit pas. Les règles d'alignement entre deux SPP au moment de leur interaction sont essentielles. Nous avons choisi notre système expérimental de telle sorte que rien ne présage du type d'alignement. En effet, l'interaction est de type disque dur et les règles d'alignement vont dépendre de la manière avec laquelle la polarité va se comporter dynamiquement au moment des collisions de deux SPP. C'est tout l'enjeu de la deuxième partie de ce chapitre : un couple de SPP avance-t-il de l'avant ?

3.2 Un couple de SPP avance-t-il de l'avant ?

La question est de savoir comment la trajectoire d'une SPP est modifiée par son interaction avec une autre SPP. Les SPP n'interagissent que lorsqu'elles se collisionnent. Il y a deux différences essentielles entre la collision élastique usuelle entre deux disques durs et la collision entre deux SPP. Dans le premier cas, la quantité de mouvement et l'énergie se conservent lors de la collision. Ces deux lois de conservation suffisent à déterminer les sens des trajectoires des deux disques à la sortie de la collision. Dans le second cas, il n'y a pas conservation de l'énergie (on parle de collision inélastique) mais il n'y a pas non plus conservation de la quantité de mouvement. La raison en est que la vibration du disque polaire échange en permanence de la quantité de mouvement avec la SPP même lors de la collision. Par conséquent, mettre en évidence la phénoménologie de telles collisions représente une difficulté d'ordre conceptuelle.

Deux équipes ont tenté de dériver les propriétés dynamiques macroscopiques sur les temps longs d'un fluide de particules polaires sur substrat à partir des règles microscopiques d'interaction. E. Bertin *et al.* [76, 77] considèrent des SPP ponctuelles qui, au moment des collisions binaires, ont une tendance à aligner leurs vitesses. Ce modèle ne tient pas compte de l'interaction disque dur. Seuls A. Baskaran *et al.* ont considéré l'effet des interactions de volume exclu dans le cas de bâtonnets. Dans ce cas, le fait de considérer des bâtonnets revient à imposer une règle d'alignement de type nématique [80, 81, 82]. L'alignement nématique conduit à l'alignement des directions des trajectoires mais pas nécessairement de leur sens. Dans notre système, il n'est même pas sûr qu'il existe un alignement consécutif à l'interaction. Rien dans l'interaction ne brise a priori la symétrie continue par rotation du système. La question est donc de savoir si l'aspect fondamentalement hors-équilibre de l'autopropulsion induit une brisure de symétrie dans l'interaction disque dur entre deux SPP, *i.e.* un alignement des trajectoires.

Dans notre système expérimental, nous pouvons mettre en évidence les règles microscopiques d'interaction entre deux SPP. En variant l'amplitude de vibration, nous pouvons en particulier étudier l'effet des fluctuations angulaires de la polarité individuelle des SPP sur leur interaction. Nous nous intéresserons en particulier à deux types possibles d'alignement. L'alignement ferromagnétique (que nous noterons **F**) correspond à l'alignement des vecteurs vitesses (en direction et en orientation) lors de la collision indépendamment de leurs orientations respectives avant la collision. L'alignement nématique (que nous noterons **N**) dépend de l'orientation initiale des vecteurs vitesses : si l'angle entre les deux vecteurs est inférieure à $\pi/2$ avant la collision, les vitesses s'alignent en direction et en orientation ; s'il est supérieur à $\pi/2$, les vitesses s'alignent en direction mais sortent de la collision avec des orientations opposées.

Commençons par l'observation d'un exemple de collisions de deux SPP et de deux ISO.

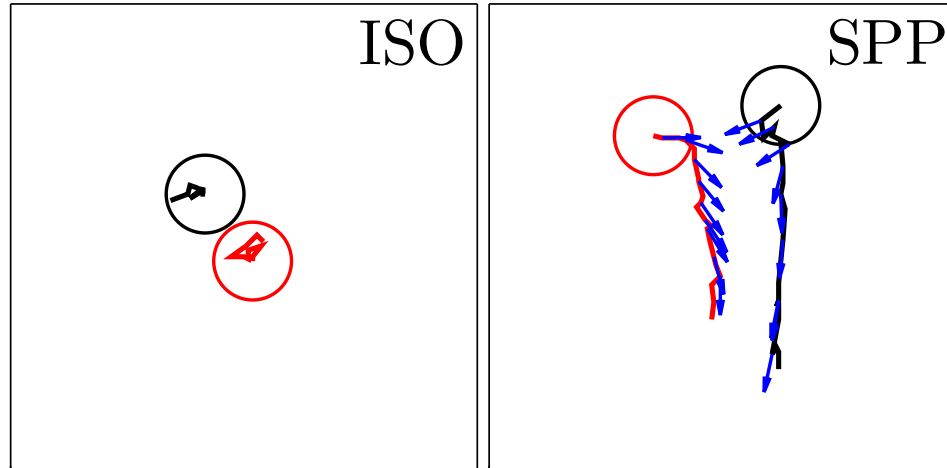
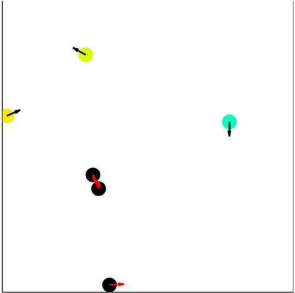


FIGURE 3.21 – Collisions binaires entre deux ISO et deux SPP à une vibration d'amplitude $\Gamma = 2.7$ g. **Gauche** Les ISO partent du point correspondant aux centres des cercles de diamètre d . Les lignes représentent les trajectoires des particules. La durée de l'interaction est de $41.4\tau_0$. **Droite** *Idem* pour les SPP. Les flèches bleues sur les trajectoires représentent la polarité de la SPP correspondante à un instant de la trajectoire. La durée de l'interaction est de $121\tau_0$.

La figure 3.21 donne les trajectoires d'un couple d'ISO et de SPP qui se collisionnent à une amplitude de vibration égale à $\Gamma = 2.7$ g. Les deux ISO se collisionnent de manière successive sur une durée de $41.4\tau_0$ et sur une distance qui n'excède pas 1 d. Les deux SPP se collisionnent successivement sur une durée plus longue de $121\tau_0$ et sur une distance supérieure à 3 d. Durant ces collisions successives, les polarités s'alignent progressivement malgré l'angle d'ouverture important entre les deux polarités à l'instant de la première collision. Donc, la combinaison de l'interaction disque dur et de la polarité du mouvement des SPP entraîne très clairement un alignement des trajectoires des deux SPP qui collisionnent. Remarquons que l'exemple donné ci-dessus illustre parfaitement un alignement de type **F**.

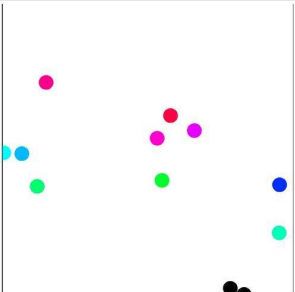
Projection Avant de rentrer dans les détails de la description des collisions binaires entre SPP, une visualisation de collisions entre deux SPP et deux ISO à une vibration d'amplitude $\Gamma = 2.7$ g est proposée dans les deux films suivants :

MGM.2.3.avi : “*Big bisous*”



- Trajectoires des SPP à $\Gamma = 2.7g$ sur une zone fixe centrée de taille $20d \times 20d$. La flèche noire représente la polarité du disque. Lorsque les particules deviennent noires, elles sont à une distance l'une de l'autre inférieure à $1.7d$. Les polarités sont alors indiquées par des flèches rouges.
- 251 images de taille $60k0$ à une fréquence de 20 images par seconde.

MGM.2.4.avi : “*Procrastination*”



- Trajectoires des ISO à $\Gamma = 2.7g$ sur une zone fixe centrée de taille $20d \times 20d$. Lorsque les particules deviennent noires, elles sont à une distance l'une de l'autre inférieure à $1.7d$.
- 251 images de taille $60k0$ à une fréquence de 25 images par seconde.

Ce que nous observons sur cet exemple d'interaction de deux SPP est-il générique à l'ensemble des interactions ? Comment les règles d'alignement entre les trajectoires de deux SPP dépendent-elles des caractéristiques dynamiques individuelles des SPP, *i.e.* de la vitesse polaire V_0 et des fluctuations angulaires de polarité D_θ ?

Expérimentalement, nous n'avons pas accès aux collisions instantanées car la trajectoire est discrétisée par l'acquisition d'images à une fréquence (égale à 25 Hz pour les SPP) faible par rapport à la fréquence de vibration (égale à 115 Hz). La démarche sera donc de décrire les collisions sur la base de critères empiriques reposant sur les polarités des particules. En effet, la polarité est une quantité accessible instantanément et signe la dynamique des SPP, comme nous l'avons vu précédemment.

3.2.1 Collisions successives

Nous voulons caractériser expérimentalement les phases de collisions entre deux SPP à partir de critères sur la polarité des SPP. Pour cela, nous utiliserons les sets de données des SPP et des ISO à une fraction surfacique $\phi = 0.03$ pour des amplitudes de vibration comprises entre 2.7 g et 3.7 g.

Critère de sélection des collisions entre deux particules (ISO ou SPP) Comme nous n'avons pas accès aux collisions elles-mêmes, nous avons besoin d'un critère assurant qu'une paire de SPP voisines se collisionnent effectivement au sein de l'intervalle de temps entre deux images. Tout d'abord, nous considérons l'ensemble des paires qui sont à une distance l'une de l'autre égale à d_c . Ensuite nous utilisons l'information sur la dynamique à venir que nous fournit la polarité.

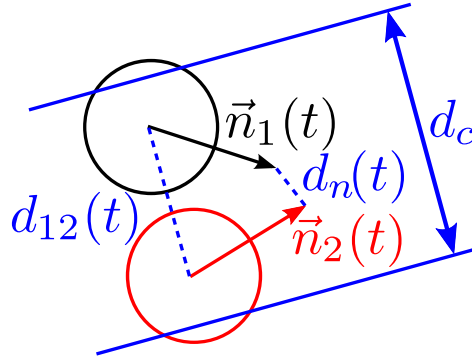


FIGURE 3.22 – Critères de sélection des collisions. A un instant t , 2 SPP 1 et 2 sont à une distance $d_{12}(t) < d_c$ l'une de l'autre. On définit la distance $d_n(t)$ comme la distance entre les points issus des translations respectives des positions des SPP 1 et 2 par les polarités respectives $\vec{n}_1(t)$ et $\vec{n}_2(t)$.

Considérons un couple de SPP 1 et 2 à une distance $d_{12}(t)$ inférieure à d_c à l'instant t de polarités respectives $\vec{n}_1(t)$ et $\vec{n}_2(t)$. Nous définissons la distance $d_n(t)$ comme la distance entre les deux points issus des translations respectives des positions des SPP 1 et 2 par les polarités respectives $\vec{n}_1(t)$ et $\vec{n}_2(t)$. On dira qu'il y a collision à l'instant t si $d_n(t) < d_{12}(t)$. Pour les ISO, nous définirons les collisions en ne considérant que le critère sur la distance interparticule inférieure de d_c . Il ne manque plus qu'à déterminer empiriquement un bon critère d_c à partir de la mesure de la durée moyenne des collisions successives $\langle \Delta \rangle$.

La figure 3.23 représente les durées moyennes des collisions successives $\langle \Delta \rangle$ pour les SPP et les ISO en fonction du critère choisi pour la distance d_c minimale entre deux SPP ou deux ISO pour qu'il y ait collision. Pour les ISO, on observe que la durée des collisions croît quand d_c augmente dès les très petites valeurs de d_c . Cela montre que la collision entre deux

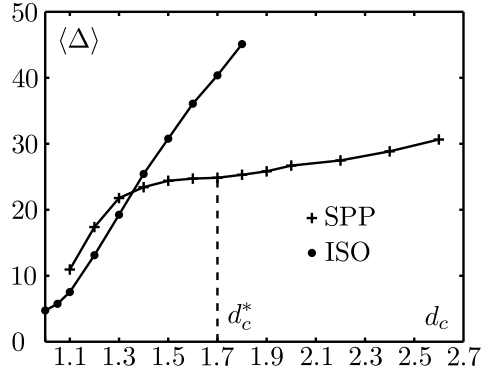


FIGURE 3.23 – Détermination des phases de collisions à une amplitude de vibration $\Gamma = 2.7 g$ pour les ISO et les SPP. Durées moyennes des collisions successives $\langle \Delta \rangle$ des couples d'ISO et de SPP. La ligne pointillée correspond à la valeur choisie pour caractériser la distance inférieure à laquelle deux SPP collisionnent $d_c^* = 1.7 d$.

ISO se fait très localement à des distances proches de 1 d. Pour les ISO, nous choisissons de prendre comme critère de distance $d_c = d_c^* = 1.1 d$. d_c^* correspond à la distance sur laquelle les particules interagissent à l'échelle de temps minimale des expériences. Pour les SPP, on distingue un plateau entre $d_c = 1.5 d$ et $d_c = 1.9 d$. Dans cette plage, il existe une valeur bien définie de la durée moyenne des collisions des SPP égale à $25 \tau_0$. La saturation de $\langle \Delta \rangle$ quand d_c croît montre que l'on considère une partie de plus en plus grandes des collisions successives. Au delà du plateau, l'augmentation de plus en plus rapide de $\langle \Delta \rangle$ montre que l'on considère les phases où les couples de particules ne collisionnent plus. Pour la suite, nous choisirons de réaliser les mesures pour $d_c = d_c^* = 1.7 d$.

Une des raisons pour lesquelles les distances d'interaction pour les ISO et les SPP sont différentes est que leurs «vitesses» respectives sont très différentes : entre deux images, une SPP bouge de 0.2 d alors qu'une ISO bouge de 0.05 d.

Désormais, nous pouvons caractériser ces phases de collisions successives. Quelles sont leurs durées ? Sur quelles distances se produisent-elles ? Existe-t-il une déviation de la trajectoire du centre de masse des deux particules ? Comment l'amplitude de vibration influe-t-elle sur les phases de collisions successives entre 2 SPP ?

Caractérisation des collisions successives Nous nous intéressons dans la suite aux collisions binaires des SPP à l'amplitude de vibration $\Gamma = 2.7 g$. La figure 3.24 donne la distribution des durées des collisions successives ainsi que celle des distances sur lesquelles collisionnent les SPP et les ISO.

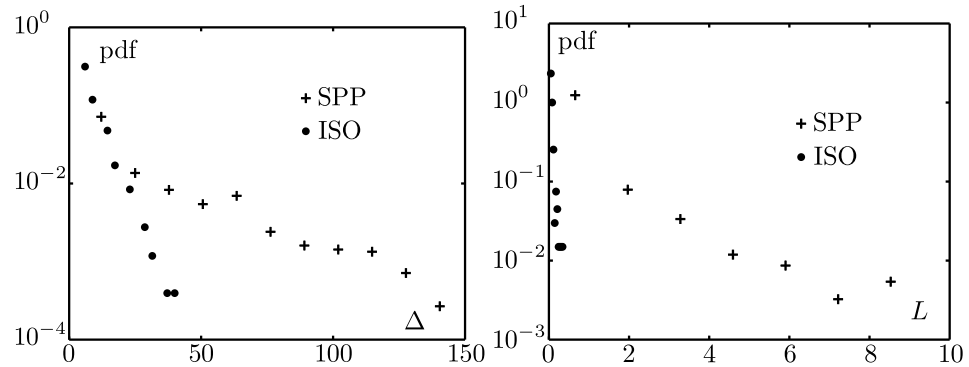


FIGURE 3.24 – Caractéristique des collisions successives entre 2 ISO et 2 SPP à une vibration d’amplitude $\Gamma = 2.7$ g. **Gauche** Pdf des durées des collisions successives Δ pour les ISO et les SPP. **Droite** Pdf des distances L sur lesquelles les collisions entre 2 ISO et 2 SPP se succèdent.

Les distributions des durées Δ est de type exponentiel avec un temps caractéristique plus grand pour les SPP que pour les ISO. Les distributions des distances sont localisées au voisinage de 0 d. Mais la queue de distribution est plus étalée pour les SPP que pour les ISO². Pour $\Gamma = 2.7$ g, la durée moyenne des collisions binaires entre les SPP vaut $25\tau_0$ au lieu de $5\tau_0$ pour les ISO. On vérifie par ailleurs que la distribution de ces durées est de type exponentiel. La distance moyenne d’interaction vaut 0.5 d pour les SPP au lieu de 0.1 d pour les ISO.

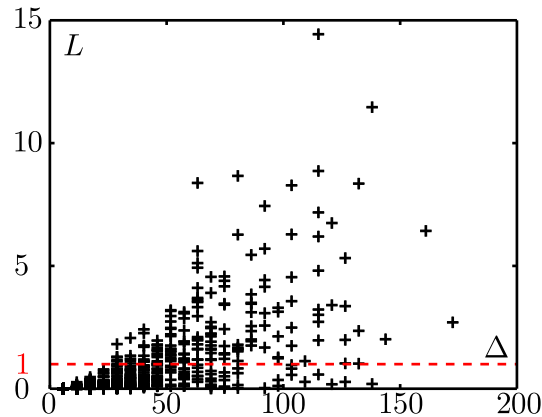


FIGURE 3.25 – Durée Δ et distance L sur lesquelles 2 SPP collisionnent successivement à $\Gamma = 2.7$ g. La ligne pointillée rouge correspond à une distance de 1 d.

Remarquons sur la figure 3.25 qu’il existe plusieurs types de collisions :

2. Même si cela ne semble pas clair ici, l’existence d’une queue de distribution sera mise en évidence plus précisément sur la figure 2.28

des collisions qui durent longtemps sur une distance longue et des collisions qui durent longtemps mais sur des distances courtes, typiquement inférieures à $1d$. Nous pouvons identifier les premières aux collisions telles que celle observée sur la figure 3.21. Quelles sont donc les collisions qui correspondent au deuxième type ?

On remarque sur la figure 3.26 que ces collisions se déroulent avec les polarités des SPP constamment face à face. Cela n'est rendu possible que grâce à des fluctuations faibles sur l'angle de la polarité D_θ . Donc au cours de la collision, il n'y a pas d'alignement du sens des trajectoires. L'alignement concerne seulement la direction. Cette fois-ci, nous avons donc un exemple d'alignement de type nématique (**N**) des trajectoires des SPP. Les collisions binaires des SPP semblent donc pouvoir donner lieu à un alignement de type **F** ou **N** selon le détail de la configuration qui précède la collision.

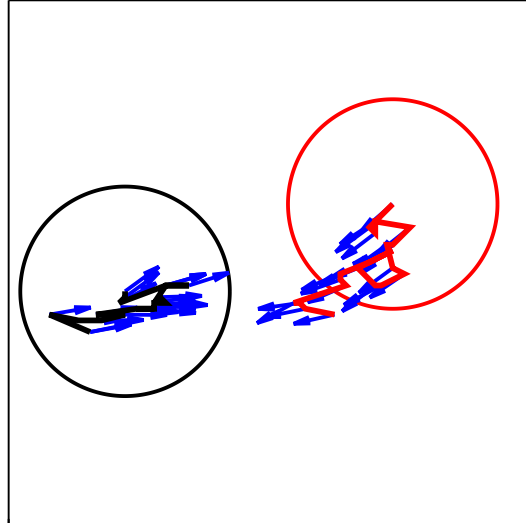


FIGURE 3.26 – Collisions successives entre deux SPP. La première collision correspond aux SPP qui partent du point correspondant aux centres des cercles de diamètre d . La durée des collisions successives est $\Delta = 132 \tau_0$. La distance sur laquelle elles se collisionnent est $L = 0.2d$. Les flèches bleues indiquent les polarités des deux SPP au cours des collisions.

Nous nous intéressons désormais à la déviation des trajectoires des SPP au cours des collisions successives. Pour cela, nous définissons \vec{e}_c^{in} et \vec{e}_c^{out} les vecteurs moyens normalisés entre les polarités des deux SPP au début et à la sortie de la phase de collisions successives.

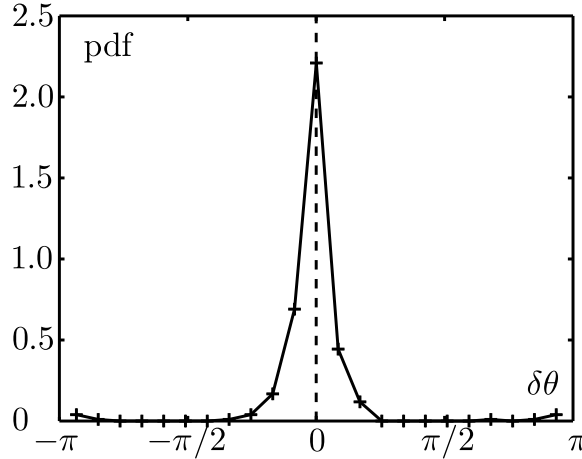


FIGURE 3.27 – Déviation des trajectoires durant les collisions entre deux SPP à $\Gamma = 2.7$ g. Angle $\delta\theta$ entre le vecteur moyen normé des polarités des deux SPP au premier instant de la série de collisions \vec{e}_c^{in} et le vecteur moyen normé des polarités des deux SPP à l’instant final de la succession des collisions \vec{e}_c^{out} . La ligne pointillée est la ligne passant par $\delta\theta = 0$ rad.

La figure 3.27 présente la distribution de l’angle $\delta\theta$ entre la direction moyenne des polarités au moment de la première collision \vec{e}_c^{in} et la direction moyenne des polarités à la sortie de la dernière collision \vec{e}_c^{out} sur l’ensemble des collisions. Elle est centrée autour de 0 rad. La moyenne des valeurs absolues de $\delta\theta$ vaut $\langle |\delta\theta| \rangle = 0.2$ rad. Donc la distribution de $\delta\theta$ montre que la direction moyenne des polarités de 2 SPP qui collisionnent dévie peu malgré la durée des collisions successives. Cela montre que la trajectoire moyenne des 2 SPP ne change pas de direction en moyenne entre l’entrée et la sortie de la phase de collisions successives.

En résumé, à l’amplitude $\Gamma = 2.7$ g, la polarité des SPP induit des collisions successives sur une durée moyenne $\langle \Delta \rangle = 25 \tau_0$ et une distance moyenne $\langle L \rangle = 0.5$ d. Enfin, on a remarqué que les particules pouvaient s’aligner selon deux règles. Une première règle de type **F** explique les valeurs importantes de la distance d’interaction L des SPP. Une seconde règle de type **N** explique les valeurs importantes des durées d’interaction Δ avec des distances d’interaction faibles. Il s’agit à présent de savoir si nous pouvons faire le même constat pour les amplitudes de vibration plus élevées.

Influence de l’amplitude sur les collisions binaires des SPP Avant de caractériser les collisions binaires des SPP à différentes amplitudes de

vibration, il est nécessaire de sélectionner les critères de ces collisions pour les différentes amplitudes Γ .

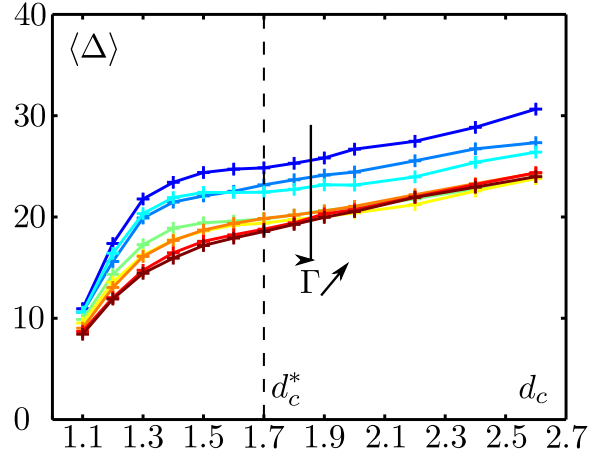


FIGURE 3.28 – Critère sur la distance d_c entre les couples de SPP voisines pour déterminer les phases de collisions. Moyennes des durées sur lesquelles les couples de SPP sont à une distance inférieure à d_c pour différentes amplitudes de vibration Γ . Γ prend des valeurs croissantes entre 2.7 g et 3.5 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au rouge. La ligne pointillée correspond à la valeur choisie pour caractériser la distance inférieure à laquelle deux SPP collisionnent, *i.e.* $d_c^* = 1.7$ d.

La figure 3.28 donne la durée moyenne des collisions successives $\langle \Delta \rangle$ en fonction de la distance maximum d_c entre deux SPP pour différentes amplitudes Γ . On note que les collisions successives ont des durées de plus en plus faibles quand l'amplitude croît. D'après la première partie sur l'autopropulsion, l'amplitude de vibration détermine linéairement l'importance des fluctuations angulaires sur la polarité D_θ . Donc, lorsque les fluctuations angulaires de polarité augmente, la durée des collisions successives diminue. Ceci confirme a posteriori que c'est bien l'autopropulsion qui est à l'origine de la durée des collisions.

On observe aussi que les courbes entre 2.7 g et 3.3 g présentent un plateau qui inclue la valeur d_c^* . A partir de 3.4 g, il n'existe plus de plateau mais une croissance plus lente de $\langle \Delta \rangle$ quand d_c croît à partir de $d_c = 1.6$ d. Nous pouvons donc raisonnablement garder constant le critère de sélection des collisions utilisé précédemment, *i.e.* $d_c^* = 1.7$ d sur l'ensemble des amplitudes.

Nous pouvons à présent caractériser l'influence de l'amplitude de vibration sur les collisions successives entre deux SPP.

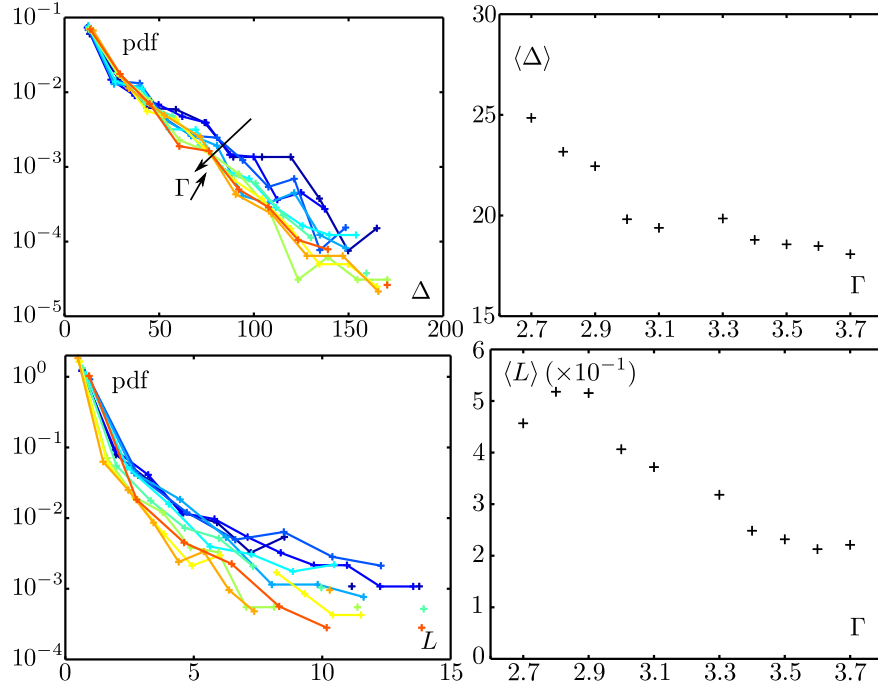


FIGURE 3.29 – Caractérisation des collisions successives entre deux SPP pour différentes amplitudes de vibration Γ . **Haut, gauche** Pdf des durées des collisions successives Δ pour différents Γ . Γ prend des valeurs croissantes entre 2.7 g et 3.7 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. **Haut, droite** Moyenne des durées d'interaction $\langle \Delta \rangle$ en fonction de Γ . **Bas, gauche** Pdf des distances L sur lesquelles les collisions entre deux SPP se succèdent pour différents Γ . **Bas, droite** Moyenne des distances d'interaction $\langle L \rangle$ des collisions successives en fonction de Γ .

La figure 3.29 présente les distributions des durées Δ et des distances L d'interaction ainsi que leurs moyennes respectives pour les différentes amplitudes de vibration. Concernant les distributions, nous pouvons faire la même description qualitative que celle réalisée à $\Gamma = 2.7$ g : une distribution exponentielle des durées ainsi qu'une distribution des distances présentant une queue de distribution pour les valeurs supérieures à quelques diamètres de grain. On observe aussi que la moyenne de la durée des collisions successives diminue quand l'amplitude décroît mais comparativement peu en regard de la distance d'interaction. Celle-ci reste supérieure à celle des ISO qui est de 0.1 d. La moyenne des distances d'interaction $\langle L \rangle$ semble être plus influencée par la vitesse polaire V_0 aux faibles amplitudes, ce que traduit notamment la présence d'un maximum à 2.8 g.

Il existe donc une phénoménologie générique des SPP quelle que soit la

persistance de la dynamique des SPP. L'interaction entre deux SPP est non locale en temps et en espace : elle implique des échelles de temps et d'espace supérieures respectivement à la durée entre deux images et à un diamètre de grain.

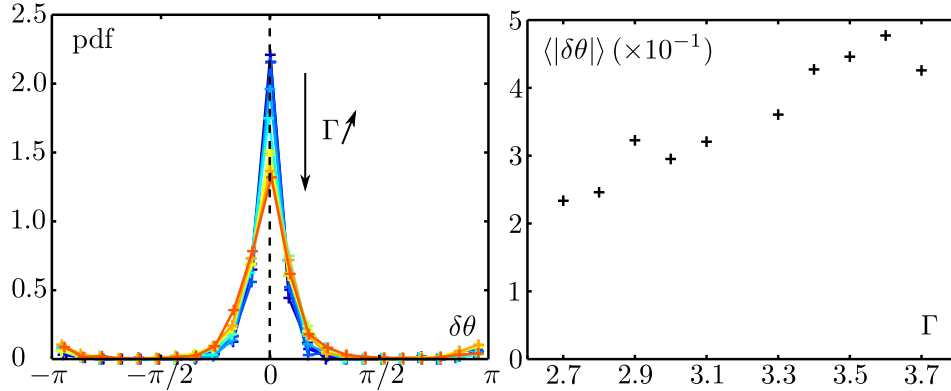


FIGURE 3.30 – Déviation des trajectoires durant les collisions entre 2 SPP pour différentes amplitudes de vibration Γ . **Gauche** Angle $\delta\theta$ entre le vecteur moyen des polarités des deux particules au premier instant de la série de collisions \vec{e}_{coll}^{in} et celui à l'instant final de la succession des collisions \vec{e}_{coll}^{out} . La ligne pointillée est la ligne passant par $\delta\theta = 0$ rad. Γ prend des valeurs croissantes entre 2.7 g et 3.7 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. **Droite** Moyennes des valeurs absolues de l'angle $\delta\theta$ pour différentes amplitudes de vibration Γ .

La figure 3.30 présente la distribution de l'angle $\delta\theta$ entre la direction moyenne des polarités des SPP à l'entrée de la phase d'interaction \vec{e}_c^{in} et la direction moyenne des polarités des SPP à la sortie \vec{e}_c^{out} . On observe que la distribution de $\delta\theta$ reste piquée et centrée autour de 0 rad. La largeur du pic croît quand l'amplitude de vibration Γ augmente. Quelle que soit l'amplitude de vibration, la trajectoire du centre de masse des deux SPP conserve sa direction entre le début et la fin de la phase d'interaction à des fluctuations près qui croissent lorsque les fluctuations angulaires de polarité D_θ augmentent.

En résumé, l'amplitude de vibration ne change pas la nature des collisions binaires entre deux SPP sur la gamme étudiée. L'augmentation de l'amplitude de vibration est directement responsable de l'augmentation des fluctuations angulaires de polarité. Cette augmentation se traduit naturellement par une diminution de la durée moyenne des collisions successives, une diminution de la distance sur laquelle les SPP interagissent, proportionnellement à la diminution de la vitesse d'autopropulsion, et une augmentation des fluctuations de l'angle $\delta\theta$ autour de 0 rad.

Conclusion Sur la gamme d'amplitudes de vibration utilisée, nous observons que deux SPP interagissent par collisions successives. La direction de la trajectoire du centre de masse à l'entrée et à la sortie de cette phase d'interaction est la même à des fluctuations près. Et ce malgré une interaction d'autant moins locale en temps et en espace que l'amplitude est faible. Ce résultat est important car, dans les modèles numériques utilisés pour l'étude des mouvements collectifs de SPP, les interactions sont toujours locales par définition [54, 58, 76]. Cette différence pourrait avoir des conséquences sur les conditions d'émergence des mouvements collectifs.

Nous avons observé aussi des exemples d'alignement de type **F** et de type **N**. Dans la mesure où il a été montré que dans le cas d'un alignement purement nématique de particules polaires, on n'attend pas de transition vers un ordre polaire à longue portée [64], et que celui-ci n'a été observé que dans le cas d'alignement purement ferromagnétique, il sera très intéressant de voir si, dans le cas présent où les deux types d'alignement se côtoient, la mise en mouvement collectif a lieu. Auparavant, nous allons tenter de qualifier l'importance relative des deux types d'alignement en considérant désormais la phase de collisions successives comme une collision effective.

3.2.2 Alignement effectif

Modèle de collision effective Afin de déterminer l'alignement entre deux SPP, nous définissons la collision effective entre deux SPP 1 et 2 qui interagissent sur une durée Δ à partir de la figure 3.31.

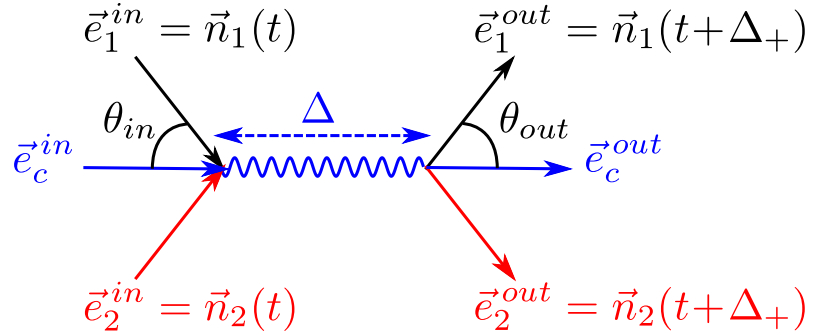


FIGURE 3.31 – Modélisation d'une série de collisions successives entre deux SPP 1 et 2 sur une durée Δ par une collision effective. Cette série de collisions commence à l'instant t . \vec{e}_1^{in} et \vec{e}_2^{in} sont les polarités respectives $\vec{n}_1(t)$ et $\vec{n}_2(t)$ des SPP 1 et 2. \vec{e}_1^{out} et \vec{e}_2^{out} sont les polarités respectives $\vec{n}_1(t + \Delta_+)$ et $\vec{n}_2(t + \Delta_+)$ des SPP 1 et 2 avec $\Delta_+ = \Delta + 5.75\tau_0$. \vec{e}_c^{in} est le vecteur moyen normé des polarités des deux SPP à t . \vec{e}_c^{out} est le vecteur moyen normé des polarités des deux SPP à $t + \Delta_+$. θ_{in} et θ_{out} sont respectivement les angles entre \vec{e}_c^{in} et \vec{e}_1^{in} d'une part, \vec{e}_c^{out} et \vec{e}_1^{out} d'autre part.

A l'instant t de la première collision, on définit les vecteurs d'entrée

des SPP \vec{e}_1^{in} et \vec{e}_2^{in} comme les polarités respectives des SPP $\vec{n}_1(t)$ et $\vec{n}_2(t)$ à l'instant t . La direction moyenne d'entrée dans la collision est $\vec{e}_c^{in} = (\vec{e}_1^{in} + \vec{e}_2^{in})/2$. On définit l'angle θ_{in} que fait \vec{e}_1^{in} avec \vec{e}_c^{in} . Le sens qui définit les valeurs positives de θ_{in} est le sens contra-horaire.

A l'instant $t+\Delta_+ = t+\Delta+5.75\tau_0$, les SPP n'interagissent plus et sortent de la collision effective. On définit alors les vecteurs de sortie des SPP \vec{e}_1^{out} et \vec{e}_2^{out} comme les polarités respectives des SPP à l'instant $t+\Delta_+$ $\vec{n}_1(t+\Delta_+)$ et $\vec{n}_2(t+\Delta_+)$. La direction moyenne de sortie de la collision est $\vec{e}_c^{out} = (\vec{e}_1^{out} + \vec{e}_2^{out})/2$. On définit l'angle θ_{out} que fait \vec{e}_1^{out} avec \vec{e}_c^{out} . Le signe de θ_{out} est positif si les 2 SPP rebondissent l'une sur l'autre. Il est négatif si elles se croisent. Ce signe est donnée par le signe de $-(\vec{e}_1^{in} \cdot \vec{e}_\perp^{in}) (\vec{e}_1^{out} \cdot \vec{e}_\perp^{out})$ où \vec{e}_\perp^{in} et \vec{e}_\perp^{out} sont les vecteurs normés respectivement orthogonaux à \vec{e}_c^{in} et \vec{e}_c^{out} définis dans le sens contra-horaire. Dans le cas de la figure 3.31, $\theta_{in} < 0$ et $\theta_{out} > 0$.

Alignement effectif A partir du modèle ci-dessus, on peut mesurer l'alignement au cours de la collision effective par la différence entre l'angle d'ouverture à la sortie de la collision et l'angle d'ouverture à l'entrée de la collision, *i.e.* $\Delta\theta_c = 2|\theta_{out}| - 2|\theta_{in}|$.

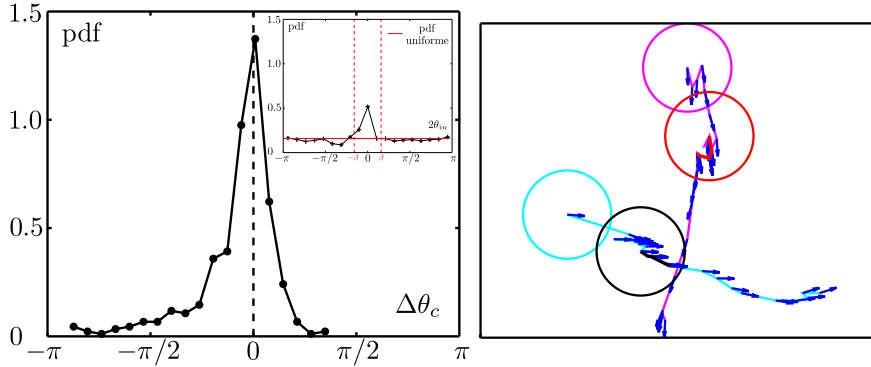


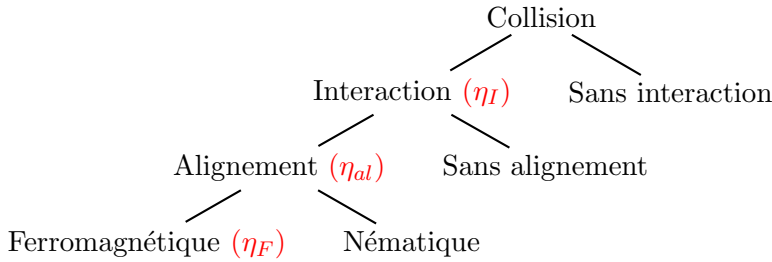
FIGURE 3.32 – Alignement au cours de la collision entre deux SPP à $\Gamma = 2.7g$. **Gauche** Pdf de la différence d'angle $\Delta\theta_c$ entre l'angle d'ouverture à la sortie de la collision, *i.e.* $2|\theta_{out}|$, et l'angle d'ouverture à l'entrée de la collision, *i.e.* $2|\theta_{in}|$, pour les collisions telles que $2|\theta_{in}| > \beta$ avec $\beta = 0.50$ rad. **Inset** Pdf de l'angle d'ouverture à l'entrée de la collision θ_{in} . La ligne rouge représente la distribution uniforme. Les lignes pointillées indiquent les seuils β et $-\beta$ tels que la pdf de $2\theta_{in}$ est uniforme pour $2|\theta_{in}| > \beta$. **Droite** Exemple de trajectoires de deux SPP qui collisionnent sans alignement effectif. Les SPP partent du point correspondant au centre des cercle de couleurs cyan et magenta. Les trajectoires correspondant au moment des collisions successives sont rouge et noire. Le début de la collision est indiqué par le centre des cercles rouges et noirs représentant les deux SPP. Les flèches bleues sont les polarités des SPP à tous les instants de chacune des trajectoires.

Au préalable, il est nécessaire de vérifier que la distribution des angles d'entrée est uniforme. L'encart de la figure 3.32 montre que c'est bien le cas, excepté pour les angles $2|\theta_{in}| < \beta = 0.5 \text{ rad}$. Cet excès de petits angles θ_{in} provient d'un défaut inhérent à la caractérisation expérimentale des collisions. A l'amplitude de vibration $\Gamma = 2.7 \text{ g}$, notre critère sur la distance maximum à laquelle des SPP peuvent collisionner est $d_c^* = 1.7 \text{ d}$. Donc deux SPP qui ont leurs polarités parallèles et qui sont à une distance comprise entre 1 d et 1.7 d sont considérées comme des SPP qui collisionnent. Ce n'est probablement pas le cas en raison de la dynamique ballistique imposée par la polarité à cette amplitude de vibration. Il y a donc une surdétermination expérimentale des collisions pour un angle d'ouverture d'entrée égale à 0 rad . Nous restreignons la suite de l'analyse aux collisions telles que $2|\theta_{in}| > \beta$.

Nous observons que la distribution de $\Delta\theta_c$ est, d'une part, piquée autour de 0 rad mais, d'autre part, dissymétrique. La première observation nous indique que l'évènement le plus probable est qu'il n'y a pas d'alignement effectif quel que soit l'angle d'ouverture $2|\theta_{in}| > \beta$. Les SPP sortent avec le même angle d'ouverture à la sortie que celui à l'entrée. Un exemple est donné dans la figure 3.32. Durant la collision représentée par les trajectoires en rouge et noire, on observe bien que les sens des polarités respectives des SPP persistent malgré l'interaction entre les deux SPP. Cela explique pourquoi $|\theta_{in}| \sim |\theta_{out}|$. Il s'agit de collisions dont la section efficace est très faible. Cependant, on observe aussi que la partie la plus développée de la distribution est du côté des $\Delta\theta_c < 0$. Il y a donc un excès d'évènements avec un alignement effectif. On peut donc dire à ce stade qu'il existe deux sortes de collisions. D'une part, celles à faible section efficace qui ne réorientent pas la polarité des SPP et celles, plus franche, qui contribuent globalement à un alignement effectif des polarités des SPP. Nous cherchons à présent à décrire la richesse des configurations de collisions binaires entre les SPP en organisant la suite de cette partie de la manière suivante :

- Nous nous attacherons d'abord aux collisions qui ne réorientent pas la polarité des SPP. Ce sont celles où l'interaction entre les SPP a peu d'effet sur leur dynamique individuelle.
- Ensuite, nous distinguerons les collisions telles que l'interaction a un impact sur l'orientation des SPP. Leur proportion sur l'ensemble des collisions sera donnée par η_I . Parmi ces collisions, nous déterminerons la proportion η_{al} des collisions effectives qui aboutissent à un alignement effectif des trajectoires des SPP. Enfin, parmi cette population, nous donnerons la proportion η_F des collisions qui correspondent à un alignement de type ferromagnétique.

L'arbre suivant résume la démarche que nous allons adopter pour la suite :



Considérons la collision effective entre deux SPP 1 et 2. A la sortie de la collision de durée Δ , la polarité de la SPP 1 a tourné d'un angle $\Delta\theta_1(\Delta_+)$. De même, la polarité de la SPP 2 a tourné d'un angle $\Delta\theta_2(\Delta_+)$. Donc, la persistance des polarités des deux SPP 1 et 2 au moment de la collision est donnée par la mesure de la quantité suivante :

$$C_n^{12} = \cos[\Delta\theta_1(\Delta_+)] \cdot \cos[\Delta\theta_2(\Delta_+)] \quad (3.9)$$

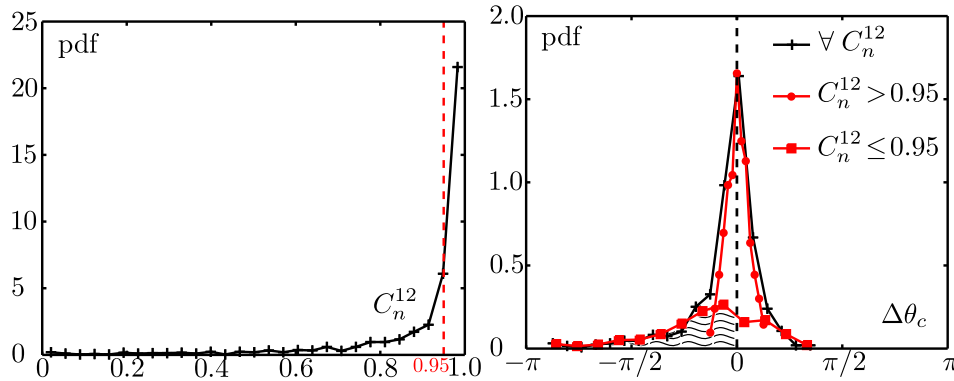


FIGURE 3.33 – Persistance de la polarité des SPP au moment de la collision effective. **Gauche** Pdf des produits C_n^{12} des cosinus des déviations de l'angle de la polarité $\Delta\theta_{1,2}(\Delta_+)$ de chaque SPP 1 et 2 au cours des collisions. **Droite** Pdf de l'angle d'ouverture à la sortie de la collision $2\theta_{out}$. Elle est la somme de deux contributions données par les 2 courbes en rouge. La première avec les points circulaires est la contribution correspondant à la condition $C_n^{12} > 0.95$. La seconde avec les points carrés est la contribution correspondant à la condition $C_n^{12} \leq 0.95$. L'aire hachurée représente les collisions qui se réalisent avec un alignement effectif, *i.e.* $\Delta\theta_c < 0$.

La figure 3.33 nous montre que l'on peut séparer ces deux populations de collisions en fixant un critère sur la valeur de $C_n^{12} = 0.95$. Les collisions qui conservent les polarités ($C_n^{12} > 0.95$) sont par construction celles pour lesquelles il n'y a pas d'alignement. Ce qui est remarquable est que malgré la sévérité du critère, ces collisions représentent 63% de l'ensemble des collisions du fait du caractère très piqué de la distribution de C_n^{12} , soit $\eta_I = 37\%$.

La figure 3.33 indique aussi comment la distribution de l'angle $\Delta\theta_c = 2|\theta_{out}| - 2|\theta_{in}|$ est influencée par la persistance des polarités des SPP au cours de la collision. On observe que la partie piquée de la distribution centrée en 0 rad provient des collisions pour lesquelles $C_n^{12} > 0.95$. Les queues de la distribution correspondent donc à celles qui vérifient la condition $C_n^{12} \leq 0.95$. La queue vers les valeurs négatives de $\Delta\theta_c$ est plus importante que celle pour les valeurs positives de $\Delta\theta_c$. On arrive donc à bien distinguer deux types de collision. Le premier concerne les collisions durant lesquelles l'interaction disque dur n'a pas d'influence sur la dynamique propre des particules. Et le deuxième type concerne les collisions où l'interaction par contact entre les SPP modifie la dynamique propre des particules. En moyenne, ces collisions ont pour effet d'aligner les trajectoires des SPP. Sur l'ensemble de ces collisions, les collisions qui se manifestent par un tel alignement effectif, c'est-à-dire celles telles que $\Delta\theta_c < 0$, représentent $\eta_{al} = 70\%$. Finalement sur l'ensemble des collisions, seules $26\% = 70\% \times 37\%$ aboutissent à un alignement effectif.

Règles d'alignement Pour préciser les types d'alignement des trajectoires des SPP au cours des collisions, nous nous intéressons à l'influence de l'angle d'ouverture à l'entrée de la collision, $2|\theta_{in}|$, sur l'angle d'ouverture à la sortie de la collision, $2|\theta_{out}|$.

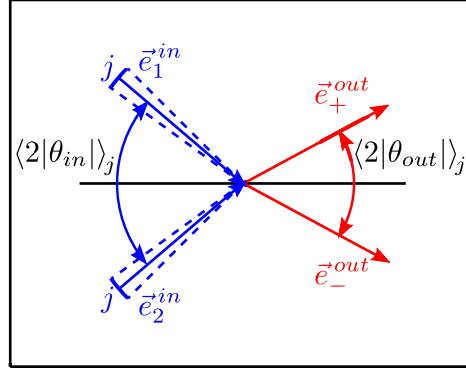


FIGURE 3.34 – Dépendance de l'angle d'ouverture à la sortie de la collision avec l'angle d'ouverture à l'entrée de la collision. Pour une collision donnée de deux SPP telle que leurs polarités \vec{e}_1^{in} et \vec{e}_2^{in} sont inscrites dans un secteur angulaire j . Le secteur est défini par $(j-1)\pi/10 < 2|\theta_{in}| < j\pi/10$, j entier entre 1 et 10. L'angle moyen d'ouverture sur l'ensemble des collisions vérifiant ce critère est $\langle 2|\theta_{in}| \rangle_j$. L'angle moyen d'ouverture à la sortie sur l'ensemble des collisions vérifiant ce critère est $\langle 2|\theta_{out}| \rangle_j$. Pour un rebond, les polarités à la sortie de la collision sont \vec{e}_+^{out} et \vec{e}_-^{out} pour les SPP 1 et 2 respectivement. Pour un croisement, elles sont \vec{e}_-^{out} et \vec{e}_+^{out} pour les SPP 1 et 2 respectivement.

Pour cela, nous considérons des secteurs angulaires d'amplitude $\pi/10$ entre 0 et π (cf figure 3.34). Chaque secteur est défini par une moyenne égale à $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j$ où j est un entier entre 1 et 10 désignant le $j^{\text{ième}}$ secteur angulaire. Pour l'ensemble des valeurs de $2|\theta_{in}|$ dans le $j^{\text{ième}}$ secteur angulaire à l'entrée de la collision, nous calculons la valeur moyenne des angles d'ouverture à la sortie $\langle 2|\theta_{out}|\rangle_j$.

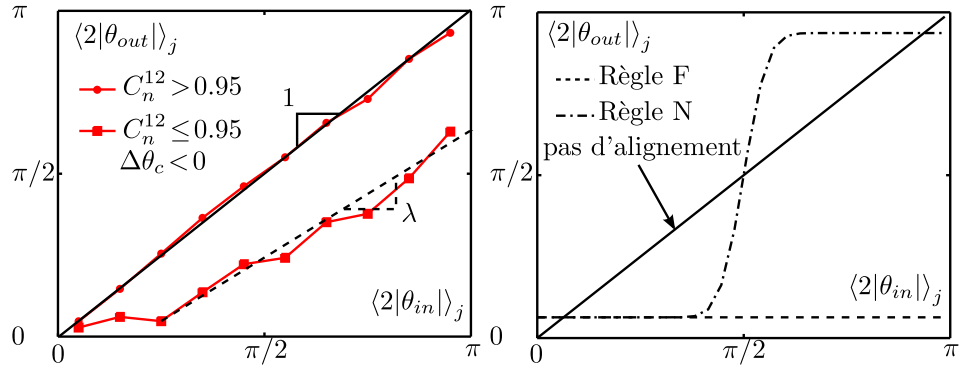


FIGURE 3.35 – Caractérisation de l'alignement au cours de la collision de deux SPP. **Gauche** Les secteurs j de l'angle d'ouverture à l'entrée de la collision sont d'amplitude $\pi/10$ et de moyenne $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j$. Moyenne des angles d'ouverture à la sortie de la collision $\langle 2|\theta_{out}|\rangle_j$ sur l'ensemble des angles d'ouverture à l'entrée $2\theta_{in}$ appartenant à cette portion j en fonction de $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j$. Les courbes rouges correspondent à l'ensemble des collisions telles que $C_n^{12} > 0.95$ et $C_n^{12} \leq 0.95$ tel que $\Delta\theta_c < 0$. La ligne noire est une droite linéaire de pente égale à 1. La ligne pointillée est une droite linéaire de pente $\lambda = 0.8$. **Droite** *Idem* pour des modèles d'alignement. La ligne pleine correspond à aucun alignement. La ligne pointillée correspond à un alignement de type ferromagnétique (**F**) avec un bruit sur l'angle de la sortie égale à 0.2 rad. La ligne mixte correspond à un alignement de type nématique (**N**) avec un bruit équivalent.

La figure 3.35 présente l'évolution de $\langle 2|\theta_{out}|\rangle_j$ en fonction de $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j$ et compare cette évolution à celle de modèles d'alignement. Pour les collisions telles que $C_n^{12} > 0.95$, on observe que l'évolution de $\langle 2|\theta_{out}|\rangle_j$ en fonction de $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j$ passe par une droite linéaire de pente égale à 1. Cela vérifie que $\langle 2|\theta_{out}|\rangle_j \sim \langle 2|\theta_{in}|\rangle_j$. Ce n'est qu'une autre signature de l'absence d'effet de l'interaction entre deux SPP sur la dynamique de leurs polarités. Pour les collisions telles que $C_n^{12} \leq 0.95$, l'évolution de $\langle 2|\theta_{out}|\rangle_j$ en fonction de $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j$ suit une droite de pente λ égale à 0.8 à l'exception des faibles valeurs de $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j$.

Le graphe de droite indique les évolutions de $\langle 2|\theta_{out}|\rangle_j$ en fonction de $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j$ pour des modèles schématiques d'alignements **F** et **N**. Pour le premier, l'angle d'ouverture à la sortie est proche de 0 rad quel que soit l'angle

d'ouverture à l'entrée de la collision. Pour le second, l'angle d'ouverture à la sortie dépend de l'angle d'ouverture à l'entrée : pour $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j < \pi/2$, l'alignement se fait de manière identique à celui de l'alignement **F**. Pour $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j > \pi/2$, l'angle d'ouverture à la sortie est proche de π . Donc, la distinction entre les deux types d'alignement se fait essentiellement pour les valeurs de l'angle d'ouverture à l'entrée supérieures à $\pi/2$.

D'après le graphe de gauche de la figure 3.35, on conclut que l'alignement au cours de la collision de deux SPP ne correspond à aucun des modèles d'alignement simples. L'évolution croissante de $\langle 2|\theta_{out}|\rangle_j$ en fonction de $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j$ indique que l'alignement a lieu avec une mémoire de l'angle d'ouverture à l'entrée de la collision. Donc l'interaction disque dur en présence d'autopropulsion conduit à une forme d'alignement originale qui mélange alignement nématique et ferromagnétique.

Nous pouvons cependant classer les différents modes d'alignement en s'inspirant des modèles d'alignement **F** et **N**. Nous avons vu précédemment que la distinction entre l'alignement **F** et **N** repose sur les collisions avec un angle d'ouverture à l'entrée supérieur à $\pi/2$.

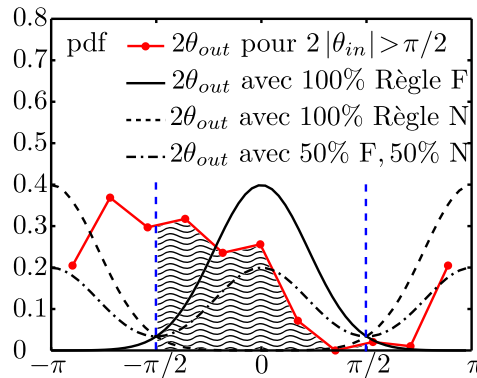


FIGURE 3.36 – Modes d'alignement au cours de la collision entre deux SPP. La courbe rouge est la pdf de l'angle d'ouverture à la sortie de la collision $2\theta_{out}$ avec la condition $2|\theta_{in}| > \pi/2$. La ligne pleine noire correspond à la pdf de $2\theta_{out}$ avec la condition $2|\theta_{in}| > \pi/2$ pour un alignement de type ferromagnétique (**F**) avec un bruit sur l'angle de sortie de 1 rad. La ligne noire pointillée correspond à la pdf de $2\theta_{out}$ avec la condition $2|\theta_{in}| > \pi/2$ pour un alignement de type nématique (**N**) avec un bruit équivalent. La ligne noire mixte correspond à la pdf de $2\theta_{out}$ avec la condition $2|\theta_{in}| > \pi/2$ pour un alignement mixte à 50% de type nématique et 50% de type ferromagnétique avec un bruit équivalent.

La figure 3.36 présente la distribution de l'angle d'ouverture à la sortie de la collisions $2\theta_{out}$ pour un angle d'ouverture à l'entrée $2|\theta_{in}| > \pi/2$ en le comparant à trois modèles d'alignement différents. Le premier est un

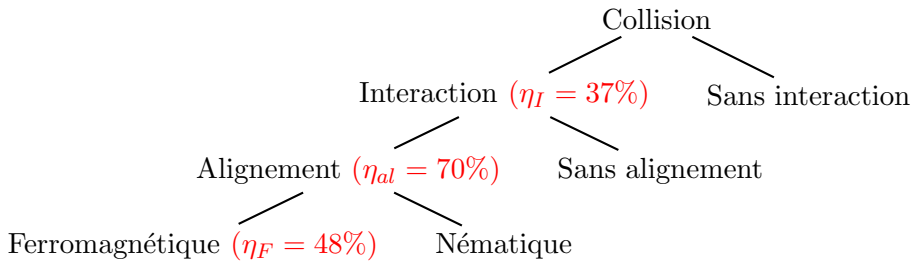
alignement **F** : $2\theta_{out} = 0$, avec un bruit gaussien sur l'angle d'ouverture à la sortie égal à 1 rad. Le second est un alignement **N** : $2\theta_{out} = \pm\pi$, avec un bruit gaussien sur l'angle d'ouverture à la sortie égal à 1 rad. Le dernier est un modèle intermédiaire : pour une collision donnée, il y a une probabilité 1/2 d'avoir un alignement **F**, et 1/2 d'avoir un alignement **N**.

La mesure de la part d'alignement est donnée par l'aire sous la distribution mesurée pour $2|\theta_{out}| < \pi/2$. Cette aire mesure le pourcentage de collisions qui ont un alignement de type **F**. C'est effectivement ce que l'on observe lorsqu'on réalise cette mesure sur les différents modèles d'alignement. La mesure donne un alignement de type **F** dans une proportion égale à 48%.

Résumé On a montré que la persistance des polarités des SPP est peu influencée par le contact des SPP au cours des collisions successives. La direction moyenne des polarités à la sortie de la collision effective reste identique à celle à l'entrée dans 63% des collisions binaires.

L'influence de l'interaction disque dur se fait sentir pour les autres collisions où l'on constate un alignement effectif qui dépend de la configuration des polarités à l'entrée de la collision effective. Dans 70% des cas, l'interaction a pour effet de modifier les polarités de telle sorte que l'angle d'ouverture à la sortie diminue par rapport à l'angle d'ouverture à l'entrée. Cette dépendance de l'angle à l'entrée montre le rôle important que joue la persistance dynamique des polarités au cours de la collision.

Nous avons aussi montré que les modes d'alignement sont plus complexes en raison de la compétition entre l'interaction disque dur et la persistance de la polarité. En effet, il existe deux modes d'alignement. L'un de type **F** qui aligne les directions et les sens des polarités quelque soit l'angle d'entrée. L'autre de type **N** qui aligne les seules directions des polarités dès que l'angle d'entrée dépasse en valeur absolue $\pi/2$. Les proportions respectives de ces alignements sont $\eta_F = 48\%$ et 52%. Nous résumons la phénoménologie des collisions binaires des SPP par l'arbre suivant :



Donc sur l'ensemble des collisions, seules $\tilde{\eta}_F = \eta_I \eta_{al} \eta_F = 12\%$ aboutissent à un alignement de type **F**. La question est de savoir maintenant si cette phénoménologie complexe des modes d'alignement au cours des collisions binaires se retrouve à de plus hautes amplitudes de vibration pour lesquelles les fluctuations angulaires de polarité sont plus importantes.

3.2.3 Influence de l'amplitude sur l'alignement de deux SPP

Alignement effectif Nous reprenons la décomposition des modes de collision pour les SPP à différentes amplitudes de vibration.

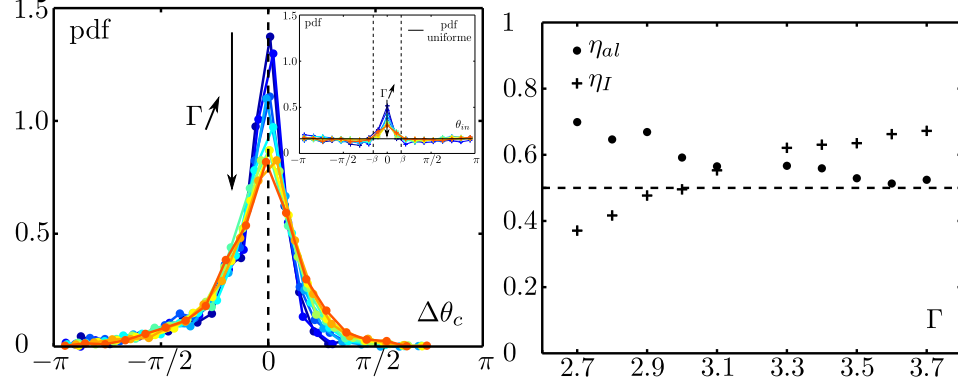


FIGURE 3.37 – Alignement au cours de la collision entre deux SPP en fonction de l'amplitude de vibration Γ . **Gauche** Pdf de la différence d'angle $\Delta\theta_c$ entre l'angle d'ouverture à la sortie de la collision, *i.e.* $|2\theta_{out}|$, et l'angle d'ouverture à l'entrée de la collision, *i.e.* $|2\theta_{in}|$ tel que $|\theta_{in}| > \beta$ avec $\beta = 0.50$ rad pour différents Γ . Γ prend des valeurs croissantes entre 2.7 g et 3.7 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. **Inset** Pdf de l'angle d'ouverture à l'entrée de la collision $2\theta_{in}$ pour différents Γ . La ligne rouge représente la distribution uniforme. Les lignes pointillées indiquent les seuils β et $-\beta$ tels que la pdf de $2\theta_{in}$ est uniforme pour $2|\theta_{in}| > \beta$. **Droite** Pourcentage η_I des collisions binaires telles que $C_n^{12} \leq 0.95$ en fonction de Γ . Pourcentage η_{al} de celles telles que $\Delta\theta_c < 0$ en fonction de Γ . La ligne pointillée correspond à un pourcentage égal à 50%.

L'encart de la figure 3.37 présente les distributions de $2|\theta_{in}|$ pour différentes amplitudes de vibration Γ . On observe qu'elle est à nouveau uniforme pour $2|\theta_{in}| > \beta$ avec $\beta = 0.5$ rad quel que soit Γ . En limitant encore une fois l'analyse aux collisions telles que $2|\theta_{in}| > \beta$, on observe sur la figure 3.37 que les distributions de la différence d'angle $\Delta\theta_c = 2|\theta_{out}| - 2|\theta_{in}|$ pour différentes amplitudes de vibration, conservent essentiellement la même forme. Nous observons néanmoins qu'elles deviennent de plus en plus symétriques quand l'amplitude de vibration augmente. Donc, l'alignement effectif est de moins en moins prononcé lorsque l'amplitude croît.

Pour être plus précis, la figure 3.37 donne le pourcentage η_I de collisions binaires entre SPP telles que $C_n^{12} \leq 0.95$. On observe qu'il augmente avec l'amplitude de vibration. Cela montre que les fluctuations angulaires de polarité facilitent la perturbation des dynamiques des SPP par l'interaction entre les SPP. Sur l'ensemble de ces collisions, le pourcentage η_{al} de celles telles que $\Delta\theta_c < 0$ décroît quand l'amplitude de vibration augmente et

converge vers 50% aux grandes amplitudes de vibration. Donc, les collisions influencées par l'interaction disque dur se font de moins en moins avec un alignement effectif quand les fluctuations angulaires de polarité augmentent. Par conséquent, le nombre de collisions avec un angle d'ouverture à la sortie plus grand qu'à l'entrée augmente quand ces fluctuations augmentent. C'est la signature que le bruit à la sortie d'une collision effective entre SPP augmente avec ces fluctuations.

Règles d'alignement Nous considérons les moyennes des angles d'ouverture à l'entrée et à la sortie de la collision sur les mêmes secteurs angulaires j définis précédemment. La figure 3.38 donne l'évolution de $\langle 2|\theta_{out}|\rangle_j$ en fonction de $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j$ pour les différents Γ .

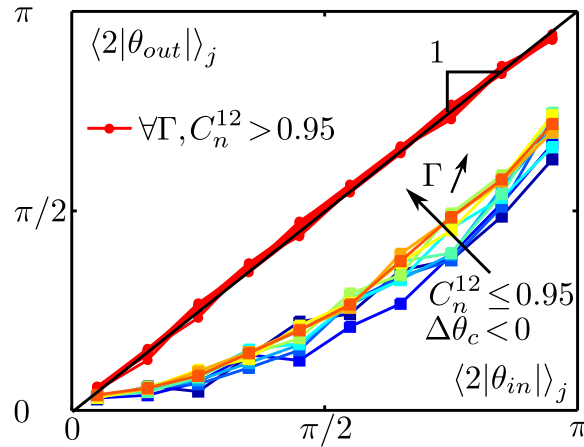


FIGURE 3.38 – Caractérisation de l'alignement au cours de la collision de deux SPP pour différentes amplitudes de vibration Γ . **Gauche** En considérant des portions j de l'angle d'ouverture à l'entrée de la collision d'amplitude $\pi/10$ et de moyenne $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j$, moyenne des angles d'ouverture à la sortie de la collision sur l'ensemble des angles d'ouverture à l'entrée appartenant à cette portion j $\langle 2|\theta_{out}|\rangle_j$ en fonction de $\langle 2|\theta_{in}|\rangle_j$ pour différents Γ . Γ prend des valeurs croissantes entre 2.7 g et 3.7 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. La courbe noire correspond à l'ensemble des collisions. Les courbes rouges correspondent à l'ensemble des collisions telles que $C_n^{12} > 0.95$ telles que $\Delta\theta_c < 0$. Les courbes de carrés en couleur sont pour les collisions telles que $C_n^{12} \leq 0.95$. La ligne noire est une droite linéaire de pente 1.

Le fait remarquable est que l'angle d'ouverture à la sortie moyennée sur le secteur angulaire j croît avec l'angle d'ouverture à l'entrée moyennée sur le secteur angulaire j quelle que soit l'amplitude. Donc, les collisions binaires se font avec une persistance de la polarité qui assurent la dépendance de l'angle d'ouverture à la sortie avec l'angle d'ouverture à l'entrée de la collision quelle

que soit l'amplitude. Quand il y a alignement, remarquons tout de même qu'un angle d'ouverture à l'entrée d'une collision inférieure à 1 rad aboutit à un alignement parallèle systématique des polarités des particules. Au delà de cette valeur, une collision qui résulte en un alignement garde la mémoire des conditions d'entrée des deux SPP.

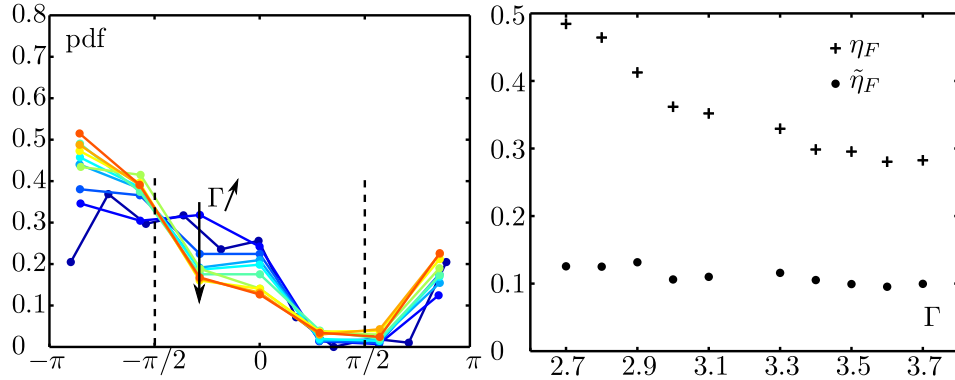


FIGURE 3.39 – Modes d'alignement des collisions binaires pour les différentes amplitudes de vibration Γ . **Droite** Distribution de l'angle d'ouverture à la sortie de la collision $2\theta_{out}$ tel que $2|\theta_{in}| > \pi/2$ pour les différents Γ . Γ prend des valeurs croissantes entre 2.7 g et 3.7 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. **Gauche** Pourcentage η_F d'alignement de type ferromagnétique (**F**) en fonction de l'amplitude de vibration Γ . Pourcentage $\tilde{\eta}_F$ sur l'ensemble des collisions de celles qui s'alignent ferromagnétiquement en fonction de Γ .

Pour finir, nous nous interrogeons sur le type d'alignement au cours des collisions en fonction de l'amplitude de vibration. La figure 3.39 donne la distribution de l'angle d'ouverture à la sortie $2\theta_{out}$ de la collision telle que l'angle d'ouverture à l'entrée vérifie la condition $2|\theta_{in}| > \pi/2$ pour les différentes amplitudes de vibration. Nous observons que toutes les distributions sont développées vers les valeurs négatives de $2\theta_{out}$. Les valeurs les plus probables se situent dans l'intervalle $[-\pi - \pi/2]$. Quand l'amplitude augmente, la proportion de collisions telles que $2|\theta_{out}| \leq \pi/2$ diminue. Cette proportion mesure le pourcentage de collisions qui se font avec un alignement de type **F**, qui décroît de 50% à 30% sur la gamme de vibration étudiée. Notons tout de même que, ramené à l'ensemble des collisions, le pourcentage $\tilde{\eta}_F$ varie peu en fonction de l'amplitude de vibration. Cela est dû à la compétition de deux effets quand on augmente les fluctuations angulaires de polarité : d'une part, les SPP interagissent plus en proportion, d'autre part, la part de collisions qui aboutissent à un alignement effectif ferromagnétique diminue.

3.2.4 Conclusion

Un couple de SPP avance-t-il de l'avant ? Oui. Mais il existe trois types de couples. Il y a les couples qui ne communiquent pas et qui persistent dans leur entêtement individuel à avancer. Il y a les couples qui communiquent et finissent par aller ensemble de l'avant dans la paix et l'harmonie. Et enfin, il y a les couples qui, malgré leur efforts, suivent des chemins opposés. De toute manière, ces couples ne font que se croiser !

Nous comprenons mieux l'influence complexe de la persistance dynamique des SPP sur l'interaction disque dur. Une première conséquence est l'apparition de collisions successives. Les durées Δ de ces phases d'interaction sont distribuées exponentiellement et diminuent en moyenne quand le bruit angulaire de la polarité augmente. L'effet est plus fin sur les distances d'interaction L . Leur distribution reste piquée autour des valeurs proches de 0.1 d. Mais il existe une queue de distribution large vers les valeurs de l'ordre de 1 d. La moyenne des distances d'interaction $\langle L \rangle$ semble être gouvernée par la vitesse polaire V_0 .

Un autre aspect est l'alignement des trajectoires des SPP au cours de la phase d'interaction. Pour que cet alignement ait effectivement lieu, il est nécessaire que l'interaction coeur dur influe sur la dynamique des polarités des SPP. Pourtant, étonnamment, ce n'est souvent pas le cas. En effet, les SPP repartent chacune de leur côté comme elles sont arrivées. C'est un phénomène d'autant plus important que les fluctuations angulaires de polarité sont faibles. Cela peut représenter jusqu'à 63% des collisions à $\Gamma = 2.7$ g. Lorsque l'interaction disque dur modifie la dynamique des polarités, elle ne le fait qu'à un niveau faible. On constate bien un alignement effectif des trajectoires des SPP. Mais l'angle d'ouverture à la sortie de la collision dépend fortement de l'angle d'ouverture à l'entrée de la collision.

Nous pouvons dégager deux modes d'alignement sur l'ensemble des collisions où l'interaction disque dur a une influence. Le premier est un alignement de type ferromagnétique qui assure un alignement des trajectoires quel que soit l'angle d'ouverture à l'entrée de la première collision. Le second est un alignement de type nématique qui n'assure que l'alignement des directions des trajectoires pour des angles d'ouvertures à l'entrée supérieurs à $\pi/2$. La répartition des collisions parmi ces deux modes dépend du niveau de fluctuations angulaires de la polarité, celles-ci favorisant le mode nématique. Cependant, la part de collisions pour lesquelles l'interaction joue un rôle augmente. Il en résulte que la part globale d'alignement de type **F** reste de l'ordre de 10% quelle que soit l'amplitude de vibration. C'est peu ! Cela suffira-t-il à induire des courants polaires collectifs ? Enfin, quand les fluctuations angulaires de polarité augmentent, les fluctuations de l'angle d'ouverture à la sortie de la collision effective augmentent elles aussi.

Nous savons l'importance que jouent les modes d'alignement dans l'émergence du mouvement collectif [54, 64]. Nous avons montré que l'amplitude

de vibration permet de contrôler les modes d'alignement via les fluctuations angulaires de polarité des SPP individuelles. Les simulations numériques de systèmes de particules ponctuelles autopropulsées obéissent à des règles d'alignement uniquement ferromagnétique [54] ou uniquement nématique [64]. A partir de leurs résultats, nous savons que l'émergence de mouvements collectifs de SPP dans le même sens ne se fait que dans le cas d'un alignement ferromagnétique. Aucune simulation n'a été faite pour un alignement réparti entre ferromagnétique et nématique. La question sous-jacente est de savoir s'il suffit d'une proportion minimale d'alignement de type ferromagnétique pour générer des mouvements collectifs. C'est l'enjeu du prochain chapitre : peut-on aller de l'avant ensemble sans chef ?

Chapitre 4

Écoulements d'un fluide actif polaire

Sommaire

4.1	Écoulement polaire	126
4.2	Effet du confinement	145

Quand il y a beaucoup de moutons, cela fait une «mer», on a de la difficulté à les tenir ensemble, alors on dit agitare – ils s'agitent – et co-agitare ou cogitare – on essaie de les rassembler alors qu'ils s'agitent dans tous les sens... C'est superbe ! Conduire ensemble de nombreuses idées !

– Michel Serres, La complexité, vertiges et promesses (2002)

Nous avons vu dans l'introduction à cette thèse que les conditions d'apparition d'un mouvement collectif à longue portée sont, d'une part, l'autopropulsion (caractère ballistique des trajectoires des SPP sur une longueur de persistance finie), d'autre part, l'alignement ferromagnétique au moment de l'interaction.

Nous savons que notre système réunit des conditions plus défavorables à l'émergence de mouvements collectifs que les simulations. Ainsi, le bruit prend une part plus importante dans la dynamique individuelle des SPP. On peut le décomposer en deux sources. La première est le bruit issu de la dynamique propre de la polarité. La deuxième est issue de l'alignement imparfait de la vitesse avec la polarité. Le second aspect défavorable est l'alignement des trajectoires résultant de l'interaction entre deux SPP. Soit elles ne s'alignent tout simplement pas, soit elles s'alignent mais dans une proportion inférieure à 50% des collisions pour l'alignement de type ferromagnétique.

Donc, notre système expérimental est idéal pour tester la robustesse des caractéristiques essentielles du mouvement collectif considérées comme universelles : autopropulsion et alignement ferromagnétique. Suffit-il d'un peu d'alignement ferromagnétique, d'une longueur de persistance grande par rapport à la taille des SPP pour générer des courants macroscopiques de particules ? Ce chapitre apportera des éléments de réponse.

Nous disposons en plus d'un moyen de contrôler les fluctuations angulaires de polarité par l'amplitude de vibration. Ces fluctuations ont un impact direct sur le bruit d'interaction. Or le bruit d'interaction et la densité contrôlent l'émergence du mouvement collectif de SPP [54]. Donc l'autre enjeu de ce chapitre est de savoir si nous observons expérimentalement le déclenchement de mouvements collectifs de SPP en jouant sur les fluctuations angulaires de polarité.

Enfin n'oublions pas que notre système expérimental modélise un fluide actif polaire de disques durs. Nous avons l'opportunité d'étudier l'hydrodynamique d'un tel fluide. Et là encore la différence avec les simulations numériques réside dans les conditions aux bords. Notre système est de fait confiné. Nous verrons dans la fin de ce chapitre que ce confinement a des conséquences étonnantes sur l'hydrodynamique du fluide.

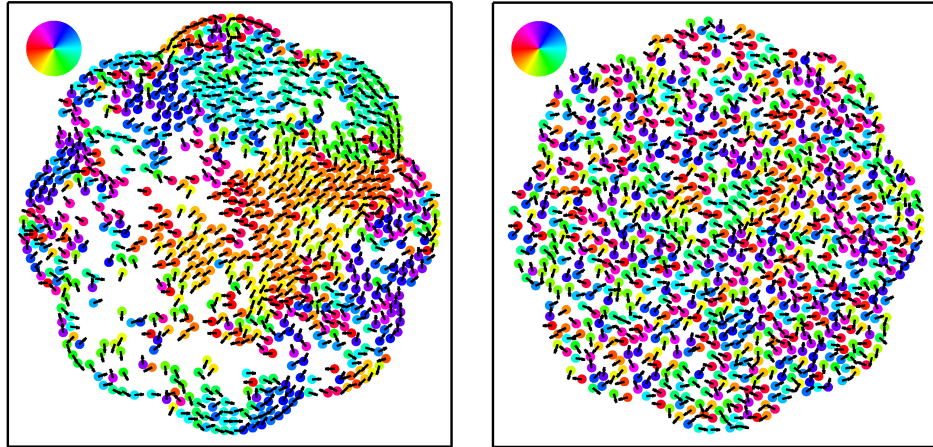


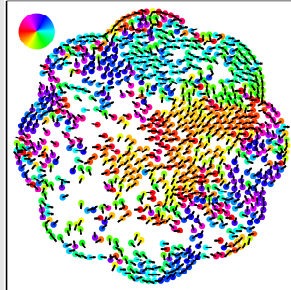
FIGURE 4.1 – Mouvement des SPP et des ISO à une fraction surfacique $\phi = 0.47$ à une vibration d'amplitude $\Gamma = 2.7$ g. **Gauche** Positions des SPP à un instant donné. Les flèches noires représentent la direction des déplacements des SPP sur $\delta\tau = 23\tau_0$. La couleur des disques code l'orientation de ces déplacements comme l'indique le cercle coloré en haut, à gauche de la figure. **Droite** *Idem* pour les ISO .

Nous nous intéresserons dans la suite à un système de SPP à une fraction surfacique $\phi = 0.47$. La fréquence d'acquisition des images prises durant une expérience est de 20 Hz. Les expériences ont été réalisées à différentes amplitudes entre 2.7 g et 3.7 g. La figure 4.1 donne les déplacements des SPP et des ISO sur $\delta\tau = 23\tau_0$ à un instant donné pour une amplitude $\Gamma = 2.7$ g. On observe que des paquets de particules se déplacent dans le même sens. Le sens de propagation des paquets varie. Au contraire, Les ISO ne se déplacent pas collectivement. Donc, il est possible de générer des mouvements collectifs de SPP à $\Gamma = 2.7$ g propres au caractère autopropulsé des SPP. Comment mesurer l'émergence de courants macroscopiques de SPP? Peut-on

généraliser cette observation aux amplitudes supérieures? Nous étudierons l'influence des fluctuations angulaires de polarité en variant l'amplitude de vibration sur la même gamme utilisée dans le chapitre précédent.

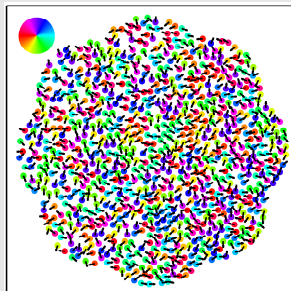
Projection Avant de rentrer dans les détails de la description des écoulements d'un fluide de SPP, une visualisation de la dynamique d'un fluide de SPP et de ISO de fraction surfacique $\phi = 0.47$ à une vibration d'amplitude $\Gamma = 2.7g$ est proposée dans les deux films suivants :

MGM.3.1.avi : “*Panta rei*”



- Trajectoires de 890 SPP à $\Gamma = 2.7g$ sur $5.75 \times 10^3 \tau_0$. La flèche noire représente le déplacement d'une SPP. La couleur code l'orientation du déplacement des particules. Le code couleur est donné par la rosace en haut à gauche de l'image.
- 1001 images de taille 400 k0 à une fréquence de 20 images par seconde.

MGM.3.2.avi : “*Beatnik fluctuations*”



- Trajectoires de 890 ISO à $\Gamma = 2.7g$ sur $4.6 \times 10^3 \tau_0$. La flèche noire représente le déplacement d'une ISO. La couleur code l'orientation du déplacement des particules. Le code couleur est donné par la rosace en haut à gauche de l'image.
- 1001 images de taille 400 k0 à une fréquence de 25 images par seconde.

4.1 Ecoulement polaire

4.1.1 Définition d'un état stationnaire homogène

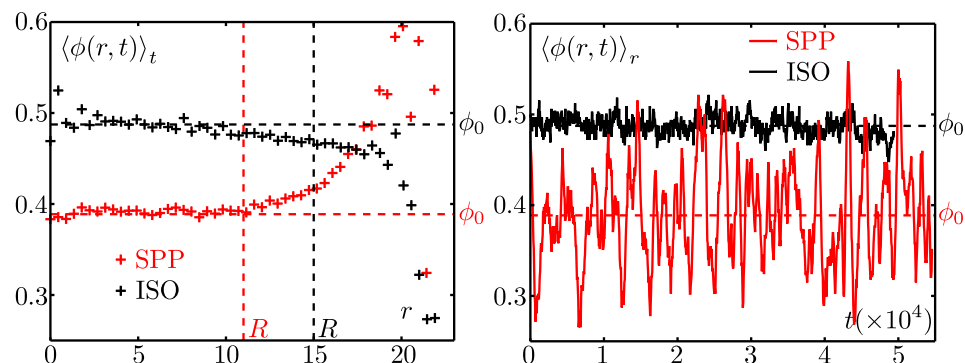


FIGURE 4.2 – Définition d'un état stationnaire homogène d'un système de SPP et d'ISO à une fraction surfacique de $\phi = 0.47$ pour $\Gamma = 2.7$ g. **Gauche** Moyenne sur le temps t de la fraction surfacique $\langle \phi(r, t) \rangle_t$ calculée à l'instant t et au voisinage de la distance r du centre du système en fonction de r pour les SPP et les ISO. Les lignes verticales pointillées rouge et noire correspondent à la définition de la région d'intérêt de rayon R pour les SPP et les ISO respectivement. Les lignes horizontales pointillées rouge et noire correspondent à la moyenne dans le temps et l'espace de la fraction surfacique ϕ_0 dans la région d'intérêt pour les SPP et les ISO respectivement. **Droite** Moyenne sur la région d'intérêt de la fraction surfacique $\langle \phi(r, t) \rangle_r$ en fonction du temps t pour les SPP et les ISO. Les lignes horizontales pointillées rouge et noire correspondent à la moyenne dans le temps et l'espace de la fraction surfacique ϕ_0 dans la région d'intérêt.

On s'intéresse aux états stationnaires et homogènes de la dynamique. Nous définissons donc une région d'intérêt (ROI) au centre du système de telle sorte que la densité y soit statistiquement homogène et on vérifie que la dynamique y est stationnaire. La figure 4.2 illustre cette procédure pour les SPP et les ISO vibrés à $\Gamma = 2.7$ g. Le graphe de gauche donne la moyenne dans le temps de la fraction surfacique de particules dans une couronne centrée d'épaisseur 1 d et située à une distance r du centre du système $\langle \phi(r, t) \rangle_t$ en fonction de la distance au centre. Pour les SPP, $\langle \phi(r, t) \rangle_t$ est homogène jusqu'à une distance de 10 d. Cela définit la région d'intérêt (noté ROI) dans laquelle nous caractériserons notre fluide. Pour les ISO, nous avons choisi une ROI de rayon 15 d. A posteriori on aurait pu prendre un rayon de 12 d pour les deux types de particules. Mais les affres de l'expérience ont fait vaciller le sens critique de l'expérimentateur dans l'analyse des données. Cela arrive.

Restreints à la ROI, nous vérifions que le signal de la fraction surfacique moyenne dans la ROI $\langle \phi(r, t) \rangle_r$ est stationnaire. Le graphe de droite donne

l'évolution temporelle de $\langle\phi(r,t)\rangle_r$ pour les ISO et les SPP. Nous vérifions bien que les deux signaux évoluent autour d'une moyenne constante ϕ_0 dans le temps. Donc à $\Gamma = 2.7$ g, les signaux de fraction surfacique sont stationnaires dans le temps et homogènes jusqu'au rayon R de la ROI pour les SPP et les ISO.

Remarquons d'ores et déjà qu'un fluide polaire connaît des fluctuations de densité bien plus importantes que celles des ISO. Cela provient de courants macroscopiques de particules qui traversent la ROI.

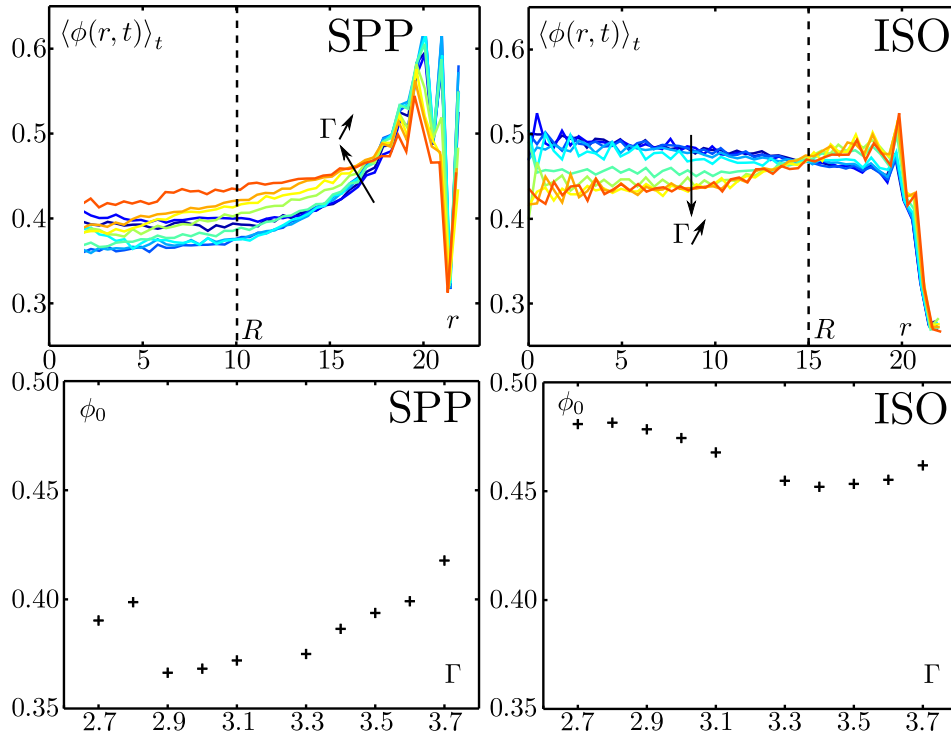


FIGURE 4.3 – Définition de la ROI commune à l'ensemble des vibrations d'amplitude Γ pour les SPP et les ISO. **Haut, gauche** Moyenne sur le temps t de la densité $\langle\phi(r,t)\rangle_t$ calculée à l'instant t et au voisinage de la distance r du centre du système en fonction de r pour les SPP pour différents Γ . Γ prend des valeurs croissantes entre 2.7 g et 3.7 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. La ligne verticale pointillée définit la ROI commune de rayon $R=10$ d pour les SPP. **Haut, droite** *Idem* pour les ISO à la différence que le rayon de la ROI commune est $R=15$ d. **Bas, gauche** Densité moyenne dans la ROI commune ϕ_0 en fonction de l'amplitude de la vibration Γ pour les SPP. **Bas, droite** *Idem* pour les ISO.

La figure 4.3 nous permet de vérifier que le choix de ROI présenté ci-dessus est valable pour $2.7 \text{ g} < \Gamma < 3.7 \text{ g}$. Nous nous sommes aussi assuré de la stationnarité de la dynamique pour toutes les expériences présentées dans

ce chapitre.

On observe sur cette même figure 4.3 que, quelle que soit l'amplitude, la fraction surfacique ϕ_0 des SPP au sein de la ROI est inférieure à celle des ISO. Cela provient de la tendance des particules à s'accumuler sur les bords. Rappelons que la polarité du mouvement des SPP implique qu'elles se collisionnent avec le bord jusqu'à ce qu'elles finissent par suivre les bords ou s'en échapper grâce à une orientation aléatoire favorable de la polarité. Rappelons aussi que c'est la raison pour laquelle nous avons choisi des bords qui ont la géométrie telle qu'on la voit sur la figure 4.1. Il est difficile de tirer des conclusions significatives de la dépendance en Γ de ϕ_0 pour l'un ou l'autre système. Tout au plus peut-on penser qu'à plus haute amplitude de vibration, l'autopropulsion étant défavorisée, les SPP s'accumulent moins au bord, d'où un accroissement de ϕ_0 dans la ROI.

4.1.2 Emergence de courants polaires

Paramètre d'ordre polaire Nous avons vu que l'autopropulsion des SPP permet de définir une échelle de temps sur laquelle la vitesse de la particule est bien définie. Pour une SPP individuelle dans un système de fraction surfacique $\phi = 0.03$, l'échelle de temps est $\delta\tau = 23\tau_0$. L'augmentation de la fraction surfacique de 0.03 à 0.47 modifie-t-elle cette échelle de temps ?

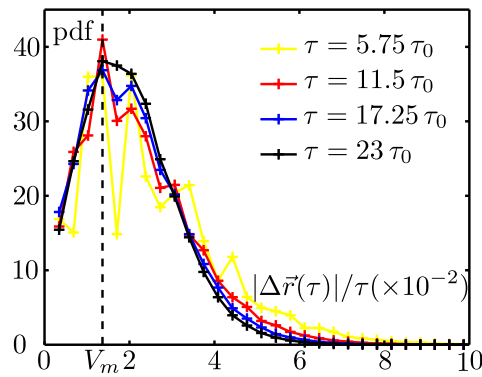


FIGURE 4.4 – Définition de la vitesse \vec{v} d'une SPP dans un système de SPP à une fraction surfacique de $\phi = 0.47$ pour l'amplitude $\Gamma = 2.7g$. Pdf du module de la vitesse définie sur le temps τ $|\Delta\vec{r}(\tau)|/\tau$ pour différents τ . La ligne pointillée indique le maximum de la pdf de $|\Delta\vec{r}(\tau)|/\tau$ pour $\tau = \delta\tau = 23\tau_0$.

La figure 4.4 donne la distribution des modules de vitesses définies sur différents temps τ dans le fluide polaire de fraction surfacique $\phi = 0.47$. Pour $5.75\tau_0 \leq \tau \leq 23\tau_0$, on observe que les distributions sont bien définies pour $\tau \geq 11.5\tau_0$. Elles ont un maximum dont l'abscisse correspondante est la même. Par conséquent, de la même façon qu'au chapitre 2 (cf la figure 3.12,

p. 87), nous pouvons définir la vitesse instantanée de nos SPP sur $\tau = 11.5 \tau_0$ pour une fraction surfacique $\phi = 0.47$.

Les simulations numériques de particules autopropulsées ponctuelles qui s'alignent de manière ferromagnétique qualifient la phase ordonnée par le paramètre d'ordre polaire suivant [54, 58] :

$$\Psi = \left| \langle \vec{v}_i(t) \rangle_{i,t} \right|, \quad (4.1)$$

où $\vec{v}_i(t)$ est la vitesse de la particule autopropulsée i au temps t . Il caractérise l'émergence d'un ordre polaire. La phase ordonnée est constituée de particules qui avancent dans une direction donnée. La phase désordonnée est constituée de particules qui se déplacent indépendamment les unes des autres en dépit de leurs interactions. Ψ mesure la vitesse moyenne des SPP dans la phase ordonnée, ce que l'on peut aussi interpréter - les distributions des vitesses étant relativement étroites - comme la fraction de particules qui avancent dans le même sens. Notons, une fois de plus, qu'à la différence des simulations la vitesse \vec{v} et la polarité \vec{n} ne s'identifient pas. Nous proposons donc de comparer l'influence du choix de l'un ou l'autre quantité dans la définition du paramètre d'ordre :

$$\Psi_p(t) = |\langle \vec{p}_i(t) \rangle_i|, \quad \vec{p}_i(t) \in \{\vec{n}_i(t), \vec{v}_i(t)/|\vec{v}_i(t)|\} \quad (4.2)$$

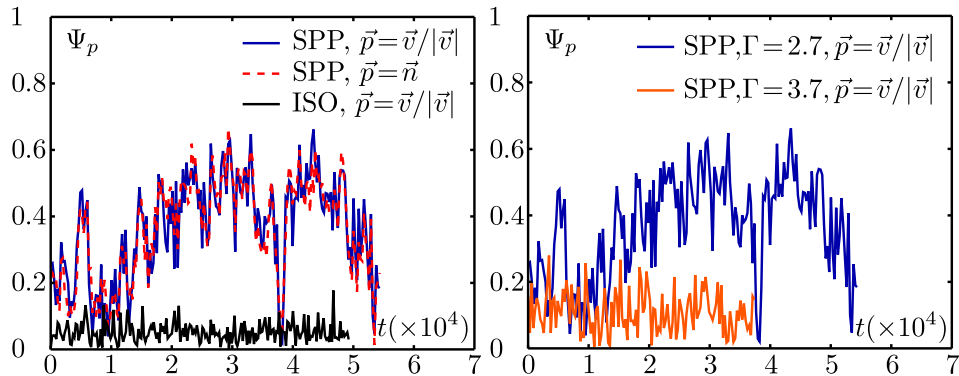


FIGURE 4.5 – Signature du mouvement collectif de SPP. Evolution du paramètre d'ordre $\Psi_p(t) = |\langle \vec{p}_i(t) \rangle_{i \in ROI}|$ avec i , une SPP ou une ISO dans la région d'intérêt. Pour la vibration d'amplitude $\Gamma = 2.7g$, évolution de Ψ_p pour les SPP et les ISO. Dans le cas des SPP, comparaison entre le cas $\vec{p}_i(t) = \vec{n}_i(t)$ la polarité d'une SPP i et le cas $\vec{p}_i(t) = \vec{v}_i(t)/|\vec{v}_i(t)|$ la vitesse normalisée sur $\delta\tau = 11.5 \tau_0$ d'une SPP i .

La figure 4.5 représente les paramètres d'ordre calculés à partir de la vitesse définie sur $\tau = 11.5 \tau_0$ et de la polarité des SPP à $\Gamma = 2.7g$. On observe que les deux signaux correspondants se superposent remarquablement

bien. Nous vérifions donc que la vitesse reste très corrélée à la polarité même pour la fraction surfacique $\phi = 0.47$. Nous choisirons dans la suite la vitesse pour définir le paramètre d'ordre polaire, ceci afin de pouvoir comparer les SPP et les ISO.

Comparons désormais le paramètre d'ordre obtenu pour les fluides polaire et brownien vibrés à $\Gamma = 2.7$ g. Pour les ISO, le paramètre d'ordre fluctue autour de 0.05. Pour les SPP, le paramètre d'ordre atteint des valeurs dix fois plus grandes. Ceci est une signature très claire qu'une fraction significative de particules se déplacent dans le même sens dans le cas des SPP, et pas dans le cas des ISO. Ce dernier point nous assure que ce n'est pas un forçage extérieur qui produit les courants observés.

Enfin, nous comparons le paramètre d'ordre polaire des SPP obtenu à $\Gamma = 2.7$ g et $\Gamma = 3.7$ g. On observe qu'à l'amplitude de la vibration la plus élevée, $\Psi_p(t)$ fluctue autour de 0.1. Donc l'augmentation des fluctuations angulaires de polarité réduit l'émergence de mouvements collectifs dans le fluide. Sur la gamme d'amplitudes entre 2.7 g et 3.7 g, il y a donc la mise en mouvement collectif des SPP quand on diminue les fluctuations angulaires de polarité, en diminuant Γ . Ceci constitue le résultat central de ce travail. Il s'agit de la première mise en évidence expérimentale d'une transition de mise en mouvement collectif dans un système de particules polaires, dont on soit certain qu'il ne résulte pas d'un biais dû à l'excitation mécanique.

Pour se faire une idée plus précise des dynamiques de mouvement collectif dans le système, nous proposons de regarder les signaux temporels du paramètre d'ordre polaire en fonction de l'amplitude de vibration.

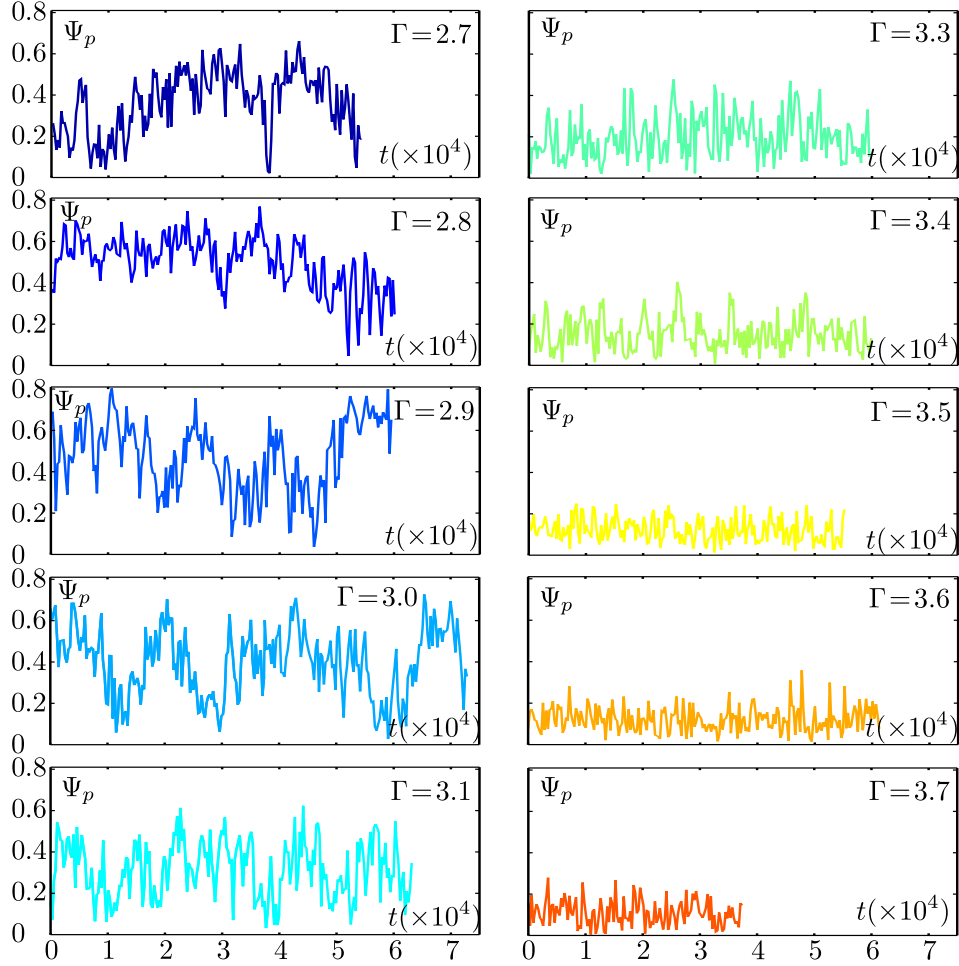


FIGURE 4.6 – Evolutions temporelles du paramètre d'ordre $\Psi_p(t)$ en considérant la vitesse normalisée $\vec{v}(t)/|\vec{v}(t)|$ des SPP pour toutes les amplitudes de vibration Γ . Γ prend des valeurs croissantes entre 2.7 g et 3.7 g lorsque le code couleur des courbes passe du bleu au orange.

La figure 4.6 donne l'évolution temporelle de $\Psi_p(t)$ pour les différentes amplitudes de vibration. On observe que le signal alterne entre des phases où le paramètre d'ordre est élevé et des phases où il est proche de 0. Les premières sont de plus en plus rares alors que les secondes augmentent de plus en plus quand l'amplitude de vibration augmente. Par conséquent, quand les fluctuations angulaires de polarité augmentent, les phases de mouvements collectifs sont plus rares et alternent de plus en plus avec des phases complètement désordonnées ; et ce, jusqu'à ce que les phases désordonnées

dominent la dynamique stationnaire du fluide polaire.

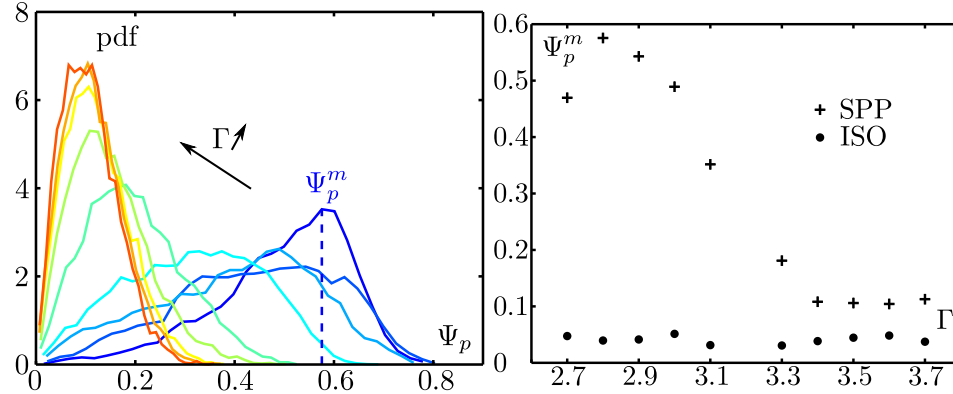


FIGURE 4.7 – Déclenchement du mouvement collectif par l’amplitude de la vibration Γ . **Gauche** Pdf du paramètre d’ordre Ψ_p en considérant la vitesse normalisée $\vec{v}/|\vec{v}|$ des SPP pour différents Γ . Γ prend des valeurs croissantes entre 2.8 g et 3.7 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. La ligne pointillée bleue correspond à la valeur la plus probable Ψ_p^m de la distribution de Ψ_p pour $\Gamma = 2.8$ g. **Droite** Evolution de la valeur la plus probable du paramètre d’ordre Ψ_p^m en fonction de l’amplitude Γ pour les SPP et les ISO.

Pour préciser la transition de la phase ordonnée vers la phase désordonnée, on peut s’intéresser aux distributions du paramètre d’ordre $\Psi_p(t)$ représentées sur la figure 4.7. Toutes les distributions ont un maximum correspondant à la valeur la plus probable du paramètre d’ordre Ψ_p^m . La figure de droite montre la dépendance de Ψ_p^m vis-à-vis de l’amplitude de vibration. Pour les SPP, Ψ_p^m augmente au fur et à mesure que l’amplitude de vibration diminue, alors que pour les ISO, Ψ_p^m se cantonne à la valeur de 0.05 quelle que soit l’amplitude de vibration. Cela confirme que l’on passe d’une phase désordonnée à une phase ordonnée quand les fluctuations angulaires de polarité diminuent. Les écoulements les plus probables font intervenir jusqu’à 58% des particules. On remarque cependant une saturation, voire une décroissance de Ψ_p^m pour $\Gamma = 2.7$ g. En effet, on se rappelle qu’au dessous de cette amplitude de vibration, la vitesse d’autopropulsion des particules commence à chuter significativement.

Il est difficile dans notre système expérimental d’obtenir des valeurs supérieures de Ψ_p^m . La raison en est que les bords frustrer l’ordre polaire dans le système. Des courants sont continuellement réinjectés dans la ROI qui peuvent s’opposer à des courants qui émergent dans la ROI. Cela contribue à diminuer la proportion de particules qui avancent dans le même sens. Un autre effet survient quand les fluctuations angulaires de polarité augmentent : un courant peut traverser la ROI en laissant au sein de la ROI un espace quasi-vide où les particules n’interagissent pas et avancent individu-

ellement dans leur propre sens. Cela contribue à diminuer ponctuellement le paramètre d'ordre. Ainsi, deux effets peuvent être à l'origine de $\Psi_p(t) = 0$: soit deux courants faisant intervenir la même proportion de particules s'opposent, soit il n'y a en effet que des SPP qui avancent indépendamment les unes des autres. Nous proposons pour distinguer ces deux cas de nous intéresser à l'alignement local des SPP entre elles. Dans la mesure où il s'agit d'une propriété locale, on ne peut évidemment plus parler d'ordre global au sens strict.

Paramètre d'alignement polaire Nous définissons pour chaque SPP i à l'instant t la grandeur $J_i(t)$ suivante :

$$J_i(t) = \frac{1}{Z_i(t)} \sum_{j \in \text{ROI}} \frac{\vec{v}_i(t) \cdot \vec{v}_j(t)}{|\vec{v}_i(t)| |\vec{v}_j(t)|} f(d_{ij}^t) \quad (4.3)$$

avec $d_{ij}^t = |\vec{r}_j(t) - \vec{r}_i(t)|$, $f(d_{ij}^t) = e^{-d_{ij}^t{}^2/2d_c^{*2}}$ et $Z_i(t) = \sum_{j \in \text{ROI}} f(d_{ij}^t)$

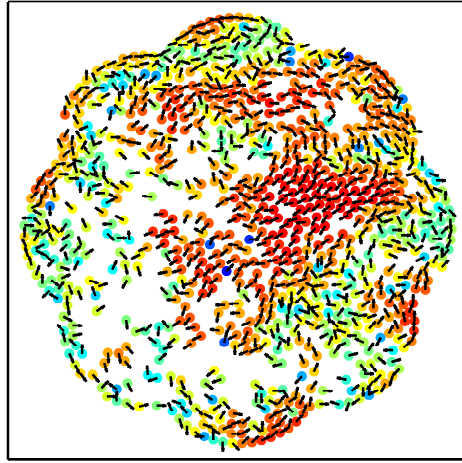


FIGURE 4.8 – Alignement local des vitesses des SPP à une amplitude de vibration $\Gamma = 2.7$. Au temps t tel que $\Psi_p(t)$ est maximum, Alignement local des vitesses des SPP voisines de i . Il est mesuré par $J_i(t)$. La couleur rouge d'une SPP indique un alignement des vitesses avec ses voisines, *i.e.* $J_i(t) \sim 1$. La couleur bleue d'une SPP indique qu'elle a une vitesse en sens opposé à celles de ses voisines, *i.e.* $J_i(t) \sim -1$. Les flèches noires donnent les directions des vitesses de chaque SPP.

Nous avons testé d'autres fonctions décroissantes pour f telles des fonctions exponentielles ou d'autres fonctions gaussiennes avec des longueurs

caractéristiques différentes entre 1 d et 2 d. Cela ne modifie pas significativement le paramètre d'alignement polaire. Nous avons choisi comme longueur $d_c^* = 1.7$ d distance à laquelle les SPP interagissent (cf le chapitre précédent).

Les SPP qui ont leurs vitesses alignées avec leurs voisines ont un J proche de 1, alors que celles qui ont des vitesses de sens opposé à leurs voisines ont un J proche de -1. Les premières sont codées en rouge et les secondes en bleu sur la figure 4.8. On observe clairement deux courants opposés dans le système : Un premier en haut de la figure près des bords, un deuxième passant dans le centre du système. Ceci illustre parfaitement une situation pour laquelle le paramètre d'ordre global est réduit par la cohabitation de deux courants contraires. Nous définissons donc au sein de la ROI le paramètre d'alignement polaire $J_p(t)$ suivant :

$$J_p(t) = \frac{1}{Z(t)} \sum_{i \neq j \in \text{ROI}} \frac{\vec{v}_i(t) \cdot \vec{v}_j(t)}{|\vec{v}_i(t)| |\vec{v}_j(t)|} f(d_{ij}^t) \quad (4.4)$$

avec $d_{ij}^t = |\vec{r}_j(t) - \vec{r}_i(t)|$, $f(d_{ij}^t) = e^{-d_{ij}^t{}^2/2d_c^{*2}}$ et $Z(t) = \sum_{i \neq j \in \text{ROI}} f(d_{ij}^t)$

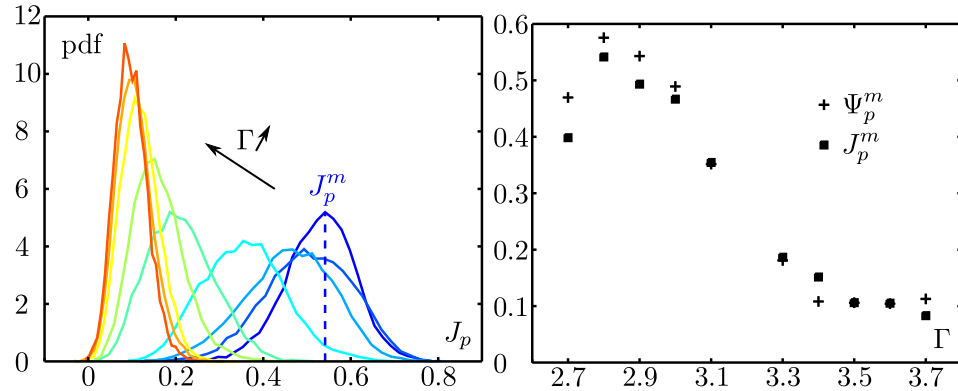


FIGURE 4.9 – Propriétés d'alignement des SPP en fonction de l'amplitude de la vibration Γ . **Gauche** Pdf du paramètre d'ordre $J_p(t) = 1/Z \sum_{i,j} \vec{p}_i(t) \cdot \vec{p}_j(t) f(d_{ij})$ en considérant pour \vec{p} la vitesse normalisée $\vec{v}/|\vec{v}|$ des SPP dans la région d'intérêt pour différentes amplitudes Γ . $Z = \sum_{i,j} f(d_{ij})$. Γ prend des valeurs croissantes entre 2.8 g et 3.7 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. La ligne pointillée bleue correspond à la valeur la plus probable J_p^m de la distribution de J_p pour $\Gamma = 2.8$ g. **Droite** Evolution de J_p^m et Ψ_p^m en fonction de l'amplitude Γ pour les SPP .

La figure 4.9 représente les distributions de $J_p(t)$ pour les différentes amplitudes de vibration comprises entre 2.8 g et 3.7 g. Toutes les distributions présentent un maximum qui correspond à la valeur la plus probable de J_p .

On observe que toutes les distributions sont symétriques par rapport à cette valeur J_p^m . J_p^m diminue quand l'amplitude de vibration augmente.

Les valeurs de Ψ_p^m et de J_p^m sont très semblables. Même si nous ne le montrons pas, nous vérifions que les événements correspondants à $\Psi_p(t) = \Psi_p^m$ sont les mêmes que ceux correspondants à $J_p(t) = J_p^m$. Cela veut donc dire que les événements les plus probables sont des SPP qui avancent dans le même sens avec une proportion identique de SPP qui alignent leurs trajectoires avec leurs voisins.

Ces événements caractéristiques sont représentés sur la figure 4.10 pour les différentes amplitudes de vibration comprises entre 2.8 g et 3.7 g.

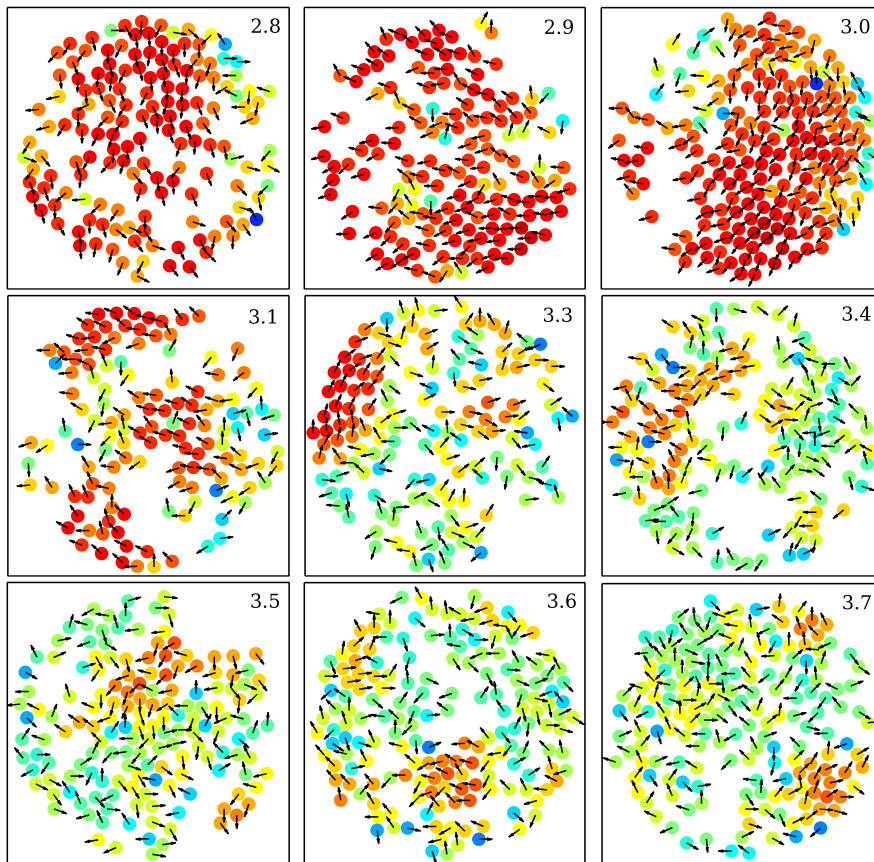
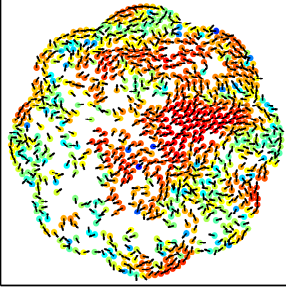


FIGURE 4.10 – Mouvements collectifs dans la région d'intérêt en fonction de l'amplitude de la vibration Γ . Chacune des figures correspond à la valeur la plus probable des distributions du paramètre d'ordre Ψ_p^m à une amplitude de vibration Γ dont la valeur est donnée en haut à droite de la figure. La couleur rouge d'une SPP indique un alignement des vitesses avec ses voisins. La couleur bleue d'une SPP indique qu'elle a une vitesse en sens opposé à celles de ses voisins. Les flèches noires donnent les directions des vitesses de chaque SPP.

On observe clairement des courants de particules dont la taille caractéristique décroît avec l'amplitude de vibration. Le film suivant permet de se rendre compte de la dynamique des plus gros courants à $\Gamma = 2.7$ g. On y observe notamment que les courants ordonnés alternent avec des phases assez désordonnés.

Projection Nous proposons une visualisation de l'alignement entre les SPP au sein d'un fluide de fraction surfacique $\phi = 0.47$ à une vibration d'amplitude $\Gamma = 2.7$ g :

MGM.3.1.avi : “Rainbow nation”



- Trajectoires de 890 SPP à $\Gamma = 2.7$ g sur $3.3 \times 10^3 \tau_0$. La flèche noire représente le déplacement d'une SPP. La couleur code l'alignement du déplacement des SPP avec leurs voisines. Quand la particule est rouge, son déplacement est parfaitement alignée avec ceux de ses voisines. Quand la particule est bleue, seule la direction du déplacement est alignée avec les déplacements voisines.
- 581 images de taille 700 k0 à une fréquence de 20 images par seconde.

Nous allons à présent caractériser les corrélations spatiales et temporelles de notre fluide actif polaire.

4.1.3 Ordre polaire ?

Nous définissons au sein de la ROI un champ eulérien de la vitesse $\vec{v}(\vec{r}, t)$ du fluide en un point \vec{r} à l'instant t . Pour cela, nous définissons une grille de carrés de côté 1 d dans la ROI. A chaque instant t , la vitesse du fluide en \vec{r} est la moyenne des vitesses des SPP dans le carré centré en \vec{r} . Nous définissons pour ce champ de vitesse la fonction de corrélation spatiale C_r^v et la fonction de corrélation temporelle C_t^v :

$$C_r^v(r) = \frac{\langle \vec{v}(\vec{r}_0, t) \cdot \vec{v}(\vec{r}_0 + \vec{r}, t) \rangle - \langle \vec{v}(\vec{r}_0, t) \rangle^2}{\langle \vec{v}(\vec{r}_0, t) \rangle^2} \quad (4.5)$$

$$C_t^v(t) = \frac{\langle \vec{v}(\vec{r}, t_0) \cdot \vec{v}(\vec{r}, t_0 + t) \rangle - \langle \vec{v}(\vec{r}, t_0) \rangle^2}{\langle \vec{v}(\vec{r}, t_0) \rangle^2} \quad (4.6)$$

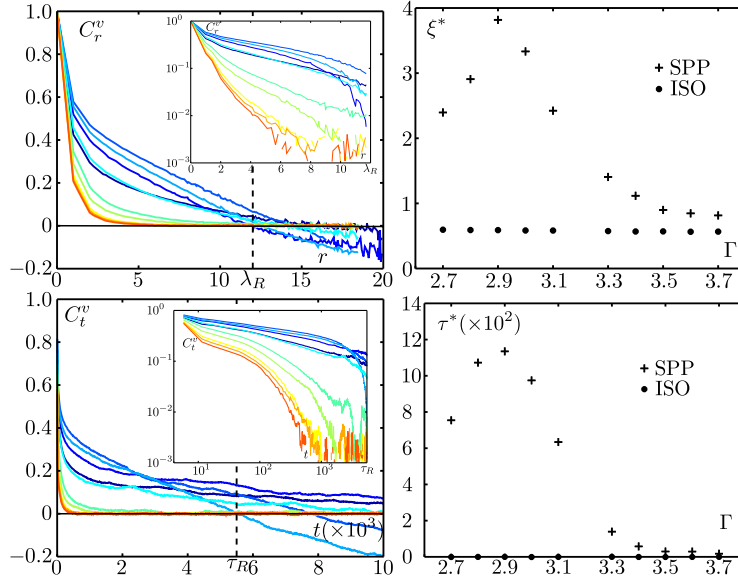


FIGURE 4.11 – Corrélation du champ eulérien de vitesses $\vec{v}(\vec{r}, t)$ au sein de la ROI. **Haut, gauche** Corrélation spatiale C_r^v de $\vec{v}(\vec{r}, t)$ en fonction de la distance r pour différentes amplitudes de vibration Γ en lin-lin. Γ prend des valeurs croissantes entre 2.7 g et 3.7 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. La ligne pointillée noire représente la distance minimale $\lambda_R = 12d$ telle que $C_r^v < 0$. **Inset** *Idem* en log-lin. **Haut, droite** Longueur caractéristique de corrélation ξ^* en fonction de Γ pour les SPP et les ISO. **Bas, gauche** *Idem* pour la corrélation temporelle C_t^v de $\vec{v}(\vec{r}, t)$ en fonction du temps t . La ligne pointillée noire représente le temps minimal $\tau_R = 5500 \tau_0$ tel que $C_t^v < 0$. **Inset** *Idem* en log-log. **Bas, droite** Temps caractéristique de corrélation τ^* en fonction de Γ pour les SPP et les ISO.

La figure 4.11 présente les fonctions de corrélations temporelle et spatiale C_r^v et C_t^v pour différentes amplitudes de vibration. Pour la corrélation spatiale du champ de vitesse, on observe deux types de comportements :

- Pour $3.3 \text{ g} < \Gamma < 3.7 \text{ g}$, la fonction de corrélation spatiale est décroissante et tend asymptotiquement vers zéro sans passer par des valeurs négatives. La longueur de corrélation associée, mesurée en intégrant C_r^v , augmente quand l’amplitude de vibration diminue.
- Pour $2.7 \text{ g} \leq \Gamma \leq 3.1 \text{ g}$, la fonction est décroissante, mais atteint des valeurs négatives au delà d’une distance r , qui dépend de Γ . La valeur minimale de cette distance est $\lambda_R = 12d$. Ces anticorrélations sont la signature de courants macroscopiques opposés distants d’au moins $12d$. Par ailleurs, la longueur de corrélation mesurée cette fois en intégrant C_r^v pour $0 < r < \lambda_R$, continue à augmenter quand Γ diminue jusqu’à $\Gamma = 2.9 \text{ g}$. Au delà, la corrélation diminue du fait de la baisse

de la vitesse d'autopropulsion.

La valeur maximale de ξ_m^* est 3.8 d. Elle est inférieure à la longueur de persistance de la dynamique individuelle des SPP, de l'ordre de 10 d et supérieure à la distance d'un ordre de grandeur à la distance d'interaction entre deux SPP qui se collisionnent. Il y a donc bien un effet statistique de mise en mouvement collectif des particules.

Les corrélations temporelles se comportent de façon très similaires, quoique de façon moins systématique. A forte amplitude de vibration, $\Gamma > 3.3$ g, la corrélation temporelle décroît rapidement vers zéro et le temps de corrélation associé n'excède pas $100 \tau_0$. Lorsque l'amplitude de vibration diminue, on observe pour certaines réalisations la présence de corrélations négatives, à partir de $\tau_R \sim 5500 \tau_0$. Le temps de corrélation obtenu en intégrant C_t^v pour $0 < t < \tau_R$ augmente jusqu'à une valeur maximale, obtenue pour $\Gamma = 2.9$ g, de l'ordre de $1200 \tau_0$, deux fois supérieur au temps moyen τ_{lim} que met une SPP pour traverser seule la ROI. Donc, il existe une persistance des courants au sein de la ROI qui peut être bien supérieure au temps nécessaire pour traverser la ROI. Cela veut donc dire qu'il existe une structuration du courant à une échelle supérieure de la ROI qui assure la persistance des courants, lorsque $2.8 \text{ g} < \Gamma < 3.0 \text{ g}$. N'oublions pas de mentionner que dans le cas des ISO, toutes ces corrélations sont absentes de la dynamique.

Résumé Nous avons montré qu'à la fraction surfacique $\phi = 0.47$, un fluide polaire s'écoule de manière spontanée lorsque les fluctuations angulaires de polarité sont suffisamment faibles. Quand la longueur de persistance diminue, cette mise en mouvement disparaît et est remplacée par une dynamique fluctuante de vitesse moyenne nulle. L'écoulement est constitué de paquets de SPP alignées les unes avec les autres qui traversent la ROI dans le même sens. La fraction de particules générant l'écoulement n'excède pas 58%. Cela est dû à la frustration des bords qui désagrègent les courants arrivant de la ROI. En raison de la taille finie du système et de l'effet des bords, il est malheureusement difficile d'évaluer la valeur seuil de l'amplitude de vibration qui sépare la phase désordonnée de la phase ordonnée.

En étudiant les corrélations spatiales et temporelles du champ de vitesse eulérien, nous avons montré que la diminution des fluctuations angulaires de polarité se traduit par une augmentation de la portée de l'ordre polaire dans le fluide dans l'espace et dans le temps jusqu'à une amplitude optimale $\Gamma = 2.9$ g. Quand la portée de l'ordre polaire croît, la taille des paquets de particules qui avancent collectivement dans le même sens croît lui aussi. La persistance dans le temps des paquets croît aussi. Par ailleurs, les régimes les plus ordonnés font apparaître une structuration temporelle de ces paquets à des échelles supérieures à la taille de la ROI. Nous reviendrons sur cette observation intrigante dans le chapitre suivant.

Comment ces résultats se comparent avec les résultats théoriques et numériques ? Dans les simulations de SPP ponctuelles, qui interagissent ferromagnétiquement [54, 58], la phase la plus ordonnée est une phase homogène où les SPP avancent dans le même sens. Elle persiste à la limite thermodynamique. C'est donc un ordre polaire à longue portée. Ce résultat fait écho aux descriptions hydrodynamiques des systèmes de particules auto-propulsées qui montrent que la phase de mouvements collectifs est une phase ordonnée à longue portée [73]. C'est la signature de l'aspect hors-équilibre de la transition. En effet, à l'équilibre, le théorème de Mermin-Wagner [34] interdit toute phase ordonnée à longue portée qui brise une symétrie continue pour un système de dimension inférieure ou égale à deux à une température non nulle. Par ailleurs, les simulations reportent la présence de fluctuations géantes de densité dans la phase ordonnée [58]. Leur observation directe serait une indication supplémentaire de l'existence d'une phase ordonnée dans notre système.

4.1.4 Fluctuations «géantes» de densité

Rappelons que, pour les systèmes dits actifs, la signature de la phase ordonnée est l'existence de fluctuations «géantes» de densité [73, 58]. Cela vient du fait que le déplacement d'une particule active se fait dans une direction propre à celle-ci. Donc, le champ de densité dans le temps et l'espace dépend fortement de la dynamique locale des particules. Il en résulte que les zones les plus denses sont les zones les plus ordonnées. La mesure de ces fluctuations est donnée par la moyenne des fluctuations du nombre de particules dans des boîtes de taille variable dans le système. Nous définissons une grille de boîtes carrées de côté l recouvrant une zone carrée de côté 15 d (cf figure 4.12). Pour chaque taille l , nous mesurons à chaque instant t le nombre $N_{i,t}^l$ de SPP dans chaque boîte i de la grille. Pour une taille l donnée, nous calculons les deux quantités suivantes :

$$N(l) = \left\langle N_{i,t}^l \right\rangle_{i,t} \quad (4.7)$$

$$\Delta N^2(l) = \left\langle \left\langle \left(N_{i,t}^l - \left\langle N_{i,t}^l \right\rangle_t \right)^2 \right\rangle_t \right\rangle_i \quad (4.8)$$

Cette formulation permet de tenir compte de l'éventuelle inhomogénéité de la densité dans l'espace de la grille.

Pour relier la dynamique collective de SPP aux mesures de fluctuations du nombre de SPP dans une boîte de taille variable, nous développons le calcul suivant. Soit N_{tot} le nombre total de particules d'un système de SPP. Considérons une grille de boîtes de taille l variable. Pour une taille l donnée, nous choisissons une boîte b . Pour chacune des SPP i dans le système, nous définissons la variable aléatoire x_i telle que :

- Si la SPP i est dans la boîte b , alors $x_i = 1$
- Sinon, $x_i = 0$

Nous définissons σ comme la variance commune des variables aléatoires x_i . Alors la variance du nombre de particules ΔN^2 dans la boîte b s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta N^2 = \sigma^2 N + \sum_{i \neq j} \langle \delta x_i \delta x_j \rangle, \quad \delta x_i = x_i - \langle x_i \rangle \quad (4.9)$$

Quand les variables sont décorréelées, nous retrouvons la loi des grands nombres, *i.e.* $\Delta N^2 \propto N$. Les fluctuations géantes de densité apparaissent si $\sum_{i \neq j} \langle \delta x_i \delta x_j \rangle \propto N^\alpha$, avec $\alpha > 1$. Cela signifie que les mouvements des particules sont corrélés entre elles, en particulier pour des mouvements collectifs dans le même sens. Alors, asymptotiquement, on obtient $\Delta N^2 \propto N^\alpha$. Dans le cas contraire, *i.e.* $\alpha \leq 1$ ou une corrélation plus faible des variables x_i , nous retrouvons asymptotiquement le comportement de la loi des grands nombres. Ainsi, pour un fluide à l'équilibre, $\Delta N^2 \propto N$. Pour un fluide actif polaire, la description hydrodynamique du modèle de Vicsek prédit $\Delta N^2 \propto N^\alpha$ avec $\alpha = 1.6$ [73]. Des simulations numériques d'un système de particules ponctuelles autopropulsées vérifient les prédictions théoriques pour un alignement \mathbf{F} des particules [58]. Dans notre système expérimental, la phase ordonnée se caractérise-t-elle par l'existence de fluctuations «géantes» de densité ?

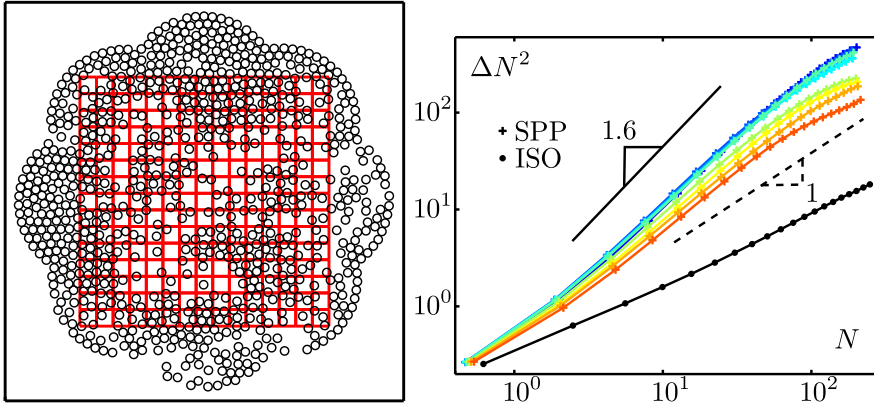


FIGURE 4.12 – Fluctuations «géantes» de densité d'un système de SPP à une fraction surfacique $\phi = 0.47$ en fonction de l'amplitude de vibration Γ . **Gauche** Grille de 15×15 boîtes carrés de côté $l = 2$ d. A un instant t , à une amplitude de $\Gamma = 2.8$ g, le nombre de SPP dans une boîte i est $N_{i,t}^l$. **Droite** Fluctuations du nombre de particules ΔN^2 en fonction de sa moyenne N pour différents Γ pour les SPP. Γ prend des valeurs croissantes entre 2.8 g et 3.7 g lorsque le code couleur des points passe du bleu au orange. La courbe avec les points noirs représente l'évolution de ΔN^2 en fonction de N pour les ISO à $\Gamma = 2.8$ g. La ligne noire est une droite de pente égale à 1.6. la ligne pointillée est une droite de pente égale à 1.

La figure 4.12 représente l'évolution de ΔN^2 avec N pour les SPP pour des amplitudes comprises entre 2.8 g et 3.7 g et pour les ISO à $\Gamma = 2.8$ g¹. Quelle que soit l'amplitude de vibration, on observe que ΔN croît plus rapidement que linéairement en fonction de N pour les SPP. L'exposant α décroît entre 1.45 et 1.3 quand Γ augmente de 2.8 g à 3.7 g. Pour $\Gamma \geq 3.4$ g, ΔN diminue de plus en plus à N constant. Pour les ISO, on observe que l'évolution de ΔN croît avec N plus lentement que linéairement.

Remarquons enfin que la courbe d'évolution pour les SPP de ΔN^2 décroît plus lentement quand $N > 100$. Ceci est un effet purement statistique : quand la taille des boîtes est proche de la taille des grilles, N augmente mais le nombre de boîtes dans la grille diminue donc les fluctuations du nombre de particules diminuent. Si la boîte correspondait aux bords du système, nous aurions $\Delta N^2 = 0$.

Donc, la mesure de ΔN^2 confirme bien l'apparition d'un ordre de type mise en mouvement collectif dans notre système. Cependant, l'évolution progressif de α avec Γ , qui résulte le plus probablement des effets de taille finie ne nous aide pas à mieux déterminer le seuil de transition. Nous allons à présent regarder ce qu'il advient de ces fluctuations si on augmente la taille du système.

1. L'évolution est indépendante de Γ pour les ISO.

Effet de taille finie Dans le cas des fluides actifs, les effets de taille finie sont particulièrement importants comme l'attestent les travaux de Chaté *et al.* [58]. Pour comprendre cela schématiquement, comparons un liquide de spins et un système de SPP en deux dimensions. Pour le liquide de spins, ce sont les mêmes spins qui sont aux bords du réseau. Quand la taille augmente, la proportion de spins aux bords diminue. Pour un système de SPP, peu importe que la taille augmente, toutes les SPP passent près des bords. Dès lors, on comprend bien que la limite thermodynamique est bien plus difficile à atteindre pour le système de SPP.

Nous avons réalisé une expérience dans un système de diamètre $100d$ à l'amplitude de vibration $\Gamma = 2.8g$. Les conditions aux bords sont aussi des bords ré-injecteurs avec 16 arcs circulaires (cf la figure 2.23, p. 61). La fraction surfacique du système est $\phi = 0.42$. Nous définissons un état homogène stationnaire sur une ROI de rayon $R = 20d$. Dans la ROI, la fraction surfacique moyenne est $\phi_0 = 0.26$. Donc le système (noté S_L) est de taille deux fois plus grande que le système initial adopté jusqu'ici (noté S_I).

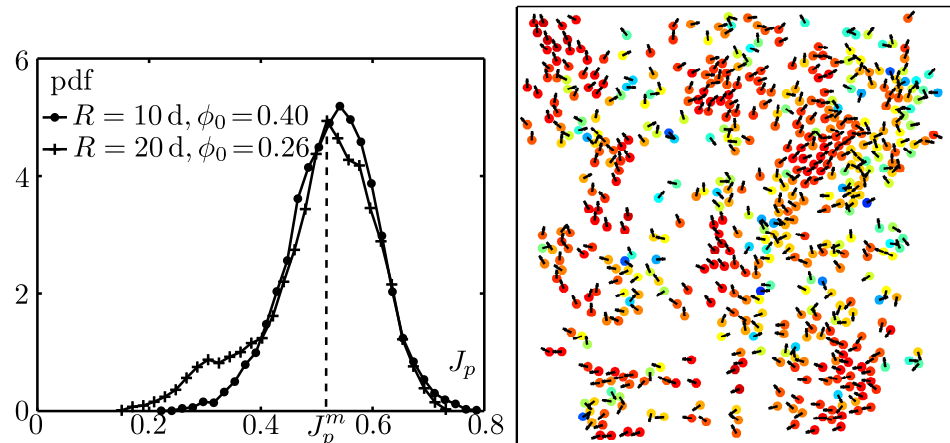


FIGURE 4.13 – Mouvements collectifs de SPP dans une zone de taille $48d \times 48d$ pour une fraction surfacique $\phi_0 = 0.26$ dans une ROI de rayon $20d$. **Gauche** Paramètre d'alignement polaire pour le fluide de fraction surfacique dans la ROI $\phi_0 = 0.40$ pour une ROI de rayon $10d$ et pour le fluide de fraction surfacique dans la ROI $\phi_0 = 0.26$ pour une ROI de rayon $20d$. **Droite** Alignement local des vitesses des SPP à l'instant t tel que $J_p(t) = J_p^m$. La couleur rouge d'une SPP indique un alignement des vitesses avec ses voisines. La couleur bleue d'une SPP indique qu'elle a une vitesse en sens opposé à celles de ses voisines. Les flèches noires donnent les directions des vitesses de chaque SPP.

La figure 4.13 représente la distribution du paramètre d'alignement polaire J_p pour notre fluide polaire vibré à $\Gamma = 2.8g$ dans S_I et S_L . On constate que les deux distributions sont définies par un pic de même largeur dont

le maximum est défini pour des valeurs de J_p supérieures à 0.5. Donc, en terme d'alignement polaire, malgré le doublement de la taille du système et l'abaissement de la densité, nous sommes toujours dans la phase ordonnée. Nous présentons une visualisation instantanée de cette phase à l'instant t tel que $J_p(t) = J_p^m$ sur la même figure. On observe bien des paquets de particules qui avancent collectivement dans le même sens.

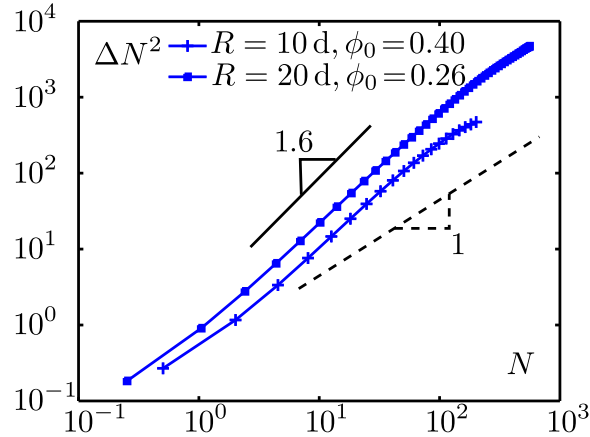


FIGURE 4.14 – Effet de taille finie sur les fluctuations «géantes» de densité des SPP à la vibration d'amplitude $\Gamma = 2.8$ g. Moyennes sur un ensemble de boîtes de taille l donnée de la variance sur le temps de $N_{i,t}^l$, *i.e.* ΔN^2 en fonction de la moyenne sur les boîtes et le temps de $N_{i,t}^l$, *i.e.* N pour différentes tailles de boîtes l pour 2 systèmes de taille différente. Le grand système a une région d'intérêt de rayon $R = 20$ d avec une fraction surfacique à l'intérieur de cette région $\phi_0 = 0.26$. Le petit système a une région d'intérêt de rayon $R = 10$ d avec une fraction surfacique à l'intérieur de cette région $\phi_0 = 0.40$. La ligne noire est une droite de pente égale à 1.6. la ligne pointillée est une droite de pente égale à 1.

Nous pouvons donc comparer les fluctuations de densité dans la phase ordonnée des deux systèmes. La figure 4.14 compare le calcul des fluctuations de densité pour le fluide polaire dans S_l et S_L . Alors qu'elles sont calculées pour une grille de taille $15 \text{ d} \times 15 \text{ d}$ pour S_l , la grille est de taille $30 \text{ d} \times 30 \text{ d}$ pour S_L . On constate que les fluctuations sont plus grandes pour S_L que pour S_l à une valeur de N donnée. Ceci est encore une fois un effet purement statistique. La partie linéaire de la courbe est définie sur un plus grand intervalle de valeurs de N pour S_L par rapport à S_l et la valeur de l'exposant α associée à la pente de la partie linéaire est 1.50 ± 0.05 . Donc nous observons dans S_L des fluctuations «géantes» de densité à $\Gamma = 2.8$ g et ces fluctuations sont caractérisées par un exposant $\alpha = 1.50$ légèrement supérieur à celui mesuré pour S_l et donc plus proche des prédictions théoriques. Rappelons que la description hydrodynamique d'un fluide polaire aboutit à des

fluctuations géantes de densité dans la phase ordonnée caractérisées par un exposant $\alpha = 1.6$. L'augmentation de l'exposant lorsqu'on augmente la taille du système est-elle significative ? Dans ce cas, cela signe-t-il un impact moindre de la frustration des bords ? Une étude plus poussée serait nécessaire pour apporter des éléments de réponse.

En résumé, notre fluide polaire présente des fluctuations «géantes» de densité d'autant plus importantes que les fluctuations angulaires de polarité sont faibles. Ces fluctuations géantes de densité ne sont pas un effet de taille finie.

4.1.5 Conclusion

Pour la première fois expérimentalement, nous avons obtenu un système d'objets autopropulsés dans lequel peuvent émerger spontanément des courants macroscopiques. Lorsque les fluctuations angulaires de polarité décroissent, notre fluide polaire de fraction surfacique $\phi = 0.47$ voit se développer une phase ordonnée dans laquelle émerge des courants traversant le système.

La diminution des fluctuations angulaires de polarité se traduit par la croissance spatiale des paquets de particules avançant dans le même sens. Elle se traduit aussi par une persistance de plus en plus forte de la dynamique de ces courants. Une analyse plus détaillée révèle qu'il existe au sein de la phase ordonnée une structuration des courants à une grande échelle de temps. L'analyse détaillée de cette structuration au delà de la ROI sera analysée dans la dernière partie.

Nous avons montré que la phase ordonnée connaît des fluctuations géantes de densité, *i.e.* $\Delta N^2 \propto N^\alpha$ avec $\alpha > 1$. Ces fluctuations résistent à une augmentation de la taille du système d'un facteur 2 pour un fluide polaire ordonné moins dense. L'exposant reste inférieur à la valeur 1.6 prédite par les descriptions hydrodynamiques des modèles de type Vicsek [73]. Notons enfin que l'ordre polaire émerge à l'échelle du système malgré le faible pourcentage d'alignement ferromagnétique entre leurs trajectoires. Notre expérience témoigne donc de la très grande robustesse des comportements collectifs étudiés dans les modèles de type Vicsek.

4.1.6 Discussion

A ce stade, deux questions restent en suspens. D'une part, à quelle valeur du paramètre de contrôle se situe la transition ? D'autre part, quelle est la nature de l'ordre observé ?

Pour ce qui est de la première, nous avons vu que les effets de taille finie sont très importants. A ceux-ci s'ajoutent les effets des bords. Ni l'évolution du paramètre d'ordre avec l'amplitude de vibration, ni celle des fluctuations géantes de densité ne permettent de conclure. Nous avons commencé l'étude de la dépendance avec la taille du système. Celle-ci doit être poursuivie afin

de voir si la transition se trouve dans la gamme d'accélération explorée. Malheureusement, il n'est aucunement possible d'étendre celle-ci vers les plus faibles valeurs de Γ car l'autopropulsion diminue fortement pour $\Gamma < 2.8g$. C'est une des plus grosses limitations de notre système expérimental.

Pour ce qui est de la seconde question, si l'observation des fluctuations géantes de densité est une preuve supplémentaire de l'émergence d'un ordre dynamique, elles ne nous renseignent en rien sur la nature de cet ordre. En effet, les travaux récents de Ginelli *et al.* [64] montrent l'existence d'une phase ordonnée nématique qui présente des fluctuations géantes de densité avec un exposant égal à 1.6 pour un alignement nématique entre les SPP. Cet exposant est identique à celui qui caractérise les fluctuations géantes de densité dans la phase ordonnée polaire de SPP qui s'alignent ferromagnétiquement [58]. Or nous avons vu que les SPP s'alignent nématiquement dans plus de 50% des collisions qui contribuent à l'alignement. Donc, il est possible que l'ordre observé ne soit que l'existence de paquets polaires au sein d'une phase ordonnée nématique. C'est le cas dans des simulations numériques de bâtonnets autopropulsés de taille finie qui s'alignent nématiquement. En effet, les bâtonnets autopropulsés s'organisent sous forme de paquets polaires capables de se déplacer dans des sens opposés [69]. Nous verrons néanmoins dans le prochain chapitre que l'ordre polaire est très favorisé dans notre système.

Enfin, nous avons observé l'apparition de dynamiques lentes dans les régimes les plus ordonnés. Ces dynamiques évoluent sur des échelles de temps de l'ordre de $10^4 \tau_0$. Or la durée des expériences présentées jusqu'ici est de l'ordre de $6 \times 10^4 \tau_0$. Une expérience sur une plus longue durée est donc nécessaire pour compléter la description de notre fluide polaire. C'est ce à quoi nous nous intéresserons dans la partie suivante.

4.2 Effet du confinement

Nous savons que l'écoulement d'un fluide dépend des conditions limites imposés au fluide. Cela vient de la résolution des équations aux dérivées partielles qui régissent la dynamique du fluide. Dans le cas des systèmes de SPP, un modèle théorique de bâtonnets autopropulsés montre que la dynamique d'un système de tels bâtonnets dépend fortement des bords [81]. La longueur de persistance de la dynamique des bâtonnets autopropulsés est à l'origine de ce phénomène. Nous nous attendons donc à ce que les conditions aux bords de notre fluide de SPP aient une influence sur la géométrie de son écoulement.

Nous verrons que le confinement de notre fluide a pour conséquence de générer dans les régimes les plus ordonnés des tourbillons de la taille du système, et ce pour des fractions surfaciques supérieures ou égales à 0.47. Ces tourbillons sont à l'origine de la structuration des dynamiques lentes dans

le système observées précédemment. A la fraction surfacique $\phi = 0.58$, nous verrons que la dynamique de ces tourbillons fait apparaître des changements spontanés de leur sens de rotation. Dans cette partie, nous allons décrire cette hydrodynamique et son influence sur les écoulements au centre de la ROI.

4.2.1 Emergence de tourbillons

Paramètre de rotation polaire Pour mesurer les écoulements tourbillonnaires, nous calculons la quantité suivante sur l'ensemble des SPP i dans le système :

$$\Pi_p(t) = \langle \vec{p}_i(t) \cdot \vec{e}_{\theta_i}(t) \rangle_i, \quad \vec{p}_i(t) \in \{ \vec{n}_i(t), \vec{v}_i(t)/|\vec{v}_i(t)| \} \quad (4.10)$$

où $\vec{n}_i(t)$ est la polarité de la SPP i , $\vec{v}_i(t)$ est sa vitesse définie sur $\tau = 11.5\tau_0$ et $\vec{e}_{\theta_i}(t)$ est son vecteur orthoradial relatif au centre du système. Si toutes les SPP tournent dans le sens contra-horaire, alors $\Pi_p(t) = 1$. Si les SPP tournent dans le sens horaire $\Pi_p(t) = -1$. Nous appellerons $\Pi_p(t)$ le paramètre de rotation polaire.

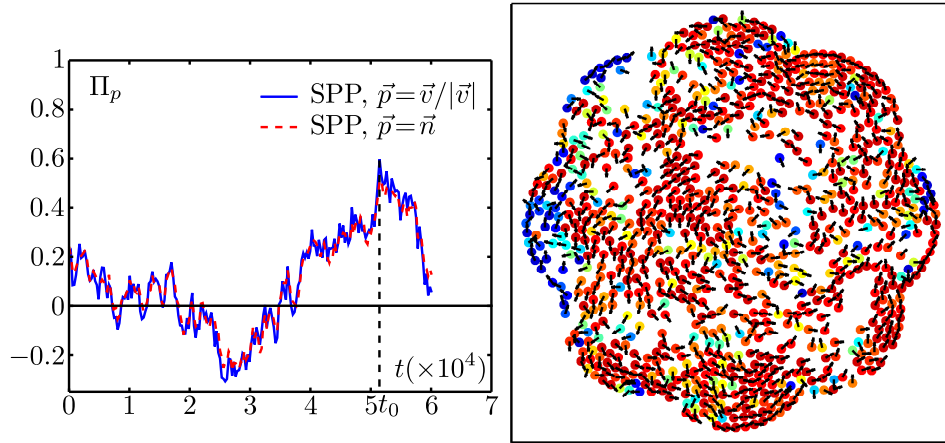


FIGURE 4.15 – Dynamique sous forme de tourbillon des SPP à la vibration d'amplitude $\Gamma = 2.8g$. **Gauche** Evolution du paramètre d'ordre $\Pi_p(t) = \langle \vec{p}_i(t) \cdot \vec{e}_{\theta_i}(t) \rangle_i$ avec i , une SPP quelconque. $\vec{e}_{\theta_i}(t)$ désigne le vecteur orthoradial associé à la position de la SPP i à l'instant t . Comparaison entre le cas $\vec{p}_i(t) = \vec{n}_i(t)$ et le cas $\vec{p}_i(t) = \vec{v}_i(t)/|\vec{v}_i(t)|$. **Droite** Position des SPP à un instant donné t_m . Les flèches noires représentent la direction de la vitesse des SPP $\vec{v}(t_m)$. Les SPP de couleur rouge vont dans le sens contra-horaire. Les SPP de couleur bleue vont dans le sens horaire.

Nous considérons notre fluide polaire à une fraction surfacique $\phi = 0.47$. A l'amplitude $\Gamma = 2.8g$, la figure 4.15 représente l'évolution temporelle de $\Pi_p(t)$ calculé pour la polarité des SPP et leur vitesse normalisée. Les

deux signaux temporels se superposent. Donc la vitesse reste corrélée à la polarité. Nous définirons donc pour la suite $\Pi_p(t)$ en considérant la vitesse des SPP. On observe qu'il fluctue autour de zéro avec par exemple à $t_m \sim 5 \times 10^4 \tau_0$ des poussées très intenses, qui traduisent l'émergence d'un mouvement rotationnel des particules impliquant un grand nombre de SPP. Lorsqu'on regarde la carte des vitesses des SPP à cet instant, on distingue un tourbillon dans le sens contra-horaire qui s'étend sur l'ensemble du système.

Ces tourbillons sont présents pour $2.8 \text{ g} < \Gamma < 3.1 \text{ g}$ comme en témoignent les signaux temporels $\Pi_p(t)$ représentés sur la figure suivante, en regard des signaux temporels du paramètre d'ordre polaire $\Psi_p(t)$.

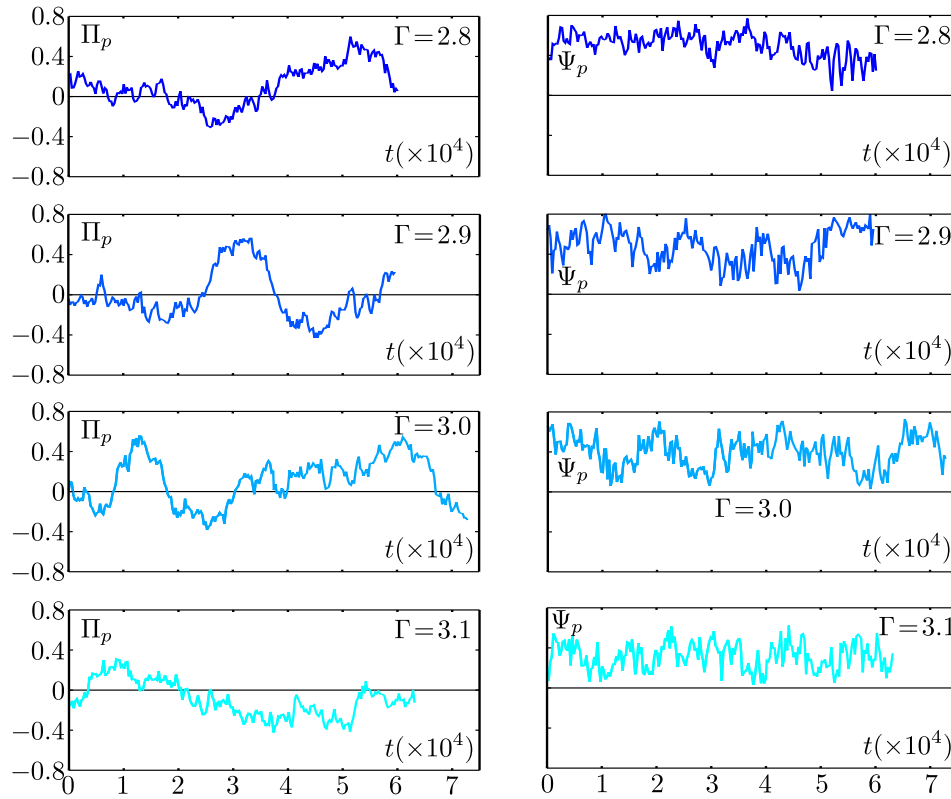


FIGURE 4.16 – Evolutions temporelles des paramètres d'ordre $\Pi_p(t)$ et $\Psi_p(t)$ en considérant la vitesse normalisée $\vec{v}(t)/|\vec{v}(t)|$ des SPP pour différentes amplitudes de vibration Γ . Γ prend des valeurs croissantes entre 2.8 g et 3.1 g lorsque le code couleur des courbes passe du bleu au turquoise.

On observe que les signaux $\Pi_p(t)$ sont tantôt positifs, tantôt négatifs, et qu'ils présentent une durée de persistance de l'ordre de $10^4 \tau_0$. Au delà de cette échelle de temps, le signe de $\Pi_p(t)$ change. Donc les courants tourbillonnaires s'inversent.

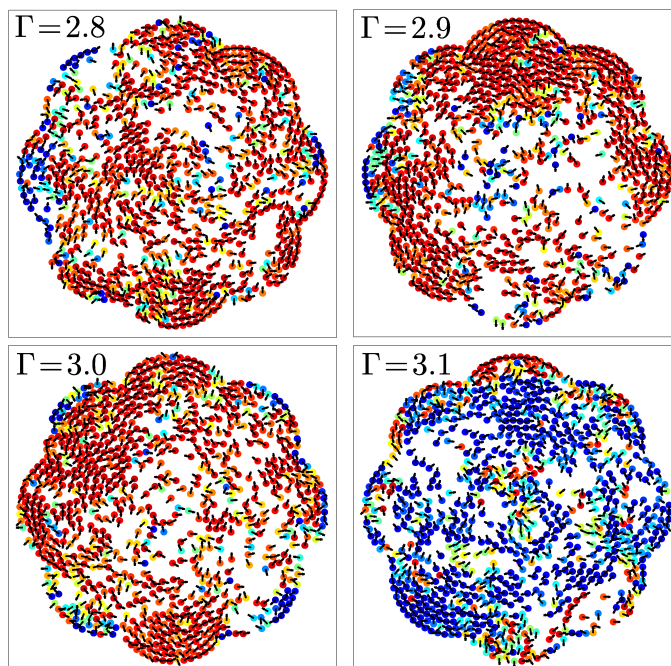


FIGURE 4.17 – Carte des vitesses des SPP à l’instant t_m tel que $|\Pi(t_m)|$ est maximum pour différentes amplitudes de vibration Γ entre 2.8 g et 3.1 g. Les flèches noires représentent les vitesses $\vec{v}(t_m)$ des SPP. Les SPP de couleur rouge vont de le sens anti-horaire. Les SPP de couleur bleue vont de le sens horaire.

La figure 4.17 illustre la géométrie du champ de vitesse de vibration aux instants t_m tels que $|\Pi(t_m)|$ est maximum pour différentes amplitudes. Nous observons les structures tourbillonnaires dans le fluide polaire ordonné en fonction du bruit angulaire sur la polarité. Notons que les structures tourbillonnaires sont souvent localisées aux bords du système. Remarquons que la présence des inversions du sens de rotation des tourbillons souligne que ceux-ci ne résultent pas d’un biais extérieur par exemple d’une composante azimuthale de la vibration.

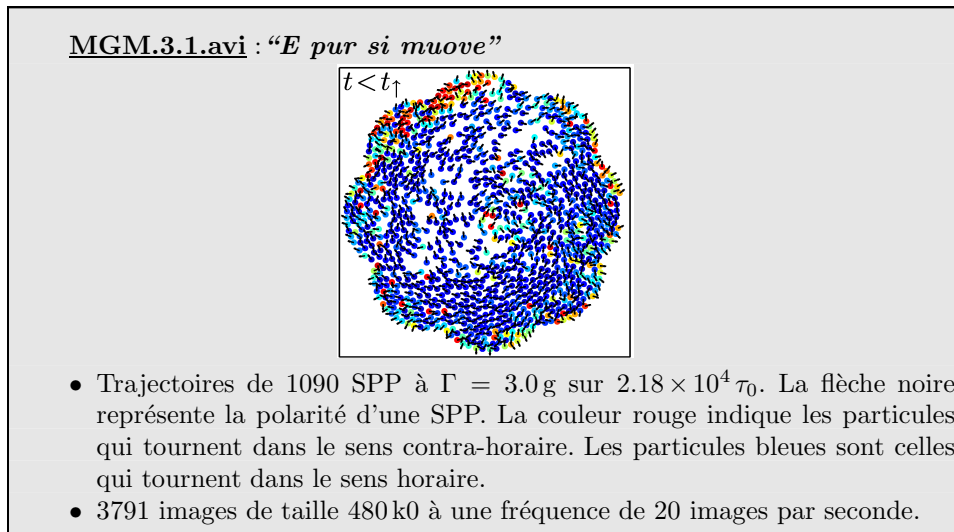
Dans la mesure où le sens des tourbillons alterne sur des temps de l’ordre de $10^4 \tau_0$, la caractérisation de cette dynamique nécessite d’observer le système sur des temps au moins de l’ordre de $10^5 \tau_0$. C’est ce à quoi nous nous intéressons à présent.

4.2.2 Dynamique lente des tourbillons

Nous avons réalisé une expérience pour une fraction surfacique $\phi = 0.58$ et une amplitude de vibration $\Gamma = 3.0$ g avec les mêmes conditions aux bords que précédemment. Les images sont acquises à une fréquence égale à 20 Hz. La durée de l’expérience est de $5.8 \times 10^5 \tau_0$. La dynamique est stationnaire et

homogène sur une ROI définie sur un rayon $R = 10d$. Nous considérons ici la polarité $\vec{n}(t)$ des SPP à l'instant t pour le calcul des paramètres d'ordre polaire $\Psi_p(t)$ et de rotation polaire $\Pi_p(t)$. En effet, nous savons que ceux-ci se comportent de la même façon que s'ils sont calculés à partir des vitesses et ils ne nécessitent pas d'effectuer le tracking des particules, ce qui serait très long dans le cas présent.

Projection Nous proposons une visualisation de la dynamique des tourbillons dans un fluide de fraction surfacique $\phi = 0.58$ à une vibration d'amplitude $\Gamma = 3.0g$:



La figure 4.18 représente l'évolution temporelle simultanée de $\Psi_p(t)$ et $\Pi_p(t)$. $\Pi_p(t)$ alterne au cours du temps les phases de valeurs positives et de valeurs négatives. Entre ces deux phases, $\Pi_p(t)$ passe rapidement par zéro. Donc le fluide polaire alterne les phases où il y a un tourbillon dans le sens horaire et un tourbillon dans le sens contra-horaire. Parfois, ces renversements sont avortés et la disparition d'un tourbillon dans un sens donné laisse émerger un tourbillon dans le même sens. Regardons plus en détail $\Psi_p(t)$ et $\Pi_p(t)$ au moment du passage entre les deux dynamiques. Sur le graphe droit de la figure 4.18, on observe que $\Psi_p(t)$ est maximal quand $\Pi_p(t)$ est nul pour deux de ces passages. Cela se confirme pour d'autres passages sur l'ensemble de la dynamique. Donc l'inversion du sens de rotation des tourbillons coïncide avec l'émergence des courants macroscopiques traversant la ROI.

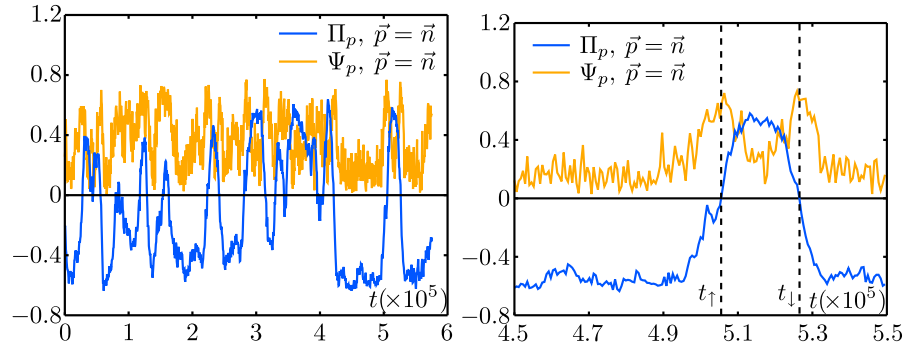


FIGURE 4.18 – Evolutions temporelles des paramètres d'ordre $\Pi_p(t)$ et $\Psi_p(t)$ en considérant la polarité $\vec{n}(t)$ des SPP à une fraction surfacique $\phi = 0.58$. **Gauche** Signaux temporels de $\Pi_p(t)$ (bleu) et $\Psi_p(t)$ (orange) sur l'ensemble de l'expérience. **Droite**. Zoom sur les signaux de $\Pi_p(t)$ (bleu) et $\Psi_p(t)$ (orange) entre $4.5 \times 10^5 \tau_0$ et $5.5 \times 10^5 \tau_0$. Les lignes pointillées noires correspondent aux temps t_\uparrow et t_\downarrow tels que $\Pi_p(t) = 0$, qui correspondent aux inversions du sens de rotation.

La figure 4.19 permet de visualiser les vitesses des SPP et les courants existants dans le fluide au moment de deux inversions successives du sens de rotation des tourbillons (de droite à gauche).

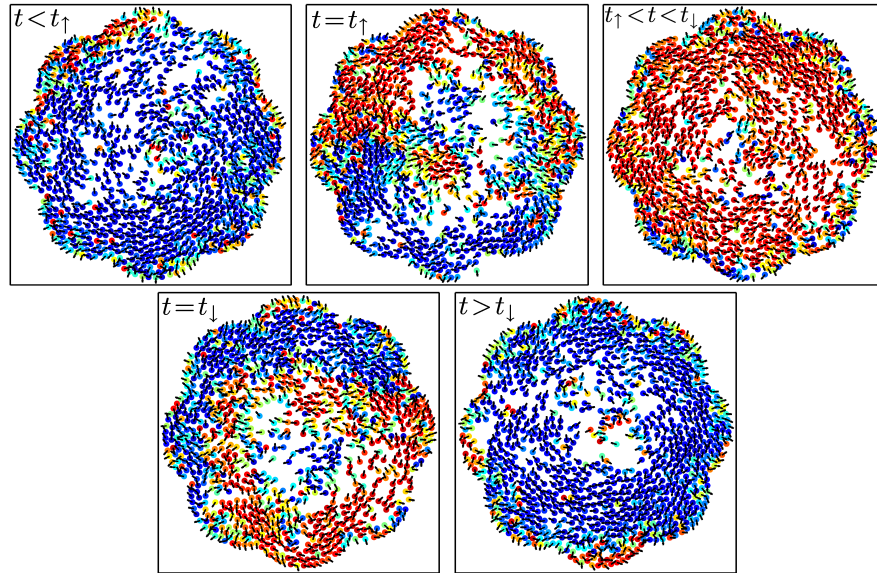


FIGURE 4.19 – Passage d'un tourbillon de la taille du système tournant en sens horaire à un tourbillon tournant en sens anti-horaire puis de nouveau à un tourbillon tournant en sens horaire. La flèche du temps est de haut en bas. Les temps t_\uparrow et t_\downarrow sont tels que $\Pi_p(t) = 0$, correspondant à l'augmentation et à la diminution de la valeur de $\Pi_p(t)$.

Le passage à $t = t_{\uparrow}$ se fait via un écoulement dans le centre du fluide qui permet de distinguer deux zones au sein du fluide qui tournent respectivement dans des sens différents. Nous observons la même phénoménologie pour la deuxième transition à $t = t_{\downarrow}$. Cependant le sens du courant central est opposé à celui observé à $t = t_{\uparrow}$.

Donc la transition entre les deux états tourbillonnaires se fait par un changement de géométrie de l'écoulement : on distingue au moment de la transition deux hémisphères du système dans lesquels les écoulements sont en rotation opposée. Cet écoulement est transitoire et constitue un état instable de la dynamique.

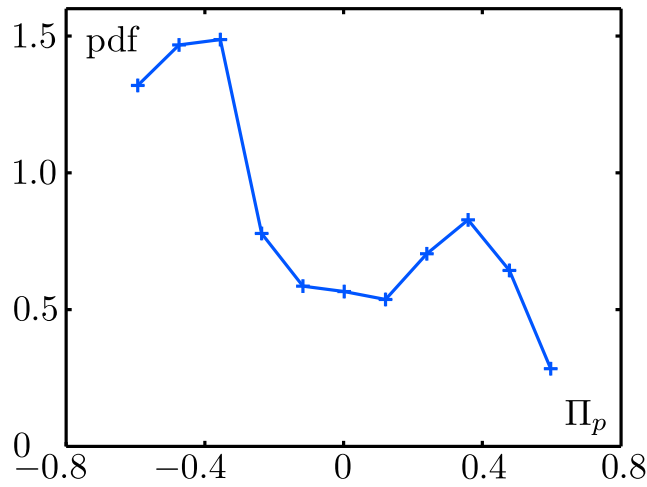


FIGURE 4.20 – Distribution du paramètre d'ordre $\Pi_p(t)$ pour le fluide à une fraction surfacique de 0.58 vibré à une amplitude $\Gamma = 3.0$ g.

La figure 4.20 représente la distribution de $\Pi_p(t)$. On observe deux maxima, l'un à $\Pi_p \sim -0.4$ et l'autre à $\Pi_p \sim 0.4$. Ils correspondent à deux dynamiques stationnaires stables : les deux écoulements tourbillonnaires horaire et contra-horaire. On observe aussi un minimum de la distribution pour $\Pi_p = 0$ qui correspond à la dynamique instable que nous avons décrit précédemment constitué d'un courant central divisant le fluide en deux zones d'écoulements tourbillonnaires de sens opposés.

4.2.3 Résumé

L'étude de la dynamique d'un fluide polaire ordonné et confiné montre qu'il existe trois dynamiques possibles. Deux sont stables et se caractérisent par un tourbillon à l'échelle du système dans les sens horaire et contra-horaire. C'est d'autant plus remarquable d'observer cette structuration de la dynamique que la géométrie des bords ne la favorise pas. Il serait intéressant de voir dans le futur de voir comment ces tourbillons résistent à la géométrie des bords.

Cette dynamique tourbillonnaire concentre les SPP aux bords. Il en résulte que la dynamique est quasi unidimensionnelle en condition périodique. Le système développe un ordre polaire sur cette dimension. C'est le seul moyen pour le système de minimiser l'impact de la frustration des bords sur l'émergence de l'ordre polaire dans le système. Voilà donc une signature supplémentaire de la nature polaire de l'ordre dans notre fluide. Cependant, on sait théoriquement qu'il n'existe pas d'ordre polaire permanent à 1D [17].

Il en résulte des inversions régulières du sens de rotation de l'écoulement. Au cours des inversions, l'écoulement se structure en deux cellules, contrarotatives séparées par un écoulement central. En effet, tandis que l'apparition de mouvements collectifs correspond à la symétrie continue de rotation, la dynamique des tourbillons décrite ici résulte de la brisure de symétrie discrète horaire/anti-horaire.

Faut-il alors penser l'ensemble de nos observations comme la succession de deux transitions, l'une de mise en mouvement collectif prenant naissance au coeur du système, l'autre de mise en rotation résultant du confinement au sein d'un système fermé?

Conclusion

Résumé

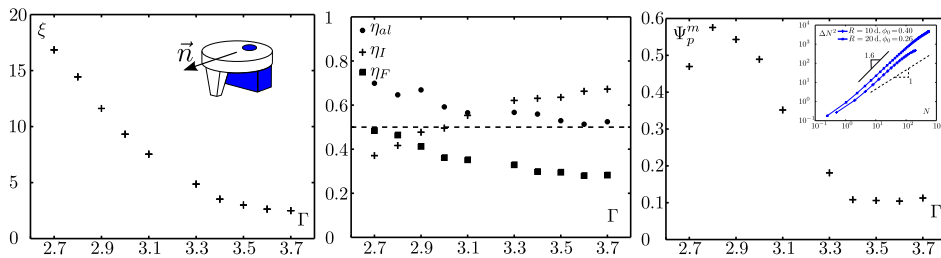
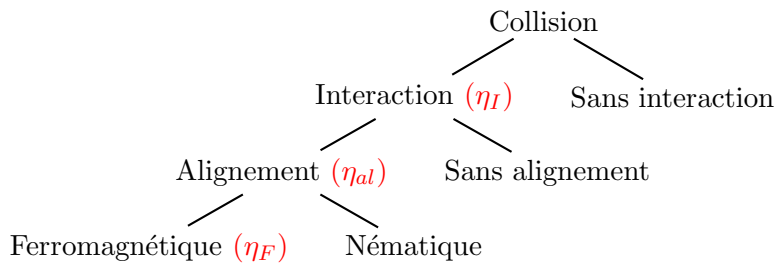


FIGURE 4.21 – Principaux résultats de la thèse. **Gauche** Autopropulsion des SPP (cf la figure 3.19 p.94). **Milieu** Modes d’alignement des SPP (cf les figures 3.37, p.116 et 3.39, p.118). **Droite** Mouvements collectifs des SPP et fluctuations géantes de densité (cf les figures 4.9, p.130 et 4.14, p.141).

La figure ci-dessus rassemble les trois résultats les plus marquants de ce travail :

- (i) Nous avons réalisé un système expérimental de SPP dont la longueur de persistance est contrôlée par l’amplitude de la vibration via les fluctuations angulaires de la polarité.
- (ii) La polarité du mouvement des SPP et l’interaction de coeur dur induisent des modes complexes d’alignement des trajectoires, résumés par l’arbre suivant :



L’alignement est partiel en raison de la persistance de la polarité en

dépit des collisions. Mais quand il existe un alignement, il existe une part faible d'alignement ferromagnétique qui augmente quand les fluctuations angulaires de la polarité diminuent.

- (iii) A l'échelle du système, on observe des paquets de SPP qui se déplacent collectivement dans le même sens pour des fluctuations angulaires de polarité faibles ; et ce, malgré l'alignement complexe décrit ci-dessus. On observe des fluctuations géantes de densité dans les régimes les plus ordonnés, qui persistent quand la taille du système double.

Ces résultats démontrent la robustesse de l'ordre polaire dans un système de particules polaires sur substrat observé dans les modèles numériques de SPP ponctuelles avec alignement ferromagnétique.

Enfin, en raison du confinement de notre système, nous observons un régime de tourbillons de la taille du système qui présente des renversements de leur sens de rotation au cours du temps.

Discussion

Notre expérience est donc la première à contrôler à la fois la dynamique propre des SPP et leur densité. A ce jour, les expériences sur des systèmes biologiques ne permettent pas de contrôler la dynamique propre des éléments du système, *i.e.* les bactéries [12], les filaments d'actine [15], etc. Seule la densité est contrôlable. Il serait donc intéressant à l'avenir de regarder l'effet de la densité sur les mouvements collectifs de nos SPP expérimentales afin de comparer avec les résultats des expériences sur les systèmes biologiques et des simulations numériques de modèles d'agents [54, 58].

Par ailleurs, nous avons observé que les conditions aux bords influencent la dynamique. Il serait donc intéressant de varier la géométrie des bords et, en particulier, le nombre d'arcs et leur taille dans la géométrie utilisée pour cette thèse, afin de déterminer leur impact sur la dynamique des SPP.

Nous avons mis en évidence l'existence d'un ordre polaire dans notre système. La question est de savoir s'il persiste à longue portée. A l'avenir, il s'agit donc de mesurer le paramètre d'ordre polaire et les fluctuations de densité au sein du système en augmentant la taille du système. Enfin, varier la taille du système permettrait peut-être aussi de donner des éléments de réponses concernant la nature de la transition et d'étudier le caractère spécifiquement hors-équilibre des processus de *coarsening* pendant la relaxation du système vers la phase ordonnée à partir d'une condition initiale du système où les SPP ont des positions et des polarités aléatoires, comme suggéré par Mishra *et al.* dans le cas des nématiques actifs [42, 104]. Cependant, il faut bien se rendre compte que notre expérience ne permet pas d'augmenter la taille du système sur plus d'un ordre de grandeur.

Pour contourner cette difficulté, il serait intéressant de dériver une théorie cinétique de nos SPP à partir des modes d'alignement identifiés ci-dessus afin

de déterminer les propriétés à grande échelle de notre système. Des simulations numériques de modèles d'agents peuvent aussi être réalisées en tenant compte aussi d'un alignement mixte, c'est à dire à la fois ferromagnétique et nématique, des trajectoires des SPP.

Perspectives

Notre système modélise un fluide actif polaire avec interaction de coeur dur. Au delà de l'existence de la transition ordre/désordre décrite ci-dessus, il serait particulièrement intéressant de caractériser la dynamique et la structure de notre fluide actif (dans les régimes ordonnés et désordonnés) et de comparer avec ce qui est connu des fluides à l'équilibre [93, 105] et des fluides granulaires [89, 91]. Prenons trois exemples :

- La mesure de la fonction de distribution de paires $g(r)$, où r est la distance entre deux particules, permet d'avoir accès à la structure locale moyenne du fluide ainsi qu'à l'équation d'état du fluide [92]. Il semble que la structure locale d'un fluide granulaire est analogue à celle d'un fluide à l'équilibre. Pour un fluide polaire actif dans les régimes ordonnés, l'existence de fluctuations géantes de densité signifie que la structure locale du fluide se modifie significativement. Nous pouvons décrire comment la dynamique propre des SPP influence la structure locale du fluide en mesurant la fonction de distribution de paires pour différentes amplitudes de vibration. Une question sera par exemple de savoir quelle forme l'équation d'état qui relie la pression donnée par le maximum de la fonction de paire, la densité et les fluctuations angulaires de polarité.
- La description de la transition de la phase fluide vers la phase solide est bien comprise dans les fluides à l'équilibre. Qu'en est-il pour notre fluide actif? C'est d'autant plus intéressant que la coexistence entre la phase solide et la phase liquide présente certainement des aspects propres à l'autopropulsion : les particules à l'interface entre les deux phases ne sont pas diffusives! Il suffit que la polarité d'une SPP soit orientée vers l'extérieur d'une cristallite auquel la SPP appartient pour qu'elle se déplace ballistiquement dans le fluide!
- La fraction surfacique critique associée à la transition de blocage d'un système 2D de disques durs monodisperses à l'équilibre à température nulle vaut $\phi_{CP} = 0.907$, *i.e.* la fraction surfacique maximale possible [106]. Au delà de cette valeur, le système a une pression infinie. Existe-t-il une transition du même type dans le cas d'un système de disques monodisperses autopropulsés pour des fluctuations angulaires de polarité nulles? La polarité des disques, comme la polydispersité de disques induit une anisotropie dans le système. Dans le deuxième cas, l'anisotropie est stérique et la fraction surfacique critique de la

transition de blocage est diminuée à une valeur $\phi_{RCP} \approx 0.84$ (appelée *random close packing*) [106]. La question est donc : l'anisotropie dynamique issue de l'autopropulsion induit-elle une diminution de la valeur critique de la transition de blocage d'un système de disques monodisperses autopropulsés ?

Nous avons discuté brièvement dans le chapitre 2 de l'augmentation du coefficient de diffusion grâce à l'autopropulsion des particules, mesurée aussi par Palacci *et al.* [21]. La différence est que nos particules sont sur un substrat et ne se déplacent pas dans un fluide. Nous pouvons cependant réaliser un système modèle de SPP se déplaçant dans un fluide d'ISO. Dans ce cas, cela offre la possibilité de décrire en détail l'impact de la dynamique d'une densité faible de SPP sur le coefficient de diffusion d'un fluide d'ISO. Au delà, nous pouvons tester l'impact des phénomènes collectifs dans la dynamique du fluide d'ISO. Ce serait une première piste pour la description de l'impact des organismes vivants marins dans la dynamique des océans [102] ?

Ces exemples suffisent à convaincre le lecteur de la richesse des phénomènes que l'on peut étudier à partir de notre système expérimental. Evoquons brièvement l'étude possible de trafics de particules autopropulsées dans des géométries différentes telles le canal 1D, le croisement, le raccordement de deux canaux en un seul, etc. Un exemple de géométrie est donné sur la figure 4.22 qui rappelle celle utilisée par Helbing *et al.* [5]. Peut-être une telle étude permettrait-elle de comprendre pourquoi le croisement sur Shibuya à Tokyo a une géométrie si particulière composée de trois voies de passage pour les piétons perpendiculaires les unes aux autres en plus d'une diagonale centrale. Pourquoi donc n'en existe-t-il pas une deuxième ou une quatrième voie qui fermerait les trois autres ?!

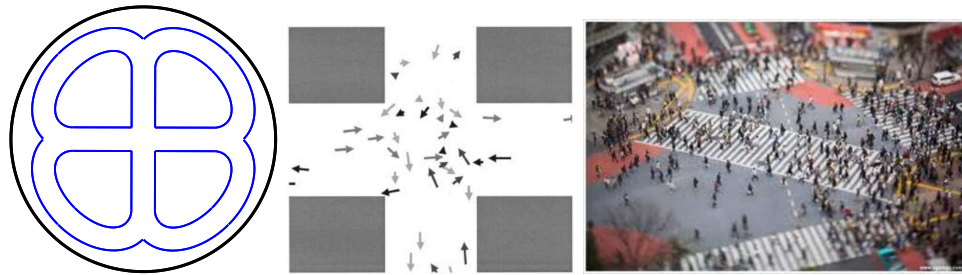


FIGURE 4.22 – **Droite** Dispositif expérimental pour l'étude de la dynamique de SPP au voisinage d'un croisement. Le cercle noir est de diamètre 410 mm. **Milieu** Simulations de la dynamique de piétons dans un croisement [5]. **Gauche** Croisement de Shibuya à Tokyo au Japon (<http://www.agaraga.com>).

Reconversion

Nous espérons avoir convaincu le lecteur que notre dispositif expérimental permet d'aborder des questions fondamentales de la physique statistique hors-équilibre. Il s'agit à présent de le persuader que cette expérience ouvre la voie à d'autres expériences qui dépassent le champ de la physique.

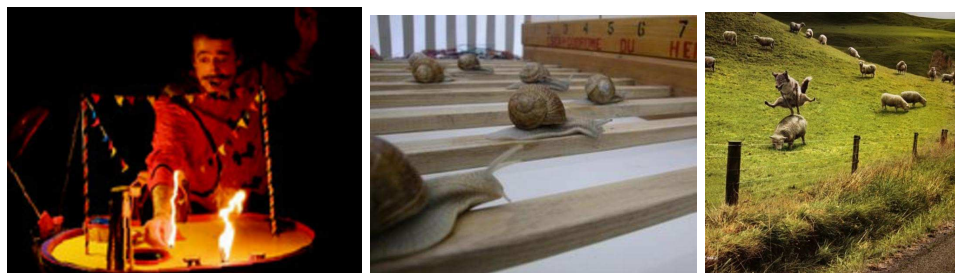


FIGURE 4.23 – **Gauche** Cirque de puces (<http://www.spectacles.fr>). **Milieu** Course d'escargots à la fête de l'escargot d'Osenbach en Alsace (<http://osenbach.pagesperso-orange.fr>). **Droite** Du laxisme dans les troupeaux de moutons (<http://www.loubet.fr>).

- Une expérience d'abord artistique. Rappelons-nous qu'il existait depuis le dix-neuvième siècle des cirques de puces savantes comme l'illustre la figure 4.23. Il ne serait pas difficile de monter le même type d'installation sur notre dispositif expérimental et de faire faire des acrobaties à nos SPP.
- Une expérience financière ensuite. Pourquoi ne pas faire des courses de SPP dans un circuit installé sur notre expérience, comme le font les villageois d'Osenbach au moment de la fête de l'escargot comme l'illustre la figure 4.23 ? Cela aurait l'avantage de pouvoir organiser des paris dont les profits seront reversés à la recherche scientifique ou à la construction de notre cirque de SPP savantes. C'est au choix.
- Et la plus belle des expériences sans doute : une expérience de la nature. Après s'être occupé de nos SPP, il n'est pas invisable de s'occuper de moutons. Il est bien connu qu'il manque de bergers, et malheureusement cela se voit sur la figure 4.23.

Bibliographie

- [1] B. Kessel. A study of the breeding biology of the European starling (*Sturnus vulgaris* L.) in North America. *American Midland Naturalist*, 58(2) :257–331, 1957.
- [2] C.W. Reynolds. Flocks, herds and schools : A distributed behavioral model. In *Proceedings of the 14th annual conference on Computer graphics and interactive techniques*, pages 25–34. ACM, 1987.
- [3] M. Ballerini, N. Cabibbo, R. Candelier, A. Cavagna, E. Cisbani, I. Giardina, V. Lecomte, A. Orlandi, G. Parisi, A. Procaccini, et al. Interaction ruling animal collective behavior depends on topological rather than metric distance : Evidence from a field study. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 105(4) :1232, 2008.
- [4] N.C. Makris, P. Ratilal, D.T. Symonds, S. Jagannathan, S. Lee, and R.W. Nero. Fish population and behavior revealed by instantaneous continental shelf-scale imaging. *Science*, 311(5761) :660, 2006.
- [5] D. Helbing, L. Buzna, A. Johansson, and T. Werner. Self-organized pedestrian crowd dynamics : Experiments, simulations, and design solutions. *Transportation science*, 39(1) :1, 2005.
- [6] D. Helbing. Traffic and related self-driven many-particle systems. *Reviews of modern physics*, 73(4) :1067–1141, 2001.
- [7] C.A. Yates, R. Erban, C. Escudero, I.D. Couzin, J. Buhl, I.G. Kevrekidis, P.K. Maini, and D.J.T. Sumpter. Inherent noise can facilitate coherence in collective swarm motion. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 106(14) :5464, 2009.
- [8] J. Buhl, D.J.T. Sumpter, I.D. Couzin, J.J. Hale, E. Despland, E.R. Miller, and S.J. Simpson. From disorder to order in marching locusts. *Science*, 312(5778) :1402, 2006.
- [9] D. Kaiser. Coupling cell movement to multicellular development in myxobacteria. *Nature Reviews Microbiology*, 1(1) :45–54, 2003.
- [10] L. Jelsbak and L. Sogaard-Andersen. Pattern formation by a cell surface-associated morphogen in *Myxococcus xanthus*. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 99(4) :2032, 2002.

- [11] W.J. Rappel, A. Nicol, A. Sarkissian, H. Levine, and W.F. Loomis. Self-organized vortex state in two-dimensional *Dictyostelium* dynamics. *Physical review letters*, 83(6) :1247–1250, 1999.
- [12] H. Zhang, A. Be’Er, E.L. Florin, and H.L. Swinney. Collective motion and density fluctuations in bacterial colonies. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 107(31) :13626, 2010.
- [13] F. Siegert and C.J. Weijer. Spiral and concentric waves organize multicellular *Dictyostelium* mounds. *Current Biology*, 5(8) :937–943, 1995.
- [14] F.J. Nédélec, T. Surrey, A.C. Maggs, and S. Leibler. Self-organization of microtubules and motors. *Nature*, 389(6648) :305–308, 1997.
- [15] V. Schaller, C. Weber, C. Semmrich, E. Frey, and A.R. Bausch. Polar patterns of driven filaments. *Nature*, 467(7311) :73–77.
- [16] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer, and B. Roulet. Physique statistique. *Hermann, Paris*, page 444, 1989.
- [17] S. Ramaswamy. The Mechanics and Statistics of Active Matter. *Arxiv preprint arXiv :1004.1933*, 2010.
- [18] J.L. Anderson. Colloid transport by interfacial forces. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 21(1) :61–99, 1989.
- [19] J.R. Howse, R.A.L. Jones, A.J. Ryan, T. Gough, R. Vafabakhsh, and R. Golestanian. Self-motile colloidal particles : from directed propulsion to random walk. *Physical review letters*, 99(4) :48102, 2007.
- [20] R. Golestanian, T.B. Liverpool, and A. Ajdari. Propulsion of a molecular machine by asymmetric distribution of reaction products. *Physical review letters*, 94(22) :220801, 2005.
- [21] J. Palacci, C. Cottin-Bizonne, C. Ybert, and L. Bocquet. Sedimentation and effective temperature of active colloidal suspensions. *Phys. Rev. Lett.*, 105(8) :088304, Aug 2010.
- [22] D. Yamada, T. Hondou, and M. Sano. Coherent dynamics of an asymmetric particle in a vertically vibrating bed. *Physical Review E*, 67(4) :40301, 2003.
- [23] W.F. Paxton, K.C. Kistler, C.C. Olmeda, A. Sen, S.K.S. Angelo, Y. Cao, T.E. Mallouk, P.E. Lammert, and V.H. Crespi. Catalytic nanomotors : autonomous movement of striped nanorods. *J. Am. Chem. Soc.*, 126(41) :13424–13431, 2004.
- [24] P. Lazar and H. Riegler. Reversible self-propelled droplet movement : A new driving mechanism. *Physical review letters*, 95(13) :136103, 2005.
- [25] F.D. Dos Santos and T. Ondarcuhu. Free-running droplets. *Physical Review Letters*, 75(16) :2972–2975, 1995.

- [26] M.M. Hanczyc, T. Toyota, T. Ikegami, N. Packard, and T. Sugawara. Fatty Acid Chemistry at the Oil- Water Interface : Self-Propelled Oil Droplets. *J. Am. Chem. Soc.*, 129(30) :9386–9391, 2007.
- [27] S. Dorbolo, D. Volfson, L. Tsimring, and A. Kudrolli. Dynamics of a bouncing dimer. *Physical review letters*, 95(4) :44101, 2005.
- [28] Y. Couder, S. Protiere, E. Fort, and A. Boudaoud. Dynamical phenomena : Walking and orbiting droplets. *Nature*, 437(7056) :208, 2005.
- [29] A. Snezhko, M. Belkin, IS Aranson, and W.K. Kwok. Self-assembled magnetic surface swimmers. *Physical review letters*, 102(11) :118103, 2009.
- [30] C.R. Kube et al. Collective robotics : From social insects to robots. *Adaptive Behavior*, 2(2) :189, 1993.
- [31] H. Gruler, U. Dewald, and M. Eberhardt. Nematic liquid crystals formed by living amoeboid cells. *The European Physical Journal B*, 11(1) :187–192, 1999.
- [32] R. Kemkemer, D. Kling, D. Kaufmann, and H. Gruler. Elastic properties of nematoid arrangements formed by amoeboid cells. *The European Physical Journal E*, 1(2/3) :215–225, 2000.
- [33] G.I. Menon. Active Matter. *Arxiv preprint arXiv :1003.2032*, 2010.
- [34] N. D. Mermin and H. Wagner. Absence of ferromagnetism or antiferromagnetism in one- or two-dimensional isotropic heisenberg models. *Phys. Rev. Lett.*, 17(22) :1133–1136, Nov 1966.
- [35] S. Coleman. There are no Goldstone bosons in two dimensions. *Communications in Mathematical Physics*, 31(4) :259–264, 1973.
- [36] V. Narayan, N. Menon, and S. Ramaswamy. Nonequilibrium steady states in a vibrated-rod monolayer : tetratic, nematic, and smectic correlations. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, 2006 :P01005, 2006.
- [37] V. Narayan, S. Ramaswamy, and N. Menon. Long-lived giant number fluctuations in a swarming granular nematic. *Science*, 317(5834) :105, 2007.
- [38] H. Chaté, F. Ginelli, and R. Montagne. Simple model for active nematics : Quasi-long-range order and giant fluctuations. *Physical review letters*, 96(18) :180602, 2006.
- [39] I.S. Aranson, A. Snezhko, J.S. Olafsen, and J.S. Urbach. Comment on Long-Lived Giant Number Fluctuations in a Swarming Granular Nematic. *Science*, 320(5876) :612c, 2008.
- [40] V. Narayan, S. Ramaswamy, and N. Menon. Response to Comment on Long-Lived Giant Number Fluctuations in a Swarming Granular Nematic. *Science*, 320(5876) :612d, 2008.

- [41] S. Ramaswamy, R.A. Simha, and J. Toner. Active nematics on a substrate : Giant number fluctuations and long-time tails. *EPL (Europhysics Letters)*, 62 :196, 2003.
- [42] S. Mishra and S. Ramaswamy. Active Nematics Are Intrinsically Phase Separated. *Physical review letters*, 97(9) :90602, 2006.
- [43] X.L. Wu and A. Libchaber. Particle diffusion in a quasi-two-dimensional bacterial bath. *Phys. Rev. Lett.*, 84(13) :3017–3020, Mar 2000.
- [44] C. Dombrowski, L. Cisneros, S. Chatkaew, R.E. Goldstein, and J.O. Kessler. Self-concentration and large-scale coherence in bacterial dynamics. *Phys. Rev. Lett.*, 93(9) :098103, Aug 2004.
- [45] A. Sokolov and I.S. Aranson. Reduction of viscosity in suspension of swimming bacteria. *Phys. Rev. Lett.*, 103(14) :148101, Sep 2009.
- [46] A. Sokolov, M.M. Apodaca, B.A. Grzybowski, and I.S. Aranson. Swimming bacteria power microscopic gears. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 107(3) :969, 2010.
- [47] R.P. Feynman, R.B. Leighton, and M. Sands. *The Feynman lectures on physics*, volume 1. Addison Wesley, Reading, Massachusetts, 1963.
- [48] C. Van den Broeck, R. Kawai, and P. Meurs. Microscopic analysis of a thermal brownian motor. *Phys. Rev. Lett.*, 93(9) :090601, Aug 2004.
- [49] R.A. Simha and S. Ramaswamy. Statistical hydrodynamics of ordered suspensions of self-propelled particles : waves, giant number fluctuations and instabilities. *Physica A*, 306(1-4) :262–269, 2002.
- [50] R. Aditi Simha and S. Ramaswamy. Hydrodynamic fluctuations and instabilities in ordered suspensions of self-propelled particles. *Physical review letters*, 89(5) :58101, 2002.
- [51] A. Baskaran and M.C. Marchetti. Statistical mechanics and hydrodynamics of bacterial suspensions. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 106(37) :15567, 2009.
- [52] T.J. Pedley and J.O. Kessler. Hydrodynamic phenomena in suspensions of swimming microorganisms. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 24(1) :313–358, 1992.
- [53] E. Lauga and T.R. Powers. The hydrodynamics of swimming microorganisms. *Reports on Progress in Physics*, 72 :096601, 2009.
- [54] T. Vicsek, A. Czirók, E. Ben-Jacob, I. Cohen, and O. Shochet. Novel type of phase transition in a system of self-driven particles. *Physical Review Letters*, 75(6) :1226–1229, 1995.
- [55] A. Czirók, H.E. Stanley, and T. Vicsek. Spontaneously ordered motion of self-propelled particles. *Journal of Physics A : Mathematical and General*, 30 :1375, 1997.

- [56] K. Binder. *Phase transitions and critical phenomena*, volume 8. Domb and J.L. Lebowitz Eds.(Academic, New York), 1983.
- [57] V. Privman. *Finite size scaling and numerical simulation of statistical systems*. World Scientific Singapore, 1990.
- [58] H. Chaté, F. Ginelli, G. Grégoire, and F. Raynaud. Collective motion of self-propelled particles interacting without cohesion. *Physical Review E*, 77(4) :46113, 2008.
- [59] K. Binder. Applications of Monte Carlo methods to statistical physics. *Reports on Progress in Physics*, 60 :487, 1997.
- [60] J.A. Pimentel, M. Aldana, C. Huepe, and H. Larralde. Intrinsic and extrinsic noise effects on the phase transition of swarming systems and related network models. *Phys. Rev. E*, 77(6) :061138–1, 2008.
- [61] M. Aldana, V. Dossetti, C. Huepe, VM Kenkre, and H. Larralde. Phase transitions in systems of self-propelled agents and related network models. *Physical review letters*, 98(9) :95702, 2007.
- [62] H. Chaté, F. Ginelli, and G. Grégoire. Comment on phase transitions in systems of self-propelled agents and related network models”. *Physical review letters*, 99(22) :229601, 2007.
- [63] G. Baglietto and E.V. Albano. Nature of the order-disorder transition in the Vicsek model for the collective motion of self-propelled particles. *Physical Review E*, 80(5) :50103, 2009.
- [64] F. Ginelli, F. Peruani, M. Bär, and H. Chaté. Large-scale collective properties of self-propelled rods. *Physical Review Letters*, 104(18) :184502, 2010.
- [65] A. Kudrolli, G. Lumay, D. Volfson, and L.S. Tsimring. Swarming and swirling in self-propelled polar granular rods. *Physical review letters*, 100(5) :58001, 2008.
- [66] G. Grégoire, H. Chaté, and Y. Tu. Moving and staying together without a leader. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 181(3-4) :157–170, 2003.
- [67] G. Grégoire and H. Chaté. Onset of collective and cohesive motion. *Physical review letters*, 92(2) :25702, 2004.
- [68] F. Ginelli and H. Chaté. Relevance of Metric-Free, “ Topological” Interactions in Flocking Phenomena. *Arxiv preprint arXiv :1007.1783*, 2010.
- [69] F. Peruani, A. Deutsch, and M. Bär. Nonequilibrium clustering of self-propelled rods. *Physical Review E*, 74(3) :30904, 2006.
- [70] D. Grossman, I.S. Aranson, and E.B. Jacob. Emergence of agent swarm migration and vortex formation through inelastic collisions. *New Journal of Physics*, 10 :023036, 2008.

- [71] J. Schäfer, S. Dippel, and D.E. Wolf. Force schemes in simulations of granular materials. *J. Phys. I France*, 6(5), 1996.
- [72] J. Toner and Y. Tu. Long-range order in a two-dimensional dynamical XY model : How birds fly together. *Physical Review Letters*, 75(23) :4326–4329, 1995.
- [73] J. Toner and Y. Tu. Flocks, herds, and schools : A quantitative theory of flocking. *Physical Review E*, 58(4) :4828–4858, 1998.
- [74] J. Toner, Y. Tu, and S. Ramaswamy. Hydrodynamics and phases of flocks. *Annals of Physics*, 318(1) :170–244, 2005.
- [75] L'exposant associé aux fluctuations géantes de densité dérive des calculs réalisés dans [72, 73, 74], le lecteur non satisfait de cette explication pourra contacter les auteurs qui se feront un plaisir de répondre.
- [76] E. Bertin, M. Droz, and G. Grégoire. Boltzmann and hydrodynamic description for self-propelled particles. *Physical Review E*, 74(2) :22101, 2006.
- [77] E. Bertin, M. Droz, and G. Grégoire. Hydrodynamic equations for self-propelled particles : microscopic derivation and stability analysis. *Journal of Physics A : Mathematical and Theoretical*, 42 :445001, 2009.
- [78] L. Boltzmann and M. Brillouin. *Leçons sur la théorie des gaz*. Gauthier-Villars, 1902.
- [79] T. Ihle. Kinetic Theory of Flocking : Derivation of Hydrodynamic Equations. *Arxiv preprint arXiv :1006.1825*, 2010.
- [80] A. Baskaran and M.C. Marchetti. Hydrodynamics of self-propelled hard rods. *Physical Review E*, 77(1) :11920, 2008.
- [81] A. Baskaran and M.C. Marchetti. Enhanced diffusion and ordering of self-propelled rods. *Physical Review Letters*, 101(26) :268101, 2008.
- [82] A. Baskaran and M.C. Marchetti. Nonequilibrium statistical mechanics of self-propelled hard rods. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, 2010 :P04019, 2010.
- [83] A. Kudrolli. Concentration dependent diffusion of self-propelled rods. *Phys. Rev. Lett.*, 104(8) :088001, Feb 2010.
- [84] H.M. Jaeger, S.R. Nagel, and R.P. Behringer. Granular solids, liquids, and gases. *Reviews of Modern Physics*, 68(4) :1259–1273, 1996.
- [85] M. Gdr. On dense granular flows. *The European physical journal. E, Soft matter*, 14(4) :341, 2004.
- [86] P.P. Cortet, D. Bonamy, F. Daviaud, O. Dauchot, B. Dubrulle, and M. Renouf. Relevance of visco-plastic theory in a multi-directional inhomogeneous granular flow. *EPL (Europhysics Letters)*, 88 :14001, 2009.

- [87] I.S. Aranson and L.S. Tsimring. Patterns and collective behavior in granular media : Theoretical concepts. *Reviews of modern physics*, 78(2) :641–692, 2006.
- [88] J.S. Olafsen and J.S. Urbach. Clustering, order, and collapse in a driven granular monolayer. *Physical Review Letters*, 81(20) :4369–4372, 1998.
- [89] P.M. Reis, R.A. Ingale, and M.D. Shattuck. Forcing independent velocity distributions in an experimental granular fluid. *Physical Review E*, 75(5) :51311, 2007.
- [90] Y.H. Taguchi and H. Takayasu. Power law velocity fluctuations due to inelastic collisions in numerically simulated vibrated bed of powder. *EPL (Europhysics Letters)*, 30 :499, 1995.
- [91] P.M. Reis, R.A. Ingale, and M.D. Shattuck. Crystallization of a quasi-two-dimensional granular fluid. *Physical review letters*, 96(25) :258001, 2006.
- [92] N.F. Carnahan and K.E. Starling. Equation of state for nonattracting rigid spheres. *The Journal of Chemical Physics*, 51 :635, 1969.
- [93] J.L. Barrat and J.P. Hansen. *Basic concepts for simple and complex liquids*. Cambridge Univ Pr, 2003.
- [94] I.S. Aranson, D. Volfson, and L.S. Tsimring. Swirling motion in a system of vibrated elongated particles. *Physical Review E*, 75(5) :51301, 2007.
- [95] J. Galanis, D. Harries, D.L. Sackett, W. Losert, and R. Nossal. Spontaneous patterning of confined granular rods. *Physical review letters*, 96(2) :28002, 2006.
- [96] P. Langevin. Sur la théorie du mouvement brownien. *CR Acad. Sci. Paris*, 146(530-533), 1908.
- [97] R. Brown. XXVII. A brief account of microscopical observations made in the months of June, July and August 1827, on the particles contained in the pollen of plants; and on the general existence of active molecules in organic and inorganic bodies. *Philosophical Magazine Series 2*, 4(21) :161–173, 1828.
- [98] J. Perrin. Brownian motion and molecular reality. In *Annales de Chimie et de Physique*, volume 18, pages 5–114, 1909.
- [99] R. Garcia, F. Moss, A. Nihongi, J.R. Strickler, S. Göller, U. Erdmann, L. Schimansky-Geier, and I.M. Sokolov. Optimal foraging by zooplankton within patches : the case of Daphnia. *Mathematical biosciences*, 207(2) :165–188, 2007.
- [100] B. ten Hagen, S. van Teeffelen, and H. Löwen. Non-Gaussian behaviour of a self-propelled particle on a substrate. *Condensed Matter Physics*, 12(4) :725–738, 2009.

- [101] Y. Han, A.M. Alsayed, M. Nobili, J. Zhang, TC Lubensky, and AG Yodh. Brownian motion of an ellipsoid. *Science*, 314(5799) :626, 2006.
- [102] W.H. Munk. Abyssal recipes* 1. In *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, volume 13, pages 707–730. Elsevier, 1966.
- [103] J.L. Thiffeault and S. Childress. Stirring by swimming bodies. *Physics Letters A*, 2010.
- [104] D. Das and M. Barma. Particles sliding on a fluctuating surface : phase separation and power laws. *Physical Review Letters*, 85(8) :1602–1605, 2000.
- [105] U. Balucani and M. Zoppi. *Dynamics of the liquid state*. Oxford University Press, USA, 1994.
- [106] M. Hecke. Jamming of soft particles : geometry, mechanics, scaling and isostaticity. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 22 :033101, 2010.

Collective Motion of Vibrated Polar Disks

Julien Deseigne, Olivier Dauchot, and Hugues Chaté

Service de Physique de l'Etat Condensé, CEA-Saclay, URA 2464 CNRS, 91191 Gif-sur-Yvette, France
(Received 9 April 2010; revised manuscript received 30 June 2010; published 23 August 2010)

We experimentally study a monolayer of vibrated *disks* with a built-in polar asymmetry which enables them to move quasiballistically on a large persistence length. Alignment occurs during collisions as a result of self-propulsion and hard core repulsion. Varying the amplitude of the vibration, we observe the onset of large-scale collective motion and the existence of giant number fluctuations with a scaling exponent in agreement with the predicted theoretical value.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.098001

PACS numbers: 45.70.-n, 05.65.+b

The recent surge of theoretical and numerical activity about the collective properties of interacting self-propelled particles has produced some striking results, even in the simplest situations where local alignment, the only interaction, is competing with some noise: for instance, true long-range order may arise in two dimensions, yielding collectively-moving ordered phases endowed with generic long-range correlations and anomalous “giant” number fluctuations [1–4]. Despite the ubiquity of the collective motion observed at all scales in more or less complex situations ranging from the cooperative action of molecular motors [5], the collective displacement of cells [6], to the behavior of large animal, human, or robot groups [7], there is, as of now, a lack of well-controlled experiments to which this theoretical progress can be seriously confronted. Indeed, working with large animal groups usually implies that experiments are just observations, with the unavoidable difficulties to track trajectories and without much of a control parameter to vary [8]. Similarly, experiments on living cells (during development or wound healing or within bacteria and amoeba colonies) often involve the presence of external (chemical) gradients, genetic factors, etc., which are hard to evaluate and known to have a possibly strong influence. There is, hence, a crucial need for *model experiments* using man-made objects with rather well understood interactions. Swimmers [9] (from chemically-powered nanorods to microscopic and macroscopic size mechanical devices) offer an interesting direction but the intrinsically long-range nature of hydrodynamic interactions may appear as an unnecessary complication. In this context, vibrated, dry, inert, “granular” particles appear as an attractive case where much control can be exerted on the system, in the absence of long-range interactions or unwanted additional features, so that the onset of collective motion would then be a bona fide spontaneous symmetry breaking phenomenon.

Various objects can be set in fairly regular motion on a flat surface when vibrated properly: Yamada, Hondou, and Sano were pioneers in demonstrating that an axisymmetric polar object vibrated between two plates can move quasiballistically [10]. At the collective level, Kudrolli's group

studied the behavior of polar rods [11] and, more recently, of short snakelike chains [12], but was unable to observe genuine long-range orientational order, i.e., collective motion. A few other works have dealt with the collective properties of shaken elongated apolar particles (a realization of so-called “active nematics liquid crystals”) [13], but there no net collective motion is expected anyway.

Thus, to our knowledge, no well-controlled experiment has produced a fluctuating, collectively moving ordered phase of the type frequently observed in simple numerical models. This may be just due to the scarcity of attempts, but recent results might provide a deeper reason: it was found that self-propelled particles with apolar (nematic) alignment interactions cannot give rise to polar order, i.e., to collective motion [14]. (They may give rise, however, to nematic order.) The few experiments mentioned above all dealt with elongated objects (“self-propelled rods”), and fall into this class because of their shape.

In this Letter, we report on experiments conducted on vibrated *disks* with a built-in polar asymmetry which enables them to move coherently [Fig. 1]. The isotropic shape of the particles prevents strong nematic alignment. On the contrary, we shall see that polar alignment is favored as an effective result of hard core repulsion and polar motion. Varying the amplitude of the vibration, we observe the onset of large-scale collective motion and the existence of giant number fluctuations with a scaling exponent in agreement with the predicted theoretical value. We discuss the difficulties in characterizing collective motion in a finite domain and the possible key differences with the simple models usually considered at the theoretical level.

Experiments with shaken granular particles are notoriously susceptible to systematic deviations from pure vertical vibration [15]. We use a 110 mm thick truncated cone of expanded polystyrene sandwiched between two nylon disks. The top disk (diameter 425 mm) is covered by a glass plate on which lay the particles. The bottom one (diameter 100 mm) is mounted on the slider of a stiff square air-bearing (C40-03100-100254, IBSPE), which provides virtually friction-free vertical motion and submicron amplitude residual horizontal motion. The vertical

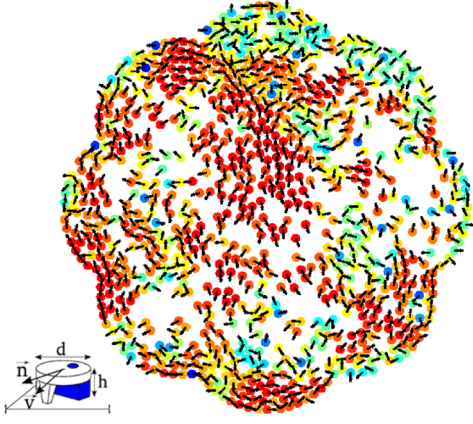


FIG. 1 (color online). Collective motion of self-propelled disks. Bottom left panel: a sketch of our polar particles. Main panel: a snapshot of an ordered regime observed in our flower-shape domain. The dark gray reveals the local alignment between particles {both perfect alignment [light grey (red)] and perfect antialignment [dark grey (blue)]}. The intrinsic polarity of the particles is indicated by the black arrows.

alignment is controlled by set screws. The vibration is produced with an electromagnetic servo-controlled shaker (V455/6-PA1000L,LDS), the accelerometer for the control being fixed at the bottom of the top vibrating disk, embedded in the expanded polystyren. A 400 mm long brass rod couples the air-bearing slider and the shaker. It is flexible enough to compensate for the alignment mismatch, but stiff enough to ensure mechanical coupling. The shaker rests on a thick wooden plate ballasted with 460 kg of lead bricks and isolated from the ground by rubber mats (MUSTshock $100 \times 100 \times EP5$, Musthane). We have measured the mechanical response of the whole setup and found no resonances in the window 70–130 Hz. Here, we use a sinusoidal vibration of frequency $f = 115$ Hz and vary the relative acceleration to gravity $\Gamma = 2\pi af^2/g$. The vibration amplitude a at a peak acceleration of $1 g$ at this frequency is $25 \mu\text{m}$. Using a triaxial accelerometer (356B18,PCB Electronics), we checked that the horizontal to vertical ratio is lower than 10^{-2} and that the spatial homogeneity of the vibration is better than 1%.

Our polar particles are micro-machined copper-beryllium disks (diameter $d = 4$ mm) with an off-center tip and a glued rubber skate located at diametrically opposite positions [Fig. 1]. These two “legs,” which have different mechanical response under vibration, endow the particles with a polar axis which can be determined from above thanks to a black spot located on their top. Under proper vibration, they can be set in directed motion (see below). Of total height $h = 2.0$ mm, they are sandwiched between two thick glass plates separated by a gap of $H = 2.4$ mm. We also used, to perform “null case experiments,” plain rotationally invariant disks (same metal, diameter, and height), hereafter called the “symmetric” particles. We laterally confined the particles in a flower-shaped arena of internal diameter $D = 160$ mm [Fig. 1].

The petals avoid the stagnation and accumulation of particles along the boundaries as reported, for instance, in [11] by “reinjecting” them into the bulk. A CCD camera with a spatial resolution of 1728×1728 pixels and standard tracking software is used to capture the motion of the particles at a frame rate of 20 Hz. In the following, the unit of time is set to be the period of vibration and the unit length is the particle diameter. Within these units, the resolution on the position \vec{r} of the particles is better than 0.1, that on the orientation \vec{n} is of the order of 0.05 rad and the lag separating two images is $\tau_0 = 5.75$. Measuring the long-time averaged spatial density map (for various numbers of particles), we find that this density field slightly increases near the boundaries, but is constant to a few percent in a region of interest (ROI) of diameter $20d$. This provides an additional check of the spatial homogeneity of our setup.

We first performed experiments with 50 particles, i.e., at a surface fraction small enough so that collisions are rare and the individual dynamics can be investigated. For large acceleration, the polar particles describe random-walk-like trajectories with short persistence length. Decreasing Γ , they show more and more directed motion, and the persistence length quickly exceeds the system size. This is in contrast with the symmetric particles which retain the same shortly correlated individual walk dynamics for all Γ values [Figs. 2(a) and 2(b)].

More precisely, individual velocities $\vec{v}_i(t) \equiv [\vec{r}_i(t + \tau_0) - \vec{r}_i(t)]/\tau_0$ measured within the ROI have a well-defined most probable or mean value $v_{\text{typ}} \approx 0.025$

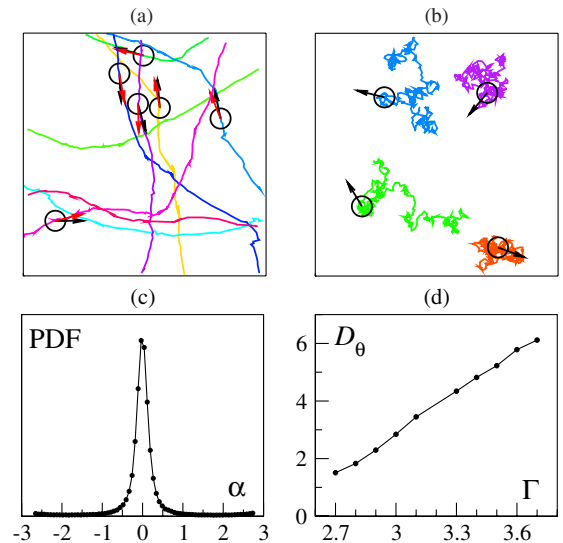


FIG. 2 (color online). Individual dynamics for $\Gamma = 2.7$. (a) Typical portions of polar particles trajectories inside the ROI. Black and grey (red) arrows indicate \vec{v}_i^t and \vec{n}_i^t at selected times. The domain area is about $15 \times 15d$. (b) The same for symmetric particles. (c) Probability distribution function (PDF) with counterpropagating waves with a common linear polarization of α , the angle between \vec{v}_i^t and \vec{n}_i^t . (d) Variation of angular diffusion coefficient D_θ with Γ .

which changes by only 6% over the interval $\Gamma \in [2.7, 3.7]$ (not shown). For smaller values of Γ the velocity decreases suddenly and the particles come to an almost complete stop around $\Gamma = 2.4$. The local displacements of our polar particles are overwhelmingly taking place along $\vec{n}_i(t)$, their instantaneous polarity [Fig. 2(c)]. The distribution of the angle $\theta_i(t, t + \tau_0)$ by which they turn during an interval τ_0 [defined using the polarity $\vec{n}_i(t)$] is an exponential distribution of zero-mean and variance $2D_\theta/\tau_0$. The angular diffusion constant D_θ decreases fast and linearly for $\Gamma \in [2.7, 3.7]$ [Fig. 2(d)]. In contrast again, D_θ is about 1 order of magnitude larger for our isotropic particles, and varies little with Γ (not shown). A persistence length can then be defined as $\xi = \frac{1}{2} \pi^2 v_{\text{typ}}/D_\theta$ (i.e., the length traveled over the time needed to turn by π , assuming a constant speed v_{typ}). Its typical value decreases from above 100 for $\Gamma = 2.7$ to around 20 for $\Gamma = 3.7$ whereas it stays around 1 for the symmetric particles.

We now turn to the collective dynamics of our polar particles. As seen above, the relative acceleration Γ has a strong influence on their individual dynamics, controlling the persistence length of their trajectories via the angular diffusion constant D_θ . During collisions, they typically bounce against each other several times, yielding, on average, some degree of polar alignment [Fig. 3]. All this is reminiscent of Vicsek-like models, for which one of the main control parameters is the strength of the angular noise competing with the alignment interaction [3,4]. Thus Γ is not only an easy control parameter, but also a natural one, which we use in the following. The surface fraction ϕ of particles is another natural control parameter in collective motion and granular media studies, but it is somewhat more tedious to vary, and, more importantly, one should avoid to deal with too few, respectively, too many, particles in order to prevent loss of statistical quality, respectively, jamming effects. Below, we present results obtained with $N = 890$ particles, which gives a surface fraction $\phi \simeq 0.38$ in the ROI where an average of 160 particles (slightly dependent on Γ) is found. Similar results were obtained at nearby densities. To characterize orientational order, we use the modulus of the average velocity-defined polarity $\Psi(t) = |\langle \vec{u}_i(t) \rangle|$ where $\vec{u}_i(t)$ is the unit vector along $\vec{v}_i(t)$ and the average is overall particles inside the ROI at time t [16].

At low Γ values, for which the directed motion of our polar particles is most persistent, we observe spectacular large-scale collective motion, with jets and swirls as large as the system size [Fig. 1 and [17]]. Of course, because our boundary conditions are not periodic, the collective motion observed is not sustained at all times. Large moving clusters form, then breakdown, etc., As a result, the time series of the order parameter Ψ presents strong variations, but can take a rather well-defined order one value for long periods of time [Fig. 4(a)]. At high Γ values (large noise) no large-scale ordering is found. Decreasing Γ , the PDF of Ψ becomes wider and wider, with a mean and a most prob-

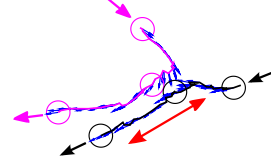


FIG. 3 (color online). Trajectories of two particles “during” a collision: they first collide almost head on, but repeated contacts [all along the grey (red) double-headed arrow] finally leave them almost aligned, despite their isotropic shape.

able value increasing sharply [Figs. 4(b) and 4(c)]. Note that the most probable value corresponds, at small Γ , to the plateau value found in time series of Ψ . Thus, we observe the clear emergence of long-range orientational order over the range of usable Γ values. In contrast, the same experiments realized with our symmetric particles do not give rise to any collective motion [Fig. 4(c)], which ultimately indicates that our observations with polar particles are not due to some residual large-scale component of our shaking apparatus [15].

Unfortunately, we could not observe the saturation of the order parameter expected deep in the ordered phase, because the “self-propulsion” of our polar particles deteriorates for $\Gamma \lesssim 2.7$. Nevertheless, large Ψ values were observed, signalling that our lowest usable Γ values are already in the ordered phase, albeit not quite surely out of the critical-transitional region. We thus investigate the emergence of the so-called “giant number fluctuations” (GNF) which have been shown theoretically and numerically to be a landmark of orientationally ordered phases for active particles [1,2]. To this aim, we recorded, along time, the number $n(t)$ of particles present in boxes of various sizes located within the ROI. GNF are characterized by the

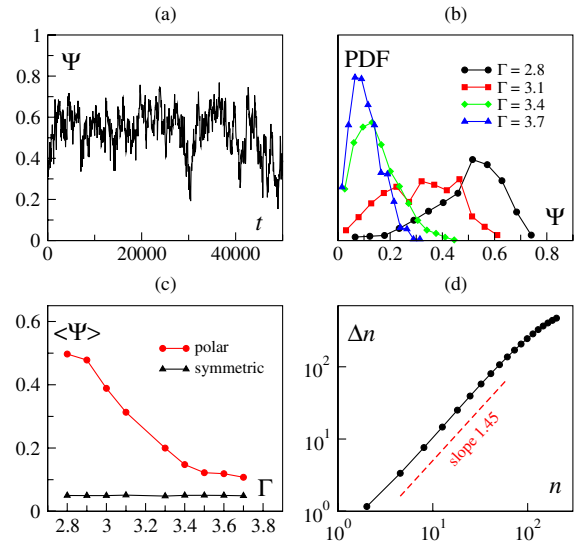


FIG. 4 (color online). Collective dynamics. (a) Time series of order parameter Ψ at $\Gamma = 2.8$. (b) PDF (lin-lin) of $\Psi(t)$ at various Γ values. (c) $\langle \Psi \rangle$ vs Γ for polar and symmetric particles. (d) Δn vs n at $\Gamma = 2.8$.

fact that the variance Δn of this number scales faster than the mean n . This is indeed what we find: over a range of scales, Δn grows like n^α with $\alpha \sim 1.45 \pm 0.05$. For larger scales, one feels the finite system size and Δn levels off. In fact, according to the prediction derived from the work of Tu and Toner [18] and confirmed in simulations [4], this number should be 1.6. Thus our finding is quite consistent with the predicted value, all the more so since α is expected to converge from below as the system size increases [2]. Although this will require confirmation by experiments performed in larger dishes, this result constitutes the first experimental evidence for GNF in collections of polar active particles [19].

To summarize, we have shown that shaken particles with a polarity not related to their shape can exhibit collective motion on scales or the order of the domain in which they evolve. In the most ordered regimes reachable, we recorded giant number fluctuations with a scaling exponent consistent with that of polar active phases.

That we observe dominant *polar* order is worth discussing. On one hand it was recently shown that if their alignment interaction is *nematic*, polar particles cannot order polarly and only nematic order arises [14]. However self-propulsion enhances polar correlations and this nematic order is made of polar packets [20], which could dominate the global order in a small domain such as our ROI. On the other hand, preliminary studies of the somewhat unusual collisions which often consist of series of repeated shocks [Fig. 3] reveal a systematic bias in favor of polar alignment in line with [21]. Whether such a bias could drive the transition towards polar order is still theoretically an open question. It is not clear at this point in what class our system falls.

In Vicsek-style models (and their continuous descriptions) no GNF proper exist near the transition, where high-order, high-density bands emerge [4,22]. Here, we found GNF in our most-ordered regimes, with approximately the expected exponent. But it is impossible, at this stage, to disentangle fluctuations due to the proximity of the transition, those due to the frustration induced by our boundaries (which would break bands), and “genuine” GNF. Also, further complications could arise from the influence of the near-jammed clusters forming when order sets in. From that perspective, our results pave the way for the study of jamming in active matter.

Thus performing experiments in larger domains and investigating deeper into the ordered phase is of utmost importance. Very recent results obtained in a twice larger system indicate an anomalous density fluctuation exponent even closer to the theoretical value. More work is under progress.

We thank M. Van Hecke for advice in the design of our system, V. Padilla and C. Gasquet for technical assistance, and E. Bertin for enlightening discussions. This work was supported by the French ANR project DyCoAct.

- [1] J. Toner, Y. Tu, and S. Ramaswamy, *Ann. Phys. (N.Y.)* **318**, 170 (2005); J. Toner and Y. Tu, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4326 (1995); *Phys. Rev. E* **58**, 4828 (1998).
- [2] S. Ramaswamy, R. A. Simha, and J. Toner, *Europhys. Lett.* **62**, 196 (2003); H. Chaté, F. Ginelli, and R. Montagne, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 180602 (2006).
- [3] T. Vicsek *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1226 (1995).
- [4] H. Chaté *et al.*, *Phys. Rev. E* **77**, 046113 (2008); G. Grégoire and H. Chaté, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 025702 (2004).
- [5] See, e.g., F.J. Nédélec *et al.*, *Nature (London)* **389**, 305 (1997); F. Ziebert *et al.*, *Eur. Phys. J. E* **28**, 401 (2009); J. Kierfeld *et al.*, *Eur. Phys. J. Special Topics* **157**, 123 (2008).
- [6] L. Jelsbak and L. Sogaard-Andersen, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **99**, 2032 (2002); D. Kaiser, *Nat. Rev. Microbiol.* **1**, 45 (2003).
- [7] See, e.g., J. Buhl *et al.*, *Science* **312**, 1402 (2006); D. Helbing, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 1067 (2001); R. Gross and M. Dorigo, *Adaptive Behavior* **16**, 285 (2008).
- [8] One notable step in the right direction was taken by the StarFlag project. See M. Ballerini *et al.*, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **105**, 1232 (2008).
- [9] See, e.g., E. Lauga and T.R. Powers, *Rep. Prog. Phys.* **72**, 096601 (2009); A. Baskaran and M.C. Marchetti, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **106**, 15567 (2009).
- [10] D. Yamada, T. Hondou, and M. Sano, *Phys. Rev. E* **67**, 040301 (2003).
- [11] A. Kudrolli *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 058001 (2008).
- [12] A. Kudrolli, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 088001 (2010).
- [13] V. Narayan, S. Ramaswamy, and N. Menon, *Science* **317**, 105 (2007); **320**, 612d (2008); J. Galanis *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 028002 (2006).
- [14] A. Baskaran and M. C. Marchetti, *Phys. Rev. E* **77**, 011920 (2008); *Phys. Rev. Lett.* **101**, 268101 (2008); F. Ginelli *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 184502 (2010).
- [15] I. S. Aranson, D. Volfson, and L. S. Tsimring, *Phys. Rev. E* **75**, 051301 (2007); I. S. Aranson *et al.*, *Science* **320**, 612c (2008).
- [16] Using \vec{u} and not \vec{n} allows to calculate the same quantity for both polar and symmetric particles. For the polar particles, using \vec{n} yields similar results.
- [17] See supplementary material at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.105.098001> for a movie.
- [18] J. Toner (private communication).
- [19] Kudrolli *et al.* measured number fluctuations in [11] and found weak departure from the normal case $\alpha = 1$, and effective scaling in agreement with the value $\alpha = \frac{7}{6}$ communicated to them by J. Toner. But J. Toner now recognizes that he made a mistake and that the correct value is $\alpha = \frac{8}{5}$ [18]. We believe the weakly anomalous fluctuations reported in [11] stem from the fact that no long-range order was observed in their system.
- [20] F. Peruani, A. Deutsch, and M. Bär, *Phys. Rev. E* **74**, 030904 (2006).
- [21] D. Grossman, I. S. Aranson, and E. Ben Jacob, *New J. Phys.* **10**, 023036 (2008).
- [22] E. Bertin, M. Droz, and G. Grégoire, *Phys. Rev. E* **74**, 022101 (2006); *J. Phys. A* **42**, 445001 (2009).

Résumé : Les mouvements collectifs observés dans la nature, tels les nuées d'étourneaux ou les bancs de poissons, peuvent être décrits dans le cadre d'un nouveau type de matière condensée fondamentalement hors d'équilibre : la matière active polaire. Elle est constituée de particules, dites polaires, capables d'utiliser de l'énergie qu'on leur injecte pour se mouvoir dans une direction propre. Nous avons réalisé un système bidimensionnel de disques polaires soumis à une vibration homogène qui n'interagissent que par contact. Ces disques se comportent comme des marcheurs aléatoires, dont les trajectoires présentent une longueur de persistance grande devant leur taille et contrôlée par les fluctuations angulaires de la polarité des disques. Les modes d'alignement résultant du couplage entre la persistance du mouvement et l'interaction de coeur dur entre les particules sont complexes. En particulier, nous observons que seules 10% des collisions se traduisent par un alignement effectif de type ferromagnétique. Pourtant, nous observons l'émergence de mouvements collectifs spontanés au sein du système caractérisés par des fluctuations géantes de densité. Ces résultats montrent la robustesse de l'ordre polaire observé dans les modèles théoriques et numériques de la matière active polaire 2D sur substrat.

Mots-clés : Physique statistique hors-équilibre, matière active, milieu granulaire, mouvements collectifs, polarité, alignement, fluctuations géantes de densité.

Abstract : Collective motion, such as flocks of birds or shoals of fish, is ubiquitous in nature. Physicists describe such fundamentally out-of-equilibrium phenomena with the new conceptual background of polar active matter. It is a system of polar particles, *i.e.* enable to use provided energy in order to move in their own directions. We have set up an 2D experimental system of vibrated polar disks that interact only by contact. These disks behave as random walkers, whose trajectories are characterized by a persistence length greater than their size and controlled by the angular fluctuations of their polarity. The interplay between the hard-core repulsion and the persistence of the motion leads to complex alignment modes. For instance, only 10% of the binary collisions correspond to an effective ferromagnetic alignment. Yet, we have observed spontaneous collective motion inside the system characterized by giant fluctuations of density. These results reveal the robustness of the polar order observed in theoretical and numerical models of 2D polar active matter on substrate.

Keywords : Out-of-equilibrium statistical physics, active matter, granular medium, collective motion, polarity, alignment, giant fluctuations of density.