



HAL
open science

Couplages particules/turbulence dans un écoulement tourbillonnaire et fortement ensemené

Jérémy Vessaire

► **To cite this version:**

Jérémy Vessaire. Couplages particules/turbulence dans un écoulement tourbillonnaire et fortement ensemené. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université de Lyon, 2019. Français. NNT : 2019LYSEN074 . tel-02639695

HAL Id: tel-02639695

<https://theses.hal.science/tel-02639695v1>

Submitted on 28 May 2020

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.



Numéro National de Thèse : 2019LYSEN074

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée par
l'École Normale Supérieure de Lyon

École Doctorale N°52
Physique et Astrophysique de Lyon (PHAST)

Spécialité de doctorat : Physique

Soutenue publiquement le 13/12/2019, par :

Jérémy VESSAIRE

**Couplages particules/turbulence dans un
écoulement tourbillonnaire fortement ensemené**

Devant le jury composé de :

UHLMANN, Markus	Professeur	Karlsruhe Inst. of Technology	Rapporteur
CARTELLIER, Alain	Directeur de recherche	Univ. Grenoble Alpes	Rapporteur
GUZZELLI, Elisabeth	Directrice de recherche	Univ. Paris Diderot	Examinatrice
ROIG, Véronique	Professeure	Univ. Toulouse - Paul Sabatier	Examinatrice
NASO, Aurore	Chargée de recherche	Univ. Lyon - EC de Lyon	Examinatrice
VIDAL, Valérie	Chargée de recherche	ENS de Lyon	Examinatrice
BOURGOIN, Mickaël	Directeur de recherche	ENS de Lyon	Directeur de thèse
VOLK, Romain	Maître de conférences	ENS de Lyon	Co-Directeur de thèse

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	1
0.1 L'importance des écoulements à particules	1
0.2 Introduction à la turbulence	3
0.2.1 L'équation de Navier-Stokes	3
0.2.2 Les échelles de la turbulence	4
0.2.3 Quelques considérations sur l'injection d'énergie	5
0.2.4 Quelques considérations sur les échelles inertielles	6
0.3 Couplages fluide-particules : dynamique d'une particule	8
0.3.1 Description qualitative	8
0.3.2 Dynamique d'une particule individuelle (limite de particule ponctuelle)	9
0.3.3 Les différents couplages dans le cas multi-particulaire	10
0.3.4 Des résultats existants souvent contradictoires	13
0.4 Conclusion	14
1 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	17
1.1 Introduction	17
1.2 L'écoulement de Von Kármán : la boîte à tornade	18
1.2.1 Boîte à turbulence	18
1.3 Les particules	19
1.3.1 Particules inertielles	19
1.3.2 Grosses billes légèrement inertielles	21
1.4 Dispositifs et description des méthodes et mesures utilisées	21
1.4.1 Mesures optiques (I) : profils de concentration locaux et globaux	21
1.4.2 Mesure Globale : Puissance mécanique injectée	24
1.4.3 Fluctuations de pression	27
1.4.4 Mesures optiques (II) : Vélocimétrie Laser Doppler (LDV : Laser Doppler Velocimetry)	30
2 RESUSPENSION DE PARTICULES LÉGÈREMENT INERTIELLES DANS UN ÉCOULEMENT DE VON KÁRMÁN VERTICAL À UN DISQUE	33
2.1 Introduction, description du problème	34
2.2 Méthode : suivi de particules par ombroscopie	35
2.3 Caractéristiques de l'écoulement	35
2.4 Distribution spatiales des particules	37
2.4.1 Observations	37
2.5 Conclusion	42
3 EXPLORATION DE LA DISTRIBUTION SPATIALE DE PARTICULES DANS UN ÉCOULEMENT VERTICAL DE VON KÁRMÁN	45
3.1 Introduction	45
3.2 Première approche : analyse qualitative	46
3.3 Profils de concentrations locaux	51

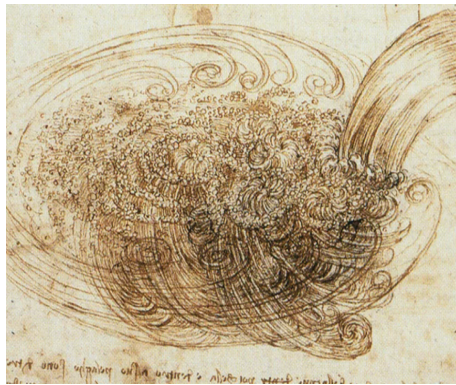
3.3.1	Paramètres et méthode	52
3.3.2	Analyse de séries temporelles de concentrations	53
3.3.3	Profils verticaux moyens	54
3.4	Conclusion	61
4	MODULATION DE LA TURBULENCE (I) : MESURES GLOBALES	63
4.1	Introduction	63
4.2	Puissance injectée dans l'écoulement monophasique de référence	64
4.2.1	Rappel sur le lien entre la puissance et la vitesse en régime pleinement turbulent	64
4.2.2	Mesures de la puissance injectée en écoulement monophasique	66
4.3	Puissance injectée dans l'écoulement diphasique	67
4.3.1	Retour sur la loi $\varepsilon_{inj} \propto \Omega^3$ pour le cas diphasique	67
4.3.2	Effet de la suspension sur la puissance totale injectée \mathcal{P}_{inj}	69
4.3.3	Effet de la suspension sur la puissance injectée par unité de masse ε_{inj}	70
4.4	Conclusions	72
5	MODULATION DE LA TURBULENCE (II) : MESURES MULTI-ÉCHELLES	75
5.1	Introduction	75
5.2	Mesures de pression dans l'écoulement monophasique de référence	77
5.2.1	PDFs des fluctuations de pression	77
5.2.2	Etude de la variance de pression	79
5.2.3	Lien entre les fluctuations de pression et de vitesse	80
5.2.4	Analyse spectrale des fluctuations de pression	81
5.3	Etude des fluctuations de pression en régime diphasique	82
5.3.1	Retour sur la loi $p' \propto \Omega^2$ dans le cas diphasique	83
5.3.2	Etude multi-échelle de l'impact de la suspension	85
5.4	Conclusion & Perspectives	87
6	DYNAMIQUE D'UN JET IMPACTANT UN LIT GRANULAIRE IMMERGÉ ET CONFINÉ	91
6.1	Introduction	92
6.2	Système expérimental & Méthode	96
6.2.1	Description de la cellule de Hele-Shaw	96
6.2.2	Méthodes de mesures : <i>Shadow-Particle Image Velocimetry</i> (S-PIV)	97
6.2.3	Protocole expérimental	97
6.2.4	Observations	98
6.3	Stability of a liquid jet impinging a confined saturated soil	98
6.3.1	Abstract	98
6.3.2	Article	99
6.3.3	Supplemental material	105
6.4	Résultats complémentaires : étude de la morphologie du cratère	106
6.5	Conclusion & Perspectives	108
	CONCLUSION & PERSPECTIVES	109
	CONCLUSION	109
	BIBLIOGRAPHIE	113

A	MÉTHODE DE SUIVI LAGRANGIEN DE PARTICULES (LAGRANGIAN PARTICLE TRACKING-LTV)	121
B	ARTICLE - SÉDIMENTATION D'UNE SUSPENSION PARAMAGNÉTIQUE	125

INTRODUCTION

0.1 L'IMPORTANCE DES ÉCOULEMENTS À PARTICULES

Au quotidien, nous rencontrons de nombreuses situations où des particules sont transportées par un fluide. Celles-ci sont tellement fréquentes que nous les trouvons banales, ordinaires voire insignifiantes... Pourtant, rares sont les personnes qui n'ont pas porté leur regard sur les volutes de fumées de cigarettes, la fumée des cheminées, les tourbillons qui succèdent une cascade, les piles des ponts au-dessus d'un cours d'eau ou les vacillements de la flamme d'une bougie, pour ne citer que des exemples naturels. Le fluide est parfois le siège de nombreux tourbillons agités et désordonnés : il est alors *turbulent*.



(a)



(b)

FIGURE 1 – (a)- Schéma d'un écoulement turbulent par Leonardo de Vinci [<https://www.franceculture.fr/emissions/la-methode-scientifique/quand-l-art-dialogue-avec-la-science>]. (b) - Photographie d'un tourbillon de feuilles d'automne [<http://misslaeti.centerblog.net/388-les-tourbillons-de-automne>].

Il est impossible de rester insensible face à l'entremêla complexe de la matière que nous propose un *écoulement turbulent*. Que ce soit d'un point de vue artistique ou scientifique, l'homme a toujours été attiré par ce phénomène. Les raisons de cette fascination sont nombreuses, mais deux d'entre elles sont communes à tous les hommes : (i) les sens de l'homme appréhendent directement ces écoulements (la vue, l'ouïe et le toucher permettent de se rendre compte de l'agitation de tels écoulements) et (ii) les grandeurs physiques mises en jeu dans un *écoulement turbulent* sont des grandeurs classiques (vitesse, pression, énergie, dissipation, etc). C'est certainement, pour cela que la *turbulence* est une discipline qui a précédé les grandes découvertes scientifiques du siècle dernier. La description de l'apparent désordre des subtiles structures organisationnelles de Léonard de Vinci (17^{ème} siècle) appréhendait déjà le caractère aléatoire et multi-échelle du phénomène, deux propriétés qui restent la pierre angulaire

de la description moderne de la turbulence au 21^{ème} siècle (figure 1a). Néanmoins, ce n'est pas un problème trivial, notamment parce que la *turbulence* se caractérise par un ensemble d'évènements fluctuants autant spatialement que temporellement... Entrevoir ces mécanismes est un exercice difficile qui résiste même aux plus brillants, que ce soit le très grand mathématicien-mécanicien W. Heisenberg ou le brillant hydrodynamicien H. Lamb à l'origine de cette citation qui résume très bien toute la complexité de ce phénomène :

"I am an old man now, and when I die and go to heaven there are two matters on which I hope for enlightenment. One is quantum electrodynamics, and the other is the turbulent motion of fluids. And about the former I am rather optimistic"

La *turbulence* peut se représenter comme étant la superposition aléatoire de structures telles que des tourbillons de toutes les tailles et de toutes formes. Poursuivons notre observation, non plus des fluides nous environnant mais des objets transportés par ces mêmes fluides. Tous les jours, nous rencontrons certains d'entre eux, par exemple les gouttes de pluie, les poussières, les pollens ou les polluants... Moins courants, aussi esthétiques que terrifiants, il y a aussi, les fragments de roches des écoulements pyroclastiques, la poussière des lointains anneaux d'amas protoplanétaires... Par la suite, nous utilisons le terme générique de *particules* pour définir l'ensemble des objets qui sont transportés par un écoulement. Maintenant, à l'aide d'une expérience de pensée, lançons simultanément et au même endroit dans un torrent de montagne très *turbulent* (dont le son des remous est assourdissant), une branche d'arbre, des feuilles et un caillou. Une fois piégés par le torrent, ils sont tous transportés différemment par le courant de ce dernier. Les feuilles subissent quasiment tous les tourbillons, la branche flotte et tourbillonne un peu, le caillou n'est plus visible, seul un son sourd de roulement et de chocs lointains nous permet de comprendre qu'il rencontre aléatoirement des obstacles. Quelles que soient leurs tailles, leurs formes, leurs états, leurs compositions, etc. ces *particules* sont transportées par le fluide, mais chacune à sa façon. En fonction des caractéristiques physiques, les particules accompagnent l'écoulement ou inter-agissent avec lui. Ainsi, nous distinguons au moins trois catégories de particules :

- (i) Les particules qui suivent exactement le mouvement du fluide, on les appelle des *traceurs*. Elles sont plus petites que le plus petit des tourbillons et de densité égale à celle du fluide les transportant.
- (ii) Si la densité des particules est différente de celle du fluide alors les particules ont un temps de réponse (on parle de leur *inertie*) par rapport à une particule de fluide, ce sont des particules inertielles.
- (iii) Les particules qui sont grandes devant la plus petite structure de fluide ne sont pas sensibles à l'ensemble de la dynamique de la turbulence, mais seulement aux plus grandes structures. On les appelle particules de taille finie.

Nous avons décrit brièvement les *écoulements turbulents* et défini ce que nous entendons par *particules* mais cela n'est pas suffisant pour décrire le *transport de particules*

par un écoulement turbulent tel que nous allons l'aborder dans ce manuscrit. Ci-dessus, la particule est discutée comme une unité. Or, dans de nombreux phénomènes, il y a souvent toute une collection de particules. Dans ce cas, d'une part, la dynamique du fluide entraîne les particules, et d'autre part, lorsque les particules sont nombreuses, en fonction de leurs caractéristiques physiques, on observe qu'elles impactent à leur tour plus ou moins la dynamique propre du fluide les transportant. Quelle est alors la nature des couplages entre la phase continue (le fluide porteur) et la phase dispersée (la collection de particules)? Comment une collection de particules se comportent-elle collectivement? Une même particule au sein de deux collections différentes se comporte-t-elle de la même manière? Si l'on jette une poignée de petits cailloux ou de poussière en l'air, ils se dispersent. Mais lorsque leur quantité augmente la dispersion est modifiée : quels effets sont alors à l'œuvre?

La compréhension de ces mécanismes est capitale pour nos sociétés modernes, loin des exemples naturels évoqués au début de cette introduction, de nombreux enjeux environnementaux et industriels sont étroitement liés à ces phénomènes. Le transport atmosphérique et océanique des polluants, qu'il soit volontaire ou accidentel (comme à Fukushima ou Tchernobil), la déposition de particules de pollution retombant à la surface de la Terre (qui contribue par exemple à modifier la réflectivité des glaciers, et *in fine* l'albedo de notre planète) ou des océans, etc.. Dans l'industrie, les lits fluidisés, le transport de poudre et de sprays, ou encore la dynamique de gouttelettes de combustible dans les chambres à combustion, sont autant d'exemples pour lesquels une meilleure compréhension des couplages particules / turbulence est cruciale, en vue d'améliorer les performances des procédés et leur efficacité énergétique.

0.2 INTRODUCTION À LA TURBULENCE

La turbulence est un domaine très vaste. Dans cette partie, nous allons développer brièvement quelques unes de ses propriétés fondamentales, que nous utiliserons, par la suite, pour appréhender l'écoulement.

0.2.1 L'équation de Navier-Stokes

La dynamique d'un fluide newtonien est gouvernée par l'équation de conservation de la masse et l'équation de *Navier-Stokes* :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) &= 0 \\ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} &= -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \nabla^2 \vec{u} + \vec{f}\end{aligned}$$

où \vec{u} est le champ de vitesse du fluide, P est la pression dans le fluide, ν est la viscosité cinématique, ρ la masse volumique du fluide et \vec{f} représente l'ensemble des forces extérieures volumiques telles que la gravité. Cette dernière est établie à partir d'un raisonnement classique (newtonien) selon lequel l'accélération d'une particule est égale à la somme des forces qui agissent sur cette même particule.

Dans cette équation, deux termes sont essentiels : un terme d'advection non-linéaire $[\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}]$ (associé à l'inertie du fluide et responsable de la nature multi-échelle de la turbulence) et un terme de diffusion linéaire $[\nu \nabla^2 \vec{u}]$ (responsable de la dissipation visqueuse). La compétition entre ces deux termes conduit à la définition du nombre de Reynolds, défini dimensionnellement comme le rapport des effets d'inertie et des effets visqueux.

$$\text{Re} = \frac{\mathcal{O}(\vec{u} \cdot \nabla \vec{u})}{\mathcal{O}(\nu \nabla^2 \vec{u})} \sim \frac{UL}{\nu}$$

où U est une vitesse caractéristique de l'écoulement et L est une longueur caractéristique. Ainsi, si la dynamique du fluide est dominée par le terme visqueux, le nombre de Reynolds est faible ($\text{Re} \ll 1$) : l'écoulement est alors laminaire. Et par opposition, si le nombre de Reynolds est important ($\text{Re} \gg 1$), la dynamique du fluide est inertielle : l'écoulement est dit turbulent. Typiquement, la transition entre le régime laminaire et turbulent se produit pour $\text{Re} = \mathcal{O}(1000)$. La complexité mathématique des équations de Navier-Stokes (liée à sa non-linéarité et non-localité) est à l'origine d'importants travaux visant à donner une description phénoménologique (et statistique compte tenu de son caractère aléatoire) de la dynamique multi-échelle de la turbulence.

0.2.2 Les échelles de la turbulence

Que ce soit avec un point de vue de physicien ou de mathématicien, décrire la turbulence est un exercice difficile. Toutefois, depuis les travaux précurseurs de Richardson (1922), une description phénoménologique de la turbulence est adoptée par la communauté. Schématiquement, la turbulence est vue comme un ensemble de structures à grandes échelles qui se fragmentent en des structures de plus en plus petites (on parle de *cascade turbulente*) jusqu'à l'échelle dite *dissipative* à laquelle la viscosité agit. Quelques années plus tard, Kolmogorov (1941), dans ses travaux révolutionnaires, propose une phénoménologie pour la limite des grands nombres de Reynolds, connue sous le nom de K-41 en supposant que les petites échelles de la turbulence sont statistiquement isotropes et indépendantes du mécanisme de production de la turbulence (c'est-à-dire de l'échelle d'injection de l'énergie).

Avant d'aller plus loin, définissons ces échelles (elles sont spatiales ou temporelles) :

- L'échelle d'injection est appelée *échelle intégrale*. Elle correspond à l'échelle de longueur (L) ou de temps (T) caractéristique de l'injection (production) de l'énergie mécanique dans l'écoulement. On définit \mathcal{E} , la puissance moyenne injectée par unité de masse de fluide. On notera que dans une situation stationnaire, l'énergie injectée par unité de temps est égale à l'énergie dissipée (par viscosité). On parlera alors indifféremment de \mathcal{E} comme étant la puissance injectée ou la puissance dissipée par unité de masse. Ces échelles sont reliées à la géométrie du forçage de l'écoulement. Par exemple, dans un écoulement de von Kármán où le fluide est mis en mouvement par la rotation d'un ou plusieurs

disques, les échelles intégrales spatiales et temporelles sont respectivement reliées à la taille du disque et à sa fréquence de rotation.

- *L'échelle dissipative* est aussi appelée longueur (ou temps) de Kolmogorov. Nous noterons η l'échelle dissipative spatiale et τ_η l'échelle temporelle dissipative. Elles sont reliées à la puissance dissipée par unité de masse par les relations : $\eta = (\nu^3/\mathcal{E})^{1/4}$ et $\tau_\eta = (\nu/\mathcal{E})^{1/2}$. Elles correspondent à l'échelle à laquelle l'énergie injectée dans le système se dissipe par effets visqueux. En dessous de ces échelles, la dynamique de l'écoulement est régularisée par la viscosité et présente un caractère laminaire. Ces échelles sont d'autant plus petites que le fluide est peu visqueux, ou que l'énergie injectée est importante. Dans les régimes à haut nombre de Reynolds, ces échelles sont petites par rapport aux échelles intégrales ($\eta \ll L$ et $\tau_\eta \ll T$) mais restent très grandes devant l'échelle moléculaire. Plus précisément, on peut montrer que le rapport des échelles intégrales et dissipatives est relié au nombre de Reynolds : $Re \propto (T/\tau_{\text{eta}})^2 \propto (L/\eta)^{4/3}$
- *Les échelles inertielles* représentent toute la gamme d'échelles spatiales r et temporelles τ qui sont petites devant l'échelle intégrale (L, T) mais qui demeurent grandes devant l'échelle de dissipation (η, τ_η) : $\eta \ll r \ll L$ et $\tau_\eta \ll \tau \ll T$. Cette gamme d'échelle transfère l'énergie injectée (\mathcal{E}) de l'échelle intégrale jusqu'à l'échelle dissipative. Cette gamme est d'autant plus étendue que le nombre de Reynolds est élevé : $L/\eta \propto Re^{3/4}$ et $T/\tau_\eta \propto Re^{1/2}$.

0.2.3 Quelques considérations sur l'injection d'énergie

L'une des propriétés remarquable de la turbulence dans les régimes à haut nombre de Reynolds, connue sous le nom d'anomalie dissipative, est que la puissance mécanique \mathcal{E} requise pour maintenir un écoulement en mouvement avec une certaine vitesse caractéristique U est indépendante de la viscosité du fluide et est simplement reliée à U et à L (l'échelle intégrale de l'écoulement). Une simple analyse dimensionnelle permet alors d'écrire

$$\mathcal{E} = C_\epsilon \frac{U^3}{L}. \quad (1)$$

avec C_ϵ un nombre sans dimension d'ordre 1 [1]. En effet, le problème comporte trois paramètres \mathcal{E} , U et L , qui ne font intervenir que deux unités (des mètres et des secondes); le théorème de Vaschy-Buckingham conduit donc à l'existence d'un seul paramètre sans dimension. Dans les situations modérément ou faiblement turbulentes, l'analyse dimensionnelle conduisant aux relations précédentes peut-être étendue en considérant la viscosité comme paramètre additionnel du problème, qui contient alors quatre paramètres, pour toujours deux dimensions seulement. La relation 1 fait donc intervenir deux nombres sans dimension (C_ϵ et Re) et s'écrit : $\mathcal{E} = C_\epsilon (Re) \frac{U^3}{L}$.

Pour un système fermé contenant une masse totale de fluide $M = \rho_f V$ (ρ_f étant la masse volumique du fluide et $V \propto L^3$ le volume total de fluide mis en mouvement), ce résultat peut s'écrire alternativement en considérant la puissance totale injectée $P_{inj} = M\mathcal{E}$ sous la forme :

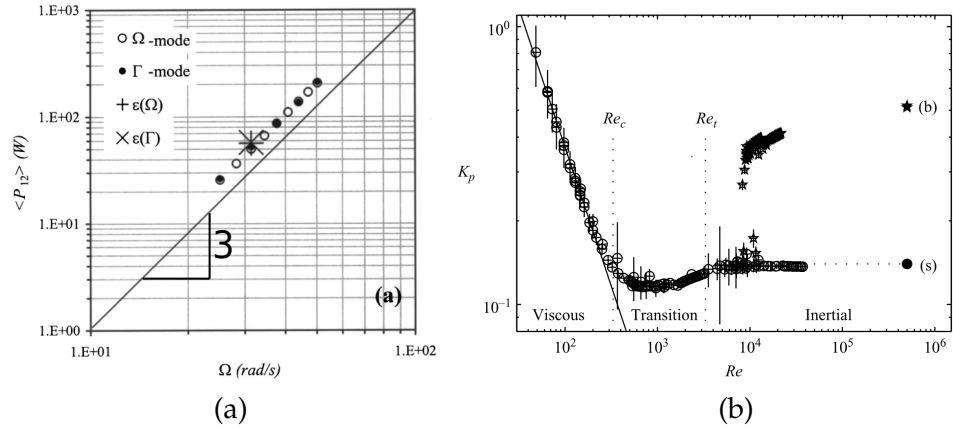


FIGURE 2 – (a) Représentation en échelle logarithmique de puissance consommé par les moteurs des deux disques en fonction de la fréquence de rotation des disques, réalisé par J. H. Titon and O. Cadot (en 2003) pour une expérience de von Kármán avec deux disques contra-rotatifs [2]. $\mathcal{P}_{inj} \propto \Omega^3$. (b) Représentation logarithmique du nombre sans dimension de puissance K_p en fonction du nombre de Reynolds Re issue de mesure LDV pour un écoulement de von Kármán à deux disques [3]. Nous constatons qu’en régime pleinement turbulent K_p est constant et ne dépend plus de Re dès que $Re \geq 10^4$. D’après le tableau 1, la grande majorité de nos expériences se déroulent dans un régime de turbulence pleinement développé.

$$P_{inj} = K_p \rho_f L^2 U^3. \quad (2)$$

où K_p est un nombre sans dimension caractérisant l’efficacité énergétique de l’entraînement de l’écoulement. La figure 2a montre la validité de la dépendance cubique de la puissance injectée avec la vitesse caractéristique de l’écoulement, obtenue dans un écoulement de von Kármán entre deux disques en contra-rotation en régime pleinement turbulent [2]i (dans ce cas la vitesse typique est directement liée à la fréquence Ω de rotation des disques). La figure 2b montre la dépendance de la constante K_p (toujours dans un écoulement contra-rotatif de von Kármán) en fonction du nombre de Reynolds [3]. On observe notamment que pour les faibles nombres de Reynolds $K_p \propto Re^{-1}$ et que K_p devient constant dans les régimes à haut nombre de Reynolds, traduisant le phénomène d’anomalie dissipative.

Le chapitre (Chapitre : 4) sera consacré à l’étude des paramètres C_ϵ et K_p et leur modification en présence de particules. Dans ces conditions, l’analyse dimensionnelle doit prendre en compte les paramètres supplémentaires que sont la taille des particules, leur densité et la masse totale de particules en suspension, et doit donc tenir compte de l’introduction de trois nombres supplémentaires sans dimension décrivant la suspension. Cette analyse sera détaillée dans le chapitre correspondant.

0.2.4 Quelques considérations sur les échelles inertielles

La phénoménologie K_{41} permet, par des considérations dimensionnelles, de caractériser la dynamique multi-échelle de la turbulence dans les échelles inertielles. Pour

cela Kolmogorov proposa de considérer les incréments spatiaux de vitesses entre deux points \vec{x} et $\vec{x} + \vec{r}$:

$$\delta\vec{u}(\vec{x}, \vec{r}) = \vec{u}(\vec{x} + \vec{r}) - \vec{u}(\vec{x}).$$

La séparation $r = |\vec{r}|$ entre les deux points caractérise l'échelle sondée.

Kolmogorov postula que pour des échelles $r \ll L$, la dynamique peut être considérée localement homogène et isotrope, de sorte que les statistiques des incréments ne dépendent que de r et sont indépendants de la position \vec{x} et de l'orientation de la séparation \vec{r} . Les statistiques des incréments sont alors caractérisés par leurs moments d'ordre p , appelés fonctions de structure. On s'intéresse généralement aux fonctions de structure longitudinales correspondant à la projection de l'incrément de vitesse sur le vecteur séparation :

$$S_p^{\parallel}(r) = \left\langle \left(\delta\vec{u} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \right)^p \right\rangle$$

Kolmogorov proposa également que pour les échelles $r \ll L$, les fonctions de structures ne dépendent pas des spécificités grandes échelles du processus d'injection d'énergie et acquièrent un comportement universel. En particulier, elles ne dépendent pas de l'échelle d'injection L . Par ailleurs, pour les échelles inertielles telles que $r \gg \eta$, les effets de la viscosité peuvent également être négligés. Dans cette phénoménologie, pour les échelles $\eta \ll r \ll L$ les fonctions de structures S_p ne dépendent que de l'échelle r et du taux d'injection d'énergie \mathcal{E} (qui en régime stationnaire est égal aux taux de dissipation d'énergie à petite échelle et au taux de transfert d'énergie à travers les échelles). L'analyse dimensionnelle permet alors d'écrire :

$$S_p^{\parallel}(r) = C_p (\mathcal{E}r)^{p/3},$$

où C_p sont des constantes universelles sans dimensions. Le cas $p = 2$ est particulièrement intéressant puisqu'il caractérise la distribution d'énergie cinétique de la turbulence à travers les échelles. La loi correspondante,

$$S_2^{\parallel}(r) = C_2 (\mathcal{E}r)^{2/3}$$

est souvent plus connue dans sa version spectrale

$$\tilde{u}^2(k) = C_K \mathcal{E}^{2/3} k^{-5/3}$$

où k est le nombre d'onde caractérisant l'échelle sondée et C_K est connue sous le nom de *constante de Kolmogorov*. Le cas $p = 3$ est également important puisqu'il est directement relié à la notion de cascade d'énergie, via la relation de Kármán-Horwath-Monin [4]. La phénoménologie K_{41} échoue à décrire les fonctions de structure d'ordres élevés, à cause du phénomène d'intermittence [4]. Ces aspects ne seront pas abordés dans cette thèse.

Par ailleurs, les difficultés à mesurer le champ de vitesse dans les régimes à fort ensemencement en particules, considérés dans le cadre de cette thèse, font que nous ne nous intéresserons pas à l'étude directe des incréments de vitesse et de leurs fonctions de structure. Comme décrit dans les chapitres 1 et 5, nous aborderons la caractérisation de la dynamique multi-échelle de la suspension à travers des mesures des

fluctuations de pression dynamique p . La phénoménologie de Kolmogorov conduit alors pour la fonction de structure d'ordre 2 de la pression à la relation :

$$S_2^\pi(r) = \langle |p(\vec{x} + \vec{r}) - p(\vec{x})|^2 \rangle \propto (\varepsilon r)^{4/3}, \quad (3)$$

ou de façon équivalente à un spectre de pression tel que

$$\tilde{p}^2(k) \propto \varepsilon^{4/3} k^{-7/3}. \quad (4)$$

Nous verrons dans le chapitre 5 que cette loi d'échelle est bien retrouvée dans nos expériences en régime monophasique et nous étudierons comment les spectres de pression sont affectés par la présence de particules en suspension.

0.3 COUPLAGES FLUIDE-PARTICULES : DYNAMIQUE D'UNE PARTICULE

0.3.1 Description qualitative

Comme cela a été rapidement introduit, le comportement des particules transportées par un fluide est dépendant de leurs caractéristiques physiques propres ainsi que de celles de l'écoulement les transportant. Nous pouvons notamment distinguer trois classes de comportements :

- Les traceurs ($d_p \ll \eta_K$, $\rho_p = \rho$) :
Lorsque les particules ont une taille plus petite que l'échelle de Kolmogorov et que leur densité est la même que celle du fluide, elles se comportent exactement comme une particule de fluide. Elles ont alors la même vitesse et suivent la même trajectoire. Nous utilisons ces particules pour caractériser les propriétés hydrodynamiques de l'écoulement. Elles sont par exemple utilisées dans différentes méthodes expérimentales. Plusieurs d'entre-elles seront détaillées au cours de ce manuscrit.
- Les particules inertielles ($d_p \ll \eta_K$, $\rho_p \neq \rho$) :
Lorsque les particules ont une densité différente de celle du fluide les transportant, leur inertie entraîne un temps de réponse qui diffère de celui d'une particule de fluide et des forces supplémentaires s'appliquent sur ces particules. Elles sont alors désignées comme particules inertielles. La dynamique de ces particules a été modélisée dans le cas limite de particules ponctuelles. Nous allons présenter ce cas dans la section suivante. Un des critères pour déterminer si une particule est inertielle ou non est le nombre de Stokes.
- Les particules de taille finie ($d_p \gg \eta_K$, $\rho_p \neq \rho$) :
Les particules de diamètre supérieur à la l'échelle dissipative et de densité quelconque sont dites *de taille finie*. Ces gros "objets" ne peuvent pas répondre parfaitement à des fluctuations de vitesse dont les échelles sont inférieures à leur diamètre. Autrement dit, ils ne "voient" pas les plus petites structures de l'écoulement et agissent comme des filtres passes-bas pour celles-ci.

0.3.2 Dynamique d'une particule individuelle (limite de particule ponctuelle)

Basset, Boussinesq et Osseen ont proposé des équations pour modéliser la dynamique de particules inertielles en sédimentation dans un écoulement au repos [5-7]. Ces modèles ont été revisités dans les années 1980 par Maxey & Riley et Gatignol [8, 9].

Avant de présenter l'équation, intéressons-nous au nombre de Reynolds à l'échelle de la particule. De la même façon que le nombre de Reynolds permet de confronter les effets d'inertie par rapport aux effets visqueux d'un écoulement, nous définissons le *nombre de Reynolds particulaire*, à partir de la vitesse de glissement typique $\mathbf{u} - \mathbf{v}$ entre la particule (de diamètre d_p) et le fluide (de viscosité cinématique ν) :

$$Re_p = \frac{\varrho |\mathbf{u} - \mathbf{v}| d_p}{\nu}$$

Dans la limite des petits nombres de Reynolds particuliers, l'équation de Maxey-Riley-Gatignol pour les particules inertielles s'écrit :

$$m_p \frac{d\mathbf{v}}{dt} = 3\pi\mu_f d_p (\mathbf{u} - \mathbf{v}) + \frac{1}{2} m_f \frac{d(\mathbf{u} - \mathbf{v})}{dt} + m_f \frac{D\mathbf{u}}{Dt} + \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\rho_f\mu_f} \int_{-\infty}^t \frac{(\mathbf{u} - \mathbf{v})}{dt} \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}} + (m_p - m_f)\mathbf{g}$$

où \mathbf{v} et \mathbf{u} correspondent respectivement à la vitesse de la particule et du fluide, $\mu_f = \rho\nu$ est la viscosité dynamique du fluide, $d_p = 2r_p$ est le diamètre de la particule, ρ_p et ρ_f sont les densités respectivement de la particule et du fluide, m_p est la masse d'une particule et $m_f = \rho_f \pi d_p^3 / 6$ est la masse de fluide déplacé par la particule. A partir de maintenant, les lettres et les symboles en gras correspondent à des grandeurs vectorielles en coordonnées cartésiennes (x, y, z) . Les termes du membre de droite de cette équation représentent (de gauche à droite) :

- La force de traînée : elle est due aux contraintes visqueuses exercées par le fluide sur la particule.
- Le terme de masse ajoutée : il correspond à la contribution due à l'accélération de la totalité du fluide déplacé avec la particule.
- L'accélération du fluide : il correspond essentiellement à la contribution des gradients de pression à la position de la particule.
- Le terme d'histoire : il permet de prendre en compte l'interaction de la particule avec son propre sillage (viscosité augmentée).
- La terme de gravité effective : il prend en compte la pesanteur et la poussée d'Archimède agissant sur la particule.

Cette équation est extrêmement complexe à manipuler et à simuler dans son intégralité, et la plupart des études se concentrent sur les termes de la traînée et éventuellement de masse ajoutée et de gravité effective, négligeant dans la plupart des cas le terme d'histoire. Dans ce cas, la dynamique des particules est principalement caractérisée par deux nombres sans dimensions :

- le nombre de Stokes $St = \tau_p/\tau_\eta$, où $\tau_p = \frac{m_p}{6\pi\mu_f d_p}$ est le temps de relaxation visqueuse de la particule.
- le rapport de densité ρ_p/ρ_f .

0.3.3 Les différents couplages dans le cas multi-particulaire

Comme nous venons de le voir, la dynamique d'une particule dans un écoulement n'est pas triviale et le principal modèle développé reste très éloigné de beaucoup de cas concrets, notamment lorsque les particules sont de taille finie et/ou le nombre de Reynolds particulaire n'est pas faible. La modélisation de telles situations requière des simulations numériques sophistiquées (par exemple de type *parois immergées*) où les particules sont pleinement résolues [10-12].

La situation se complexifie encore d'avantage lorsque les particules sont nombreuses et qu'elles rétro-agissent sur l'écoulement. La dynamique du fluide et celle des particules deviennent alors totalement couplées. Même dans la limite des particules ponctuelles, les équations de Navier-Stokes doivent dans ce cas inclure un terme de forçage supplémentaire pour prendre en compte cette action des particules sur l'écoulement [13]. Dans les régimes à très forte concentration, les particules interagissent également entre elles, par des couplages hydrodynamiques ou par des collisions. Nous pouvons également noter que dans des situations à ensemencement modéré, des phénomènes inertiels peuvent conduire au phénomène de concentration préférentielle de particules qui tendent à s'accumuler dans certaines régions de l'écoulement porteur, par exemple sous l'effet de la centrifugation de particules denses en dehors du cœur des tourbillons de l'écoulement [14]. Ceci peut conduire localement à de forts couplages entre les phases, dans les zones où les particules s'accumulent, à l'origine d'effets collectifs non-triviaux [15].

Les interactions fluide-particules, particules-fluide et particules-particules sont d'un point de vue scientifique très riches mais extrêmement complexes à appréhender et modéliser dans leur ensemble. Dans ce contexte, les écoulements multiphasiques sont généralement classés en fonction de la fraction volumique Φ_v (ou fraction massique Φ_m) des particules en suspension [13].

A partir, d'un écoulement monophasique, nous pouvons nous intéresser aux effets des particules, à mesure que leur inertie et leur fraction volumique augmentent. Ceci est résumé dans le diagramme de la figure 3 tiré de la revue d'Elghobashi [13]. Dans le cas où les valeurs de la fraction volumique ou de la fraction massique sont très faibles, la dynamique des particules est principalement régie par le mouvement du fluide en suspension. Le transfert retour de l'énergie des particules vers le fluide lui-même est très faible. Par conséquent, la dynamique de la phase fluide n'est pas affectée ou modulée par la présence de particules. Ce régime est appelé le régime *one-way coupling*. Il est pertinent pour l'étude du transport passif de particules par le fluide. Maintenant, si le rapport des densités $\frac{\rho_p}{\rho}$ augmente, alors à fraction volumique fixée (éventuellement faible), la fraction massique Φ_m augmente. Un transfert de quantité de mouvement entre les particules et le fluide s'opère. Ce régime porte le nom de *two-way coupling*. Les deux régimes ci-dessus concernent des écoulements relativement dilués. Enfin, lorsque la fraction volumique en particules Φ_v augmente

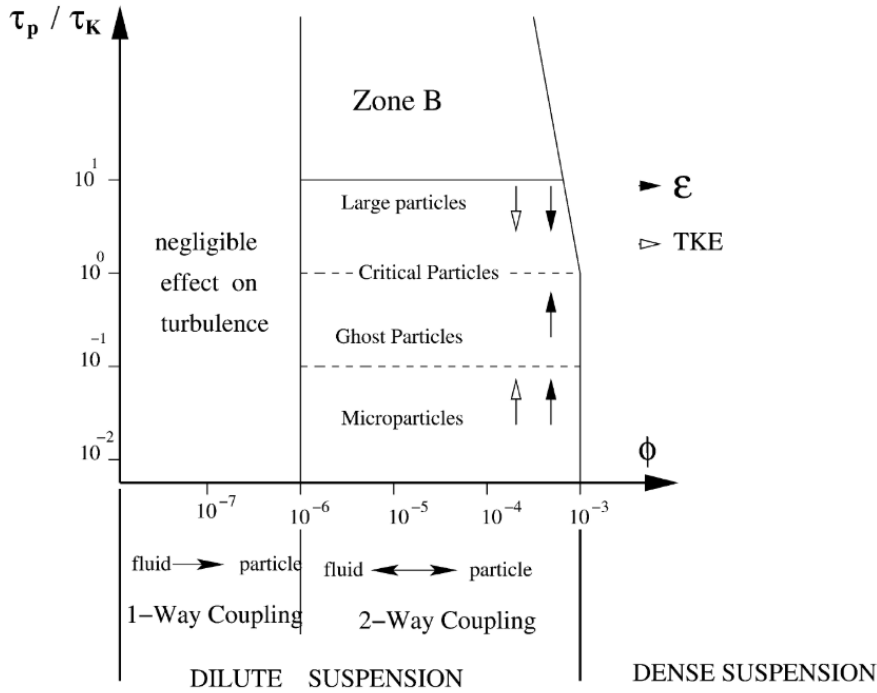


FIGURE 3 – Diagramme de classification des écoulements chargés en particules [13]

tellement qu'il se produit des rétro-actions conséquentes des particules sur l'écoulement ainsi que des interactions particule à particule, nous parlons de régime *four-way coupling*. Ces écoulements sont dit denses et se rapprochent du régime granulaire. Toutefois, dans le régime *4-way coupling*, la phase fluide est porteuse et échange avec la phase particule une quantité non négligeable de l'énergie, alors qu'en régime granulaire, seul les échanges de contacts directs particules à particules sont importants [16, 17].

Depuis les années 1980, ces différents couplages ont fait l'objet de nombreuses études, notamment numériques. Les expériences ne sont devenues populaires qu'après l'avènement des mesures lagrangiennes, impulsées par les progrès technologiques en matière d'imagerie digitale rapide à haute résolution. Le diagramme de la figure 3 donne une vision globale de la classification de l'impact des particules sur la turbulence. Celui-ci présente le niveau de couplage entre le fluide et les particules en fonction de l'inertie des particules et de la fraction volumique. Notons que pour ces études, l'effet de la gravité (et donc de la sédimentation des particules) est généralement négligé.

Une précaution s'impose dès lors que l'on s'intéresse à des particules dont la taille est comparable ou supérieure à l'échelle de dissipation (η), puisque l'approximation de particules ponctuelles (couramment utilisée dans les études numériques) n'est plus valide. Entre autre, la vitesse de glissement entre les particules et le fluide ne peuvent pas être définie sans ambiguïté comme unique à la surface de la particule

[18]. De plus, d'importantes différences ont été observées entre l'accélération d'une particule matérielle de taille finie de même densité que le fluide et une particule de fluide [19]. La modélisation de ces situations requière des simulations où les conditions de non-glissement et non-pénétration de l'écoulement sont effectivement résolues à l'échelle des particules [10, 11, 20, 21]. Le diagramme sur la figure 3 présente notamment une séparation oblique pour $St \geq 1$, à cause de l'importante des chocs entre les particules. Hwang & Eaton ont expérimentalement remarqué une atténuation plus importante que celle obtenue à partir d'une simulation numérique particule point [22].

Nous décrivons brièvement dans la suite les différents régimes de couplage, en nous appuyant sur le diagramme de la figure 3.

One-way coupling ($\Phi_v \leq 10^{-6}$)

Dans ce régime, l'écoulement transporte les particules. En fonction notamment de leur nombre de Stokes, les particules ont des comportements différents : elles se comportent comme des traceurs si $St \ll 1$ et présentent des effets inertiels (tels que la concentration préférentielle ou l'atténuation des fluctuations de leur vitesse et accélération) pour des valeurs finies du nombre de Stokes. Toutefois les effets de rétro-action des particules sont négligeables, la turbulence n'est pas affectée par les particules.

Two-way coupling ($10^{-6} \leq \Phi_v \leq 10^{-3}$)

Dans ce régime, il est observé que les particules impactent la turbulence. A fraction volumique Φ_v donnée, l'énergie cinétique de la turbulence est tantôt atténuée tantôt augmentée en fonction du nombre de Stokes des particules. Cela peut naturellement s'expliquer par un raisonnement naïf. Ajouter des particules augmente la surface de frottement entre la phase continue porteuse et la phase dispersée et la dissipation supplémentaire à la surface des particules atténue la turbulence. A l'inverse, il n'est pas trivial que des particules qui initialement ont une inertie conséquente puissent, en fonction de leur densité, injecter de l'énergie dans l'écoulement et ainsi accentuer la turbulence. Sur le diagramme de la figure 3, nous observons que pour une fraction volumique $\Phi_v \geq 10^{-6}$ donnée, deux zones sont séparées en fonction de la valeur du nombre de Stokes St . La séparation se produit autour de $St \simeq 10$. La zone B sur le diagramme correspond à une augmentation de la turbulence sous l'effet d'une augmentation du nombre de Stokes des particules, ce qui peut s'interpréter par une réinjection d'énergie dans l'écoulement liée à une vitesse de glissement augmentée entre les phases et auto-entretenu par la forte inertie des particules. Pour la zone A, quatre régions se distinguent en fonction du nombre de Stokes simulé. Nous remarquons que l'effet de modulation n'est pas figé. Les particules dont le diamètre est très faible mais la densité très élevée augmentent à la fois l'énergie cinétique et l'échelle dissipative [23]. Pour les particules avec $St \sim 1$, l'effet est opposé et la modulation est négative. A l'image de la zone A, ces différents travaux pour différentes caractéristiques physiques (taille, densité) observent des augmentations et/ou diminutions de la turbulence sans qu'un nombre sans dimension clair ait pu être identifié pour caractériser la tendance [24-27].

Four-way coupling ($10^{-3} \leq \Phi_v$)

Aux plus fortes fractions volumiques, en plus de la rétro-action des particules sur le fluide, les particules interagissent entre elles. Plusieurs points sont alors à prendre en considération :

- (i) Les simulations numériques de tels écoulements ne sont plus raisonnables avec l'hypothèse des particules points. Les collisions sont importantes.
- (ii) Les expériences sont, elles aussi, délicates. Pour des fractions volumiques importantes, les mesures optiques classiques ne sont plus envisageables. Mais, c'est aussi l'occasion de s'intéresser/revenir à des grandeurs globales : la mesure de la puissance injectée ou de la pression dans la suspension par exemple. D'autres diagnostics, comme des mesures ultrasonores de concentration de particules, ou encore par des techniques innovantes comme les PEPT (positron emission particle tracking) offrent également des perspectives intéressantes [28].
- (iii) Les systèmes expérimentaux décrivant ces régimes dans la littérature sont très variés, la plupart d'entre eux sont des mélangeurs industriels où le forçage est très turbulent (les fluctuations sont quasiment du même ordre de grandeur que l'écoulement moyen).

0.3.4 *Des résultats existants souvent contradictoires*

Pour les écoulements multiphasiques, une question aussi simple que la modulation de la turbulence reste un enjeu majeur et un problème ouvert (autant d'un point de vue fondamentale qu'applicatif) pour lequel des questions en apparence simples (telles que l'augmentation ou la réduction de la turbulence en présence de particules, ou encore l'augmentation ou la réduction de la puissance requise pour mettre en mouvement une suspension par rapport à un fluide monophasique) attendent encore une réponse. De façon générale, des tendances contradictoires sont souvent rapportées dans la littérature. Dans la revue de S. Balachandar and John K. Eaton, en 2010 [29] dédiée à l'étude de la turbulence dans les écoulements multiphasiques, les auteurs introduisent le chapitre sur la modulation en émettant de prudentes réserves, à la fois sur les investigations et sur le mélange confus de conclusions proposées par l'ensemble des communautés scientifiques :

[...]it is difficult to acquire accurate turbulence data for the carrier phase in particle-laden flow...the present state of our knowledge is incomplete, and many contradictory results have been published....

Pour illustrer ce propos, nous pouvons citer la conclusion plus récente de Cisse et ses collaborateurs en 2015 [30], où eux aussi concluent leur publication par une modération de leurs résultats à propos de la difficulté de contrôler les paramètres globaux et locaux simultanément :

To conclude, let us stress again our main findings on the modification of a turbulent von Kármán flow by finite-size neutrally buoyant spherical particles. [...]However, our setup does

not monitor the energy injection rate. We are thus unable to discriminate between a decrease of the power needed to maintain the impellers rotation speed (i.e., a sort of drag reduction) and a redistribution of the energy dissipation to the regions closer to the impellers (outside of our observation volume). A better understanding would require a more accurate handling of the impeller torque and thorough measurements of the fluid velocity in the full experimental domain.

Nous pouvons mentionner certains travaux dont les conclusions semblent contradictoires. Dans un écoulement de type mélangeur, Angst et al. [31] ont observé une diminution de la puissance requise pour suspendre des particules de verre de $d_p = 200 \mu\text{m}$ à des fractions volumiques de l'ordre du pour-cent, par rapport à la puissance nécessaire à mettre en mouvement l'écoulement monophasique. Micheletti et al. [32] ont en revanche mesuré une augmentation de la puissance requise pour suspendre des billes de verre de $d_p = [200 - 650] \mu\text{m}$ lorsque la fraction volumique croît jusqu'à $\Phi_v = 15\%$. Pour d'autres géométries telles qu'un écoulement de Taylor-Couette ou un canal à eau vertical, il a été observé que la turbulence est amplifiée à mesure que l'ensemencement en particules est augmenté [33, 34]. Dans un écoulement de canal turbulent, Shao et al. (2012) ont étudié l'effet de deux tailles différentes de particules sphériques iso-denses jusqu'à des fractions volumiques $\Phi_v = 7\%$. Ils ont constaté que les particules diminuent l'intensité des vortex à grande échelle près des parois du canal, réduisant ainsi les fluctuations de vitesse dans une région importante du canal. D'autre part, ils ont observés que les particules génèrent également des structures à petite échelle.

0.4 CONCLUSION

Dans ce manuscrit de doctorat, nous proposons d'étudier expérimentalement les effets d'interactions turbulence-particules lorsque l'écoulement est fortement ensemencé et qu'il présente une forte inhomogénéité et anisotropie de base, se rapprochant d'avantage de situations réalistes que le cas très académiques de turbulence homogène et isotrope. L'écoulement considéré (présenté en détails dans le chapitre suivant) est un écoulement tourbillonnaire de von Kármán avec un seul disque en rotation. Nous considérerons des particules dont le rapport de densité reste modéré ($\rho_p/\rho_f = \mathcal{O}(2)$) et dont la fraction volumique peut atteindre $\Phi_v \simeq 20\%$. Il s'agit donc de situations fortement ensemencées pour lesquelles un impact fort des particules sur la turbulence est attendu. La littérature existante ne permet pas de répondre à des questions, mêmes simples, concernant par exemple l'augmentation ou la réduction de la puissance requise pour mettre la suspension en mouvement. Nos principaux objectifs sont de caractériser : (i) la distribution spatiale des particules mise en suspension par l'écoulement, (ii) la modulation globale de la turbulence en fonction des propriétés de la suspension et (iii) l'impact à travers les échelles du couplage entre les particules et la turbulence.

Deux situations annexes sont également étudiées :

- Avant d'aborder, dans le cœur de la thèse, le cas fortement couplé concernant la suspension turbulente de petites particules (sous-millimétriques), un premier chapitre aborde une étude préliminaire de transport de grosses particules (cen-

timétriques) en régime très dilué. Bien que s'agissant de régimes différents et non comparables dans leurs détails, ce travail préliminaire permet toutefois de proposer une première description du processus général de compétition entre les effets de resuspension par l'écoulement et les effets de sédimentation sur des particules individuelles, avant d'aborder les interactions en régime fortement couplé.

- En fin de thèse, un dernier chapitre propose une étude d'interaction entre particules et écoulement en régime laminaire, dans le cas d'un jet impactant un lit granulaire.

Le manuscrit est organisé de la manière suivante : après un chapitre dédié aux méthodes expérimentales (chapitre 1) nous allons petit à petit explorer les effets divers apportés par le couplage entre les particules et l'écoulement

- chapitre 2 : étude du transport de particules de grandes tailles légèrement inertielles en régime dilué.
- chapitre 3 : étude de la distribution spatiale de particules inertielles sous millimétriques en régime d'ensemencement modéré ($\Phi_v \lesssim 1\%$)
- chapitre 4 : étude de la modulation globale de la turbulence par des particules inertielles sous millimétriques en régimes d'ensemencement modéré et fort ($\Phi_v \lesssim 20\%$).
- chapitre 5 : étude des couplages mutli-échelle entre la turbulence et des particules inertielles sous millimétriques en régimes d'ensemencement modéré et fort ($\Phi_v \lesssim 20\%$).
- chapitre 6 : étude d'un jet impactant un lit granulaire.

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Sommaire

1.1	Introduction	17
1.2	L'écoulement de Von Kármán : la boîte à tornade	18
1.2.1	Boite à turbulence	18
1.3	Les particules	19
1.3.1	Particules inertielles	19
1.3.2	Grosses billes légèrement inertielles	21
1.4	Dispositifs et description des méthodes et mesures utilisées	21
1.4.1	Mesures optiques (I) : profils de concentration locaux et globaux	21
1.4.2	Mesure Globale : Puissance mécanique injectée	24
1.4.3	Fluctuations de pression	27
1.4.4	Mesures optiques (II) : Vélocimétrie Laser Doppler (LDV : Laser Doppler Velocimetry)	30

La première section de ce chapitre est consacrée à la description de l'ensemble du dispositif expérimental utilisé pour obtenir les résultats présentés dans ce manuscrit. Dans la deuxième section, nous décrivons les moyens de mesures mis en œuvre pour essayer d'apporter des réponses aux questions posées dans le chapitre précédent.

1.1 INTRODUCTION

Le thème général de cette thèse est la modulation de la turbulence. Comme pour toute exploration, que ce soit scientifique ou non, certaines inconnues s'imposent à l'observation alors que d'autres sont nettement moins évidentes. Pour traverser ce labyrinthe, nous allons essayer de répondre petit à petit aux questions qui sont d'ordre majeur, puis nous nous intéresserons à des mesures très spécifiques pour analyser une caractéristique plutôt qu'une autre. . . .

Parmi les questions principales, il y a celle de la puissance : un écoulement turbulent est-il plus ou moins turbulent en présence des particules? Les particules participent-elle à développer ou à atténuer la turbulence? Si oui (ou non) quelle est l'effet des paramètres des particules : leur taille, leur densité, leur quantité (fraction massique et/ou volumique) et de l'intensité de la turbulence (Re)? La seconde interrogation directe, plus intimement liée à l'écoulement, est de savoir, s'il y a eu une modification, quelle échelle a été modifiée : l'écoulement global est-il modifié, les fluctuations sont-elles différentes? Par ailleurs, de part et d'autre de l'écoulement, la concentration des particules est-elle différente? Autre question, comment la turbulence est-elle modulée par ces particules? Nous nous sommes posés les questions dans cet ordre chronologique.

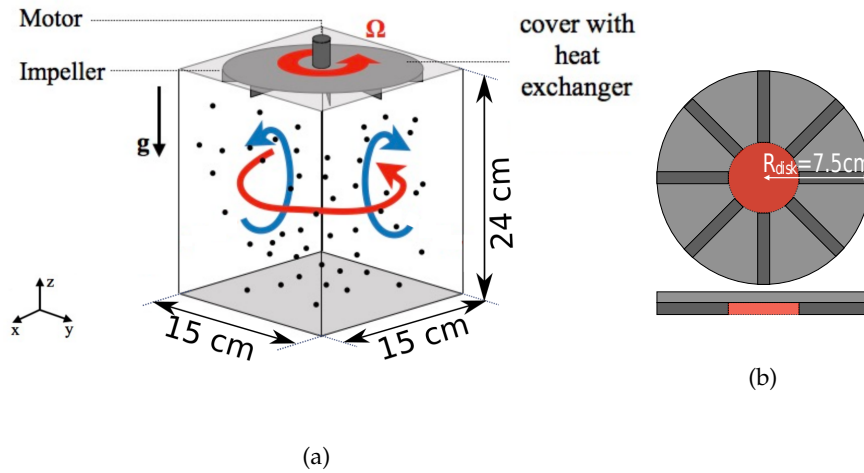


FIGURE 4 – Dispositif expérimental : a) Schéma de la cuve ; b) Schéma du disque.

1.2 L'ÉCOULEMENT DE VON KÁRMÁN : LA BOÎTE À TORNADE

Avec comme principal intérêt d'explorer les nombreuses facettes de la turbulence, l'écoulement de von Kármán a été maintes fois étudié, en particulier dans la configuration à deux disques. Dans ces études, de nombreuses problématiques sont abordées : efficacité du mélange en fonction de la topologie des disques (entraînement inertiel et/ou visqueux), fluctuations des champs de vitesses et d'accélération, transport de particules (iso-dense, inertielles, légères ...), la transition à la turbulence, etc. [35-44]. Nous allons réaliser l'ensemble des travaux de cette thèse dans un écoulement de von Kármán, avec la spécificité d'être vertical et de n'avoir qu'un seul disque. Dans cette configuration, l'écoulement est tourbillonnaire et fortement turbulent, et se rapproche de conditions réalistes pour de nombreux systèmes naturels et industriels pour lesquels la situation canonique de la turbulence homogène et isotrope n'est pas forcément la plus pertinente.

1.2.1 Boîte à turbulence

Notre dispositif expérimental est représenté sur la figure 4a. Celui-ci consiste en une cuve parallélépipédique en plexiglas de section carrée. Au sommet, un disque à huit pales (Figure 4b) génère l'écoulement lorsqu'il est mis en rotation, à une fréquence de rotation $\Omega \in [0 - 12]$ Hz. L'écoulement moyen engendré est constitué d'une rotation solide et d'une recirculation poloïdale associée à un pompage vertical. La rotation du disque est contrôlée par un moteur (voir détail section 1.4.2) afin d'en maîtriser la vitesse.

Au cours de la thèse, en fonction des mesures réalisées, deux cuves différentes ont été utilisées, en conservant toutefois le rapport d'aspect entre la hauteur sous le disque et le diamètre du disque :

- o une grande cuve de section carrée de largeur $L = 20$ cm et de hauteur $H = 32$ cm utilisée pour les mesures à faible fraction volumique : $\Phi_v \leq 1\%$. Celle-ci a servi

aux mesures optiques (I) pour la concentration de la distribution spatiale de particules.

- o une cuve de section carrée de largeur $L = 15$ cm et de hauteur $H = 24$ cm. Souhaitant que l'écoulement soit fortement chargé en particules, nous avons préféré ensemençer un petit volume pour les mesures de couples et de pression. Cette cuve a aussi été utilisée dans le cadre d'une expérience de resuspension de particules légèrement inertielles par un diagnostic optique. Le but était d'observer les trajectoires à grande échelle. Pour minimiser l'espace entre les caméras nous avons aussi utilisé cette cuve.

Un circuit hydraulique composé d'une pompe, d'un filtre (pour nettoyer d'éventuels résidus dans l'eau) et d'un vase d'expansion (nécessaire pour laisser les bulles d'air s'échapper au cours du dégazage) complète le dispositif. Une culasse composée de serpentins en cuivre est installée au sommet de la cuve. La culasse permet de dégazer complètement l'eau avant chaque expérience et de maintenir une température de 20°C constante au cours des expériences.

Ω Hz	Ω^3 Hz ³	Re -	ε W·kg ⁻¹	η μm	τ ms	L/ η
2	8	7.0e+04	0.100	56.4	3.1	1.3e+03
4	64	1.4e+05	0.632	35.6	1.3	2.1e+03
6	216	2.1e+05	1.99	26.7	0.71	2.8e+03
8	512	2.8e+05	4.62	21.7	0.46	3.5e+03
10	1000	3.5e+05	8.92	18.4	0.33	4.1e+03
12	1728	4.2e+05	15.2	16.1	0.25	4.7e+03

TABLE 1 – Tableau des caractéristiques de l'écoulement de von Kármán vertical à un disque pour des fréquences de rotation du disque $\Omega \in [0 - 12]$ Hz

Le tableau 1 présente les caractéristiques de l'écoulement en fonction de la fréquence de rotation du disque $\Omega \in [0 - 12]$ Hz. Les échelles caractéristiques de temps (τ) et de longueur (η) sont obtenues à partir de l'analyse dimensionnelle développée en introduction (section 0.2) et de la mesure de dissipation moyenne (section 1.4.2). Les nombres de Reynolds sont assez élevés pour considérer l'écoulement comme pleinement turbulent. Les échelles dissipatives sont de l'ordre de $\eta \approx 20$ μm pour la longueur et de $\tau \approx 0.5$ ms pour l'échelle de temps (table 1)

1.3 LES PARTICULES

1.3.1 Particules inertielles

Nous avons étudié la resuspension dans l'eau de particules (relativement sphériques) de deux types de verre :

- o des billes de verres de silicate, de masse volumique $2500 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Ces billes sont triées à la main à l'aide de tamis ($L_m = [125 - 160]; [315 - 400]; [400 - 500]; [600 - 800]$ μm).

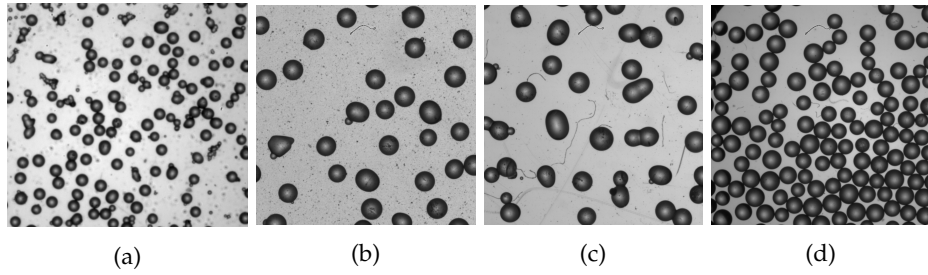


FIGURE 5 – Distribution des particules après tamisages. a) $d_p = [125 - 160]\mu\text{m}$; b) $d_p = [400 - 500]\mu\text{m}$; c) $d_p = [600 - 800]\mu\text{m}$; d) $d_p = [900 - 1100]\mu\text{m}$.

o des billes de verre de borosilicate, de masse volumique $2100 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ de 1 mm de diamètre.

La dispersion de taille des particules est mesurée à partir d'un microscope (modèle : *Wild Makroskop M420 1.25x*) avec un objectif (modèle : *Makrozoom Leica 1 :5*) couplé à une caméra (modèle : *Pixelink PL-B781U* avec une résolution de 2208×3000 pixels). Nous avons obtenu la distribution des rayons à partir des images et de l'algorithme de détection des centres de V. Vidal. Sur les figures 5a,b,c, sont exposées des images où nous remarquons que plus le diamètre est important plus la sphéricité des particules est dégradée. Alors que sur la figure 5d, les particules ont l'air d'être toutes sphériques. Ceci est dû au procédé de fabrication. Les dispersions des particules ne sont pas très uniformes (voire même asymétriques). Il est probable que les distributions d'origine n'étaient pas symétriques (Figure 6).

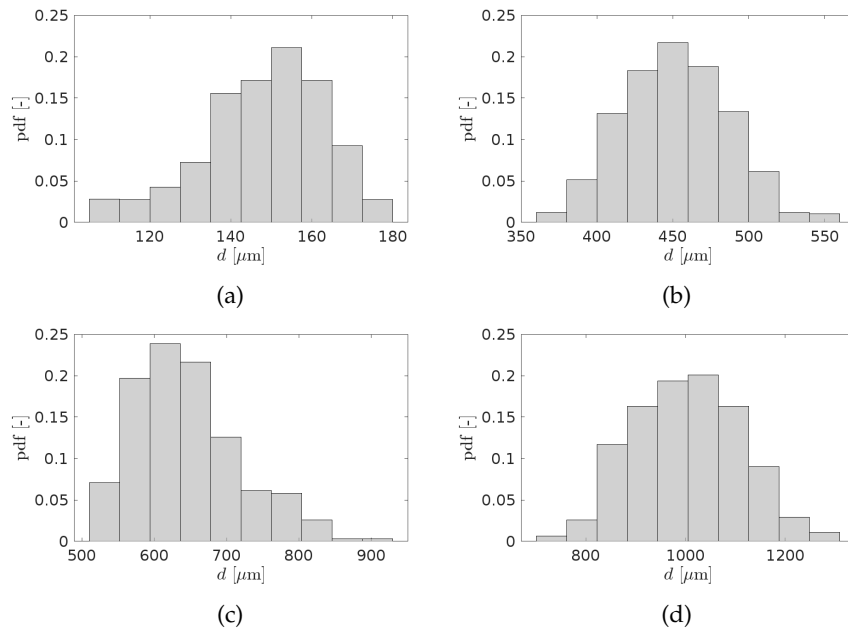


FIGURE 6 – Distribution des particules après tamisages ; a) $d_p = [125 - 160]\mu\text{m}$; b) $d_p = [400 - 500]\mu\text{m}$; c) $d_p = [600 - 800]\mu\text{m}$; d) $d_p = [900 - 1100]\mu\text{m}$.

1.3.2 Grosses billes légèrement inertielles

Alors que les particules précédentes ont des tailles sous-millimétriques, correspondant typiquement aux échelles de la turbulence, nous nous sommes également intéressés au cas de particules centimétriques, se rapprochant de l'échelle d'injection.

- o en polyamide (PAm), de masse volumique 1140 kg.m^{-3} .

- o en polyacetal (PAc), de masse volumique 1410 kg.m^{-3} .

Les tailles choisies sont les suivantes $D = 2, 6, 10, 15, 18 \text{ mm}$ (Marteau & Lemarié, précision 0.01 mm)

1.4 DISPOSITIFS ET DESCRIPTION DES MÉTHODES ET MESURES UTILISÉES

Cette section présente, par ordre chronologique de leur implémentation, les différents diagnostics expérimentaux mis en place au cours de cette thèse. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la distribution spatiale de la concentration des particules dans l'écoulement en fonction de la fraction volumique par des mesures optiques directes. Dans un second temps, nous avons caractérisé la modulation de la turbulence par une approche "multi-échelle" à l'aide (i) d'une mesure globale de la puissance injectée dans l'écoulement par les disques, et (ii) d'une mesure des fluctuations de pression pour étudier à quelles échelles les particules impactent l'écoulement.

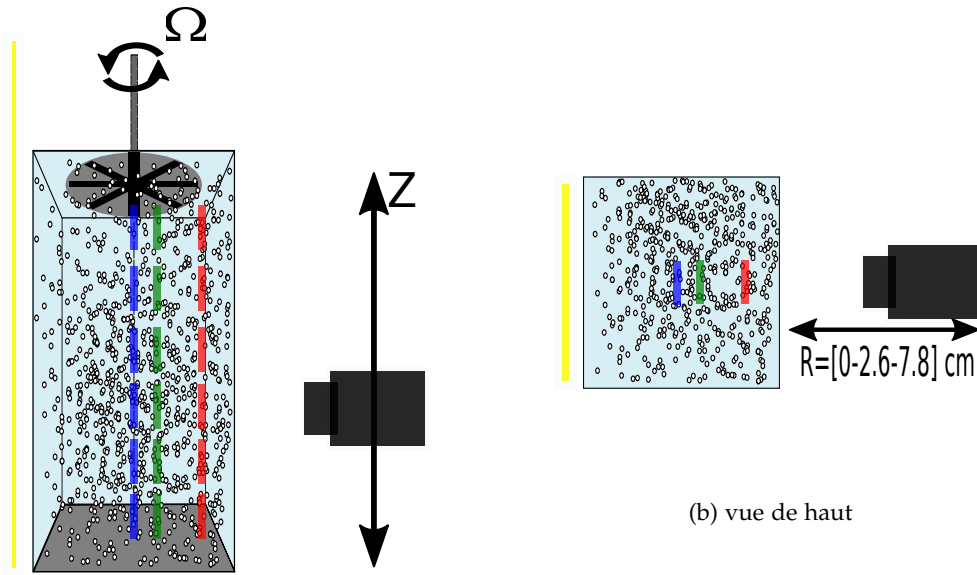
1.4.1 Mesures optiques (I) : profils de concentration locaux et globaux

Comme nous l'avons déjà introduit, l'une des questions de cette thèse est : quelle est la distribution spatiale statistique des particules en équilibre entre la resuspension turbulente et la sédimentation gravitaire ? Pour répondre à cette question, nous avons tenté de mesurer la concentration des particules. Au cours des premières mesures nous nous sommes très vite rendu compte que cette investigation est rapidement limitée par l'opacité de l'écoulement lorsqu'il y a une quantité de particules conséquente. Nous avons tout de même mis en place deux types de mesures : (i) tant que la visualisation à travers l'écoulement est acceptable ($\Phi_v \leq 1\%$) nous avons réalisé une mesure locale où les particules sont individuellement identifiées ; (ii) pour des fractions volumiques importantes nous avons tenté de quantifier la suspension de façon globale par une mesure directe de l'intégralité de l'écoulement.

Profils locaux

Le but de cette mesure est d'obtenir les profils verticaux de concentration à différentes hauteurs dans la cuve.

Pour cela, nous avons utilisé une caméra rapide (modèle : Phantom V10) avec un objectif de 105mm (modèle : Nikko). La caméra est montée sur un bras de translation afin de balayer verticalement et horizontalement l'ensemble de la cuve. Le montage a été conçu de façon à avoir une profondeur de champ proche du diamètre des particules (environ $300\mu\text{m}$) assurant une mesure quasi-planaire. Les particules sont illuminées en rétro-éclairage à l'aide d'un panneau LED. La difficulté de cette me-



(a) vue de face

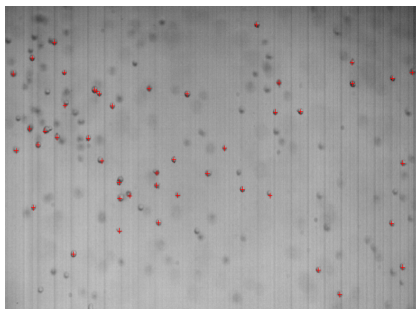
(b) vue de haut

FIGURE 7 – Montage expérimental pour l’acquisition locale de la concentration des particules. La caméra est montée verticalement sur un bras de translation et horizontalement sur une tablette de translation. Le système optique est réglé afin d’avoir une profondeur de champ très petite (environ une particule de $300\ \mu\text{m}$). Les tirets représentent les différents plans radiaux. – (bleu) : $R = 0\ \text{mm}$, – (vert) : $R = 25\ \text{mm}$, – (rouge) : $R = 78\ \text{mm}$.

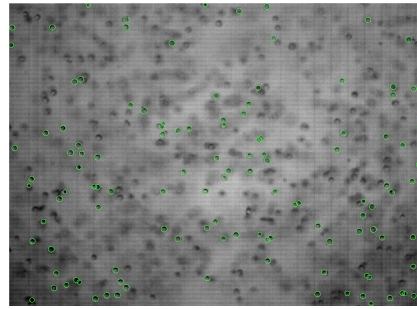
sure est d’acquérir des images permettant la détection des particules au milieu d’une luminosité qui est inhomogène et instationnaire (les particules sont en mouvement). Afin de réaliser des images d’une qualité suffisante, nous avons augmenté, au-delà des spécificités constructeur, la puissance lumineuse fournie par le panneau LED, à l’aide d’une alimentation stabilisée suffisamment puissante pour avoir un contraste très important, couplée à un système de refroidissement par ventilation pour la survie des LED.

Nous avons caractérisé ces profils pour trois fréquences de rotation du disque $\Omega = [2, 5, 8]\ \text{Hz}$, une taille de particules $d_p = [315 - 400]\ \mu\text{m}$ et $\Phi_v = [0.08 - 0.2 - 0.4]\ \%$.

L’indice de réfraction du verre étant différent de celui de l’eau, plus la quantité de particules est importante plus l’écoulement est opaque. La diffusion de la lumière n’est alors pas homogène. En effet, elle dépend fortement de la concentration en particules. C’est pour cette raison que ces mesures ont été menées pour de petites fractions volumiques (i.e. jusqu’à la limite optique acceptable pour la visualisation des particules avec nos algorithmes de détection).

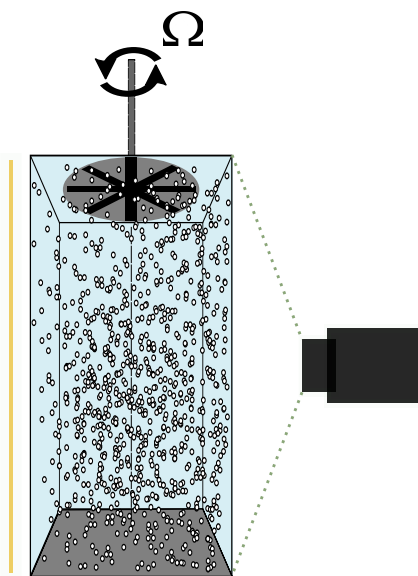


(a) Faible fraction volumique

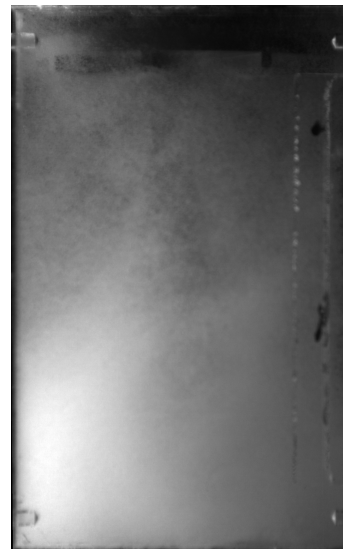


(b) Fraction volumique importante

FIGURE 8 – Exemples d’images acquises par la caméra. Nous pouvons constater qu’il n’y a aucune difficulté à reconnaître les particules dans le plan pour l’image (a) alors que c’est plus difficile pour l’image (b)



(a) dispositif expérimental



(b) Image d’une suspension

FIGURE 9 – a- Schéma du dispositif expérimental global utilisé pour rendre compte des caractéristiques de la suspension moyenne. b- Exemple d’une image : la suspension est totalement opaque mais l’intensité lumineuse varie en fonction de la hauteur.

Profils globaux : analyse qualitative de la suspension moyenne

L’espace des paramètres étant très grand, nous avons mené une étude systématique des caractéristiques de la suspension moyenne en fonction de : Ω , Φ_v , d_p . Pour cela, nous avons utilisé une caméra (modèle : Flare 2M360-CL de chez IO-Industrie qui est composée d’un capteur CMOS avec une résolution de 2048×1088 pixels, pour une fréquence d’acquisition de 280 fps) avec un objectif de 8 mm. L’éclairage est assuré par un panneau LED qui recouvre l’intégralité de la face gauche. Dans le but d’obtenir la répartition moyenne des particules, nous avons enregistré durant 5 s des images

avec une fréquence d'acquisition lente (4 fps) et un temps d'exposition conséquent (50 ms).

Ces mesures sont à la base de l'étude présentée. Elles ne sont pas auto-suffisantes mais permettent un premier diagnostic riche en informations et montrent des comportements non triviaux qui sont étudiés chapitre 3.

1.4.2 Mesure Globale : Puissance mécanique injectée

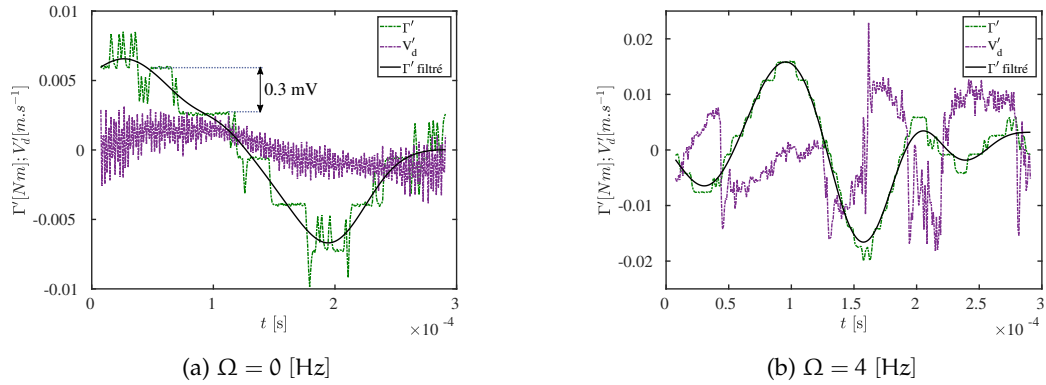


FIGURE 10 – Exemple des fluctuations de couple enregistré à la sortie du couplemètre : $\Gamma' = \Gamma - \langle \Gamma \rangle_t$, nous pouvons remarquer l'effet de digitalisation interne à la mesure malgré l'acquisition d'un signal analogique. Notre carte d'acquisition est plus précise que le signal interne.

Les diagnostics hydrodynamiques en milieu diphasique, qui plus est en situation de fort chargement, sont particulièrement complexes. Les mesures optiques (PIV, PTV, LDV) sont limitées par l'opacité du milieu et les sondes locales au cœur de l'écoulement (type fil chaud) sont rapidement endommagées. Nous nous sommes donc tournés dans un premier temps vers une mesure globale, en vue de caractériser la puissance mécanique totale injectée par le disque en rotation. Cela permet de se poser une question simple et fondamentale : lorsque le disque est asservi à vitesse constante, doit-on fournir plus ou moins de puissance mécanique en présence de particules ?

Nous avons cherché à mesurer systématiquement la puissance moyenne exercée par l'écoulement sur le disque. Le but de cette étude est tout d'abord de vérifier les arguments dimensionnels pour la phase liquide, puis d'utiliser ces résultats comme référence pour balayer l'espace des phases lorsque nous allons ajouter la phase solide. Celle-ci nous a permis de quantifier l'effet de modulation de l'intensité turbulente par la phase transportée.

Pour les mesures globales de puissance, nous avons utilisé un couple-mètre (modèle : DR2112min5Nm fabriqué par la société Scaime dont la plage de mesure s'étend jusqu'à 5 Nm avec une précision de 0.05 %) et un tachymètre (modèle TBN 206 option vendu avec le moteur Parvex dont la calibration est 0.006 V/min). La vitesse des moteurs est maintenue constante à l'aide d'un servo-amplificateur (modèle : RTS

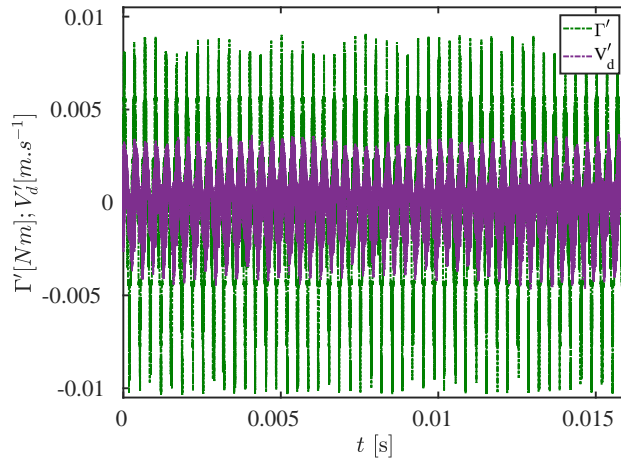


FIGURE 11 – Echantillon des signaux de vitesse et de couple lorsque le variateur moteur est en fonctionnement mais sans rotation du disque. – (en violet) : vitesse de rotation, - (vert) : couple exercé.

10/20-60 de chez Parvex, c'est un nom compliqué pour parler de variateur à courant continu). Nous notons $V_d = 2\pi R_d \Omega$ (où Ω est la fréquence de rotation du disque) la vitesse en périphérie du disque. La mesure de vitesse de rotation du disque est directement effectuée à la sortie du tachymètre.

Acquisition de la mesure :

Nous avons acquis les signaux au moyen d'une carte haute résolution (modèle : PXI-4472 de chez National Instrument composé de huit voies d'entrée de résolutions 24 bits). Comme c'est le cas pour beaucoup de systèmes de mesure modernes dont le couplemètre que nous utilisons, à l'instant où la mesure est effectuée, le signal acquis est directement amplifié et digitalisé en un signal numérique (15 bits) puis à nouveau converti en un signal analogique. Bien que disposant d'une sortie analogique, le signal délivré est de fait quantifié sur 15 bits. Ce qui signifie que la plage de mesure (∓ 5 V) est divisée par $2^{15} = 32768$ quantité par unité de mesure, conduisant à une résolution de mesure de 0.3 mV, correspondant à une précision de couple $\Delta\Gamma = 0.4$ mN.m.

La résolution de la carte d'acquisition est supérieure à celle du couplemètre. Sur la figure 10, les signaux bruts de couple ont une allure crénelée lorsque les fluctuations sont lentes alors que ce n'est pas le cas des signaux de vitesses. Cet effet s'atténue pour des fréquences de rotation élevées ($\Omega = 6$ Hz), pour lesquelles la plage de fluctuation de couple est plus importante.

Bruit de la mesure :

Malgré les précautions prises pour protéger les câbles entre la carte d'acquisition, le couplemètre et le tachymètre, lorsque le variateur est mis en route, le rapport signal sur bruit est dégradé (isolation + blindage). Nous constatons notamment l'apparition des pics parasites à la fréquence du hacheur des variateurs (Figure 11).

Mise en pratique :

La mesure de couple et de vitesse nous permet de déduire directement la puissance

P_{mot} fournie par le moteur lorsque qu'il est asservi en vitesse. Nous nous intéressons principalement ici à sa valeur moyenne :

$$P_{\text{mot}} = \langle \Gamma \Omega \rangle_t \quad (5)$$

Cette mesure est totale. Autrement dit, elle ne prend pas seulement en compte la puissance mécanique requise pour mettre le fluide en mouvement mais également les pertes par frottements dues aux contacts entre l'arbre de transmission et les différents roulements, paliers et joint. Pour nous en affranchir, nous mesurons ces derniers directement en faisant tourner l'arbre moteur dans l'air et sans le disque. Par conséquent, nous pouvons en déduire la puissance mécanique moyenne P_{inj} fournie par le moteur à l'écoulement :

$$P_{\text{inj}} = P_{\text{mot}} - P_{\text{air}} = \langle \Gamma \Omega \rangle - \langle \Gamma_{\text{air}} \Omega_{\text{air}} \rangle_t \quad (6)$$

Afin de tester la qualité de cette mesure, nous avons dans un premier temps vérifié que le comportement mesuré de la puissance injectée en régime monophasique en fonction de la fréquence de rotation obéit bien à la loi cubique attendue [2, 38, 39]

$$\mathcal{P} = \mathcal{K}_p \rho R^5 \Omega^3$$

Ceci est illustré sur la figure 12, où nous avons estimé la valeur de $\mathcal{K}_p = 1.5$.

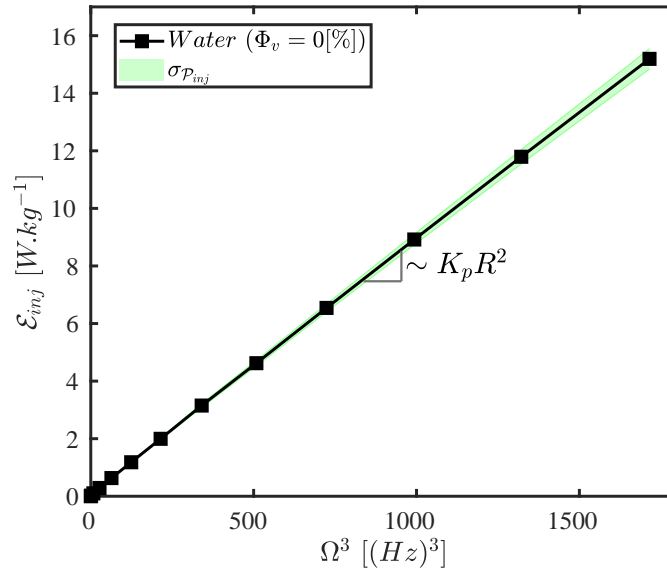


FIGURE 12 – Puissance injectée par unité de masse (\mathcal{E}_{inj}) dans l'écoulement par le moteur pour différentes fréquences de rotation du disque (Ω)

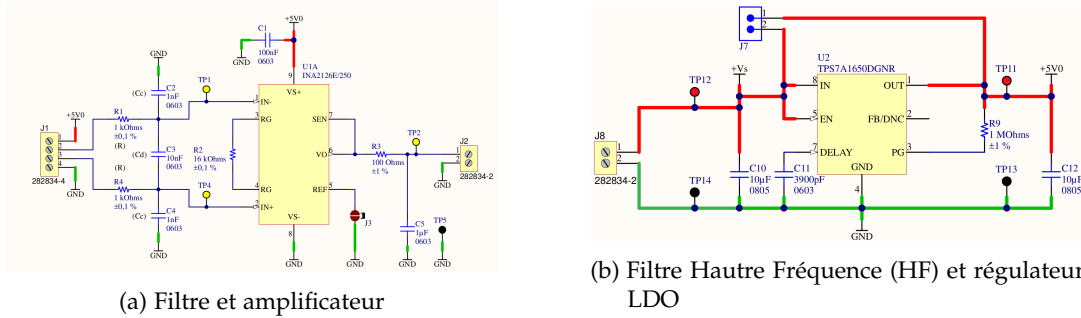


FIGURE 13 – Schéma électrique développé par le service électronique pour mettre en place la mesure de pression à l'aide du capteur MS5401-BM.

1.4.3 Fluctuations de pression

Nous pourrions remarquer qu'en régime stationnaire, la puissance injectée est égale à la puissance totale dissipée. En régime diphasique, nous ne pouvons toutefois pas distinguer par une telle mesure les effets de dissipation visqueuse de mécanismes plus fins dans le fluide dûs à la présence des particules (collisions, sillages, ...). Les mesures de pression dynamique de qualité permettent d'explorer ces effets. Par le passé, l'équipe a réalisé de telles mesures dans des conditions difficiles (écoulement de sodium et de gallium liquide, y compris avec des billes de fer), d'où l'idée de développer cette mesure. Tout comme la vitesse, la pression est une grandeur physique observable dans un écoulement turbulent.

$$P = P_0 + p' \quad (7)$$

Ces grandeurs sont riches d'information. En fonction de la méthode d'investigation, il est possible d'extraire différentes informations à propos de l'écoulement. Lors d'études passés [40, 45, 46], les scientifiques se sont uniquement focalisés sur les fluctuations de pressions de l'écoulement von Kármán similaire, à deux disques contrarotatifs dans un cylindre. Ces mesures ont été effectuées grâce à un capteur piezo-électrique capacitif, dans un écoulement uniquement constitué de la phase liquide. Les capteurs capacitifs filtrent le signal continu, ils sont donc bien adaptés aux mesures des fluctuations. Ainsi, nous sommes en capacité de mesurer des PDFs, mais aussi des spectres, où les régimes de la cascade turbulente que nous avons introduit dans l'introduction 0.2 sont visibles dans le cas monophasique. Il est donc raisonnable de tenter d'utiliser ce diagnostic pour explorer de possibles modifications de la cascade par les particules, dans le cas d'un écoulement diphasique.

Comme dans les études antérieures, nous avons, dans un premier temps, tenté une investigation similaire c'est-à-dire avec un capteur capacitif. Nous avons obtenus des résultats très bruités et d'une qualité insatisfaisante montrant néanmoins quelques changements remarquables des signaux en présence de particules. Cette mesure est aussi limitée physiquement par le temps de réponse de l'amplificateur de charge (1 s pour une utilisation sur toute la gamme de mesure).

Les fluctuations de pression rendent compte des modifications d'échelle de l'écoulement. Mais dans le cas d'un écoulement multiphasique, une interrogation supplé-

mentaire se pose à propos de la phase solide, quant à la stationnarité et à l'homogénéité. Et c'est pour essayer de répondre à cette question supplémentaire que, dans un second temps, nous avons décidé d'utiliser un capteur piézorésistif. Le but est de mesurer le signal fluctuant et le signal continu pour répondre aux questions suivantes : (i) peut-on estimer la quantité de billes suspendues à partir d'évolution de la pression statique ? (ii) quelles sont les modifications locales de l'écoulement sur la plus grande gamme d'échelle possible au travers des fluctuations de pression ? Nous avons donc décidé de développer une mesure multi-points à l'aide de capteurs analogiques et d'attacher le plus grand soin à la qualité du signal mesuré, afin d'en extraire les fluctuations sur la plus grande gamme d'échelle possible.

capteur :

Pour nos mesures, nous avons utilisé un capteur de pression piézorésistif MS5401-BM de chez TE Connectivity. Sa sensibilité est de 150 mV/bar avec une déviation à la linéarité de 0.05 % pour une plage de mesure de 1 bar. Le capteur est constitué d'une membrane de silicium où des plaquettes de verre borosilicaté sont collées sous vide à l'arrière pour une pression de référence. Tout cela est installé au centre d'une capsule métallique remplie d'un gel siliconé et directement monté sur le circuit imprimé de montage. Le silicium est photo-électrique donc le capteur est sensible à la lumière (spectre visible et proche infrarouge). Il faut donc faire attention à toujours procéder aux mesures avec le même éclairage. Dans notre cas, la diffusion de la lumière est variable en fonction de la quantité de billes en suspension. Pour nous affranchir de ce petit souci, nous avons effectué l'ensemble des mesures dans le noir complet. Aucune mesure optique ne peut avoir lieu simultanément.

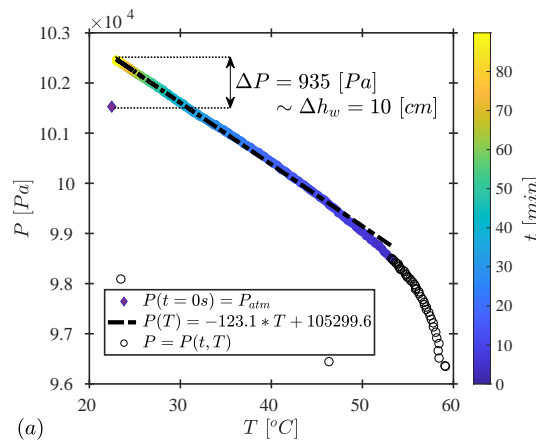


FIGURE 14 – Evolution de la pression et de la température au cours du temps, après avoir rempli le réservoir avec de l'eau dont la température était plus élevée que la température ambiante

Ce capteur est aussi sensible à la température. Sur la figure 14, nous avons représenté la pression en fonction de la température au cours du temps. Cette mesure nous a permis de caractériser la déviation en température. Le capteur a été placé au fond d'un récipient de 10 cm de haut. A l'instant initial, le capteur indique bien la

pression atmosphérique, puis nous avons entièrement rempli ce réceptacle avec de l'eau chaude ($T = 60^{\circ}\text{C}$). Puis la température de l'eau a diminué jusqu'à atteindre la température ambiante. Dès lors, la pression mesurée par le capteur correspond à celle de la pression atmosphérique plus le poids de la colonne d'eau de 10 cm. Et, la relation entre la pression et la température est linéaire comme cela était attendu. La mesure de la composante continue du capteur pression est rassurante pour les mesures futures.

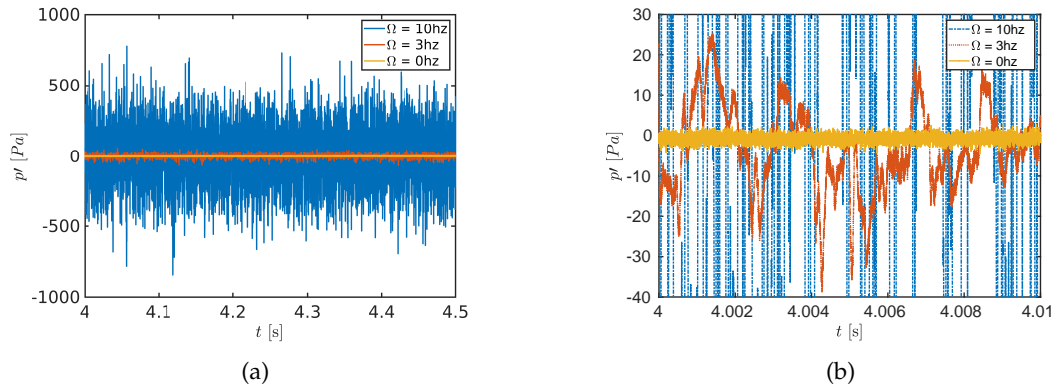


FIGURE 15 – (a) : Exemple de signal de pression (en Pa) durant 0.5 secondes d'acquisition pour différentes fréquences de rotation du disque; (b) : Exemple de signal de pression (en Pa) durant 10 millisecondes d'acquisition pour différentes fréquences de rotation du disque. Nous pouvons remarquer le faible bruit lorsque le variateur moteur est allumé mais que le disque ne tourne pas. Le bruit est inférieur à 5 Pa, l'objectif est atteint, le capteur rend très bien compte des fluctuations.

Principe et mise en place du capteur :

L'avantage des capteurs de pression piezo-résistifs est de permettre de mesurer la composante continue P_0 de la pression globale. Le temps de réponse du capteur est très faible, nous pouvons accéder aux fluctuations sur une large gamme de fréquences. Pour cela, avec l'aide de Marius Tanase du service électronique du laboratoire, nous avons développé spécifiquement un module d'alimentation et d'amplification de très grande qualité, de sorte à minimiser le bruit haute fréquence dû au variateur. L'idée générale pour cette mesure est d'amplifier sans dégrader les signaux, afin de l'encoder le plus rigoureusement possible pour réussir à extraire les fluctuations lors de l'analyse.

La figure 13a représente le circuit d'alimentation. Il est composé de filtres haute fréquence de très grande qualité (condensateur en céramique pour éliminer le bruit de l'alimentation et du variateur) ainsi le signal d'alimentation pour le capteur est nettoyé de tous les types de bruits (bruit de l'environnement et bruit dû à l'alimentation d'origine). Sur la figure 13b, J1 est le bornier d'alimentation/sortie du capteur. Les bornes supérieures sont celles d'alimentation et les bornes du milieu correspondent au signal de sortie. Au centre de la figure, nous pouvons voir l'amplificateur bas bruit. Avec le régulateur LDO, il est l'élément clé du module. Il n'a pas été possible

de l'intégrer directement sur le capteur donc le signal sortant est transporté par un fil, à nouveau le signal est soumis aux différents bruits de l'expérience. Le signal est donc ensuite filtré puis à l'aide de l'amplificateur le gain du signal est augmenté. L'amplitude du signal est augmentée 10 fois (à l'origine le capteur est calibré pour 1 bar à 150 mV donc après amplification nous avons 1 bar pour 1,5 V). Pour terminer, nous enregistrons le signal à l'aide d'une carte de très grande précision (24 bits, NI4472).

La figure 15 représente les fluctuations. Comme nous pouvons le constater le signal est tout à fait exploitable. Lorsque les moteurs sont allumés le bruit est extrêmement faible.

1.4.4 Mesures optiques (II) : Vélocimétrie Laser Doppler (LDV : Laser Doppler Velocimetry)

La technique de mesure LDV permet d'obtenir le champ eulérien de vitesse en un point dans une direction donnée. Nous avons mis en place ces mesures afin de comparer les fluctuations de vitesses aux fluctuations de pressions présentées ci-dessus et exploiter dans le chapitre 5, en vue de valider la pertinence des mesures de pression pour caractériser la dynamique multi-échelles de l'écoulement. Nous utilisons un système commercial de chez Dantec Dynamic de mesures par vélocimétrie laser Doppler (LDV). C'est une mesure locale et ponctuelle de la vitesse d'un écoulement. Le dispositif permet de mesurer simultanément deux directions (une horizontale et une verticale). Cette technique est considérée comme non intrusive, néanmoins il est nécessaire d'introduire des traceurs. Un des désavantages de cette mesure est que le taux d'acquisition n'est pas constant.

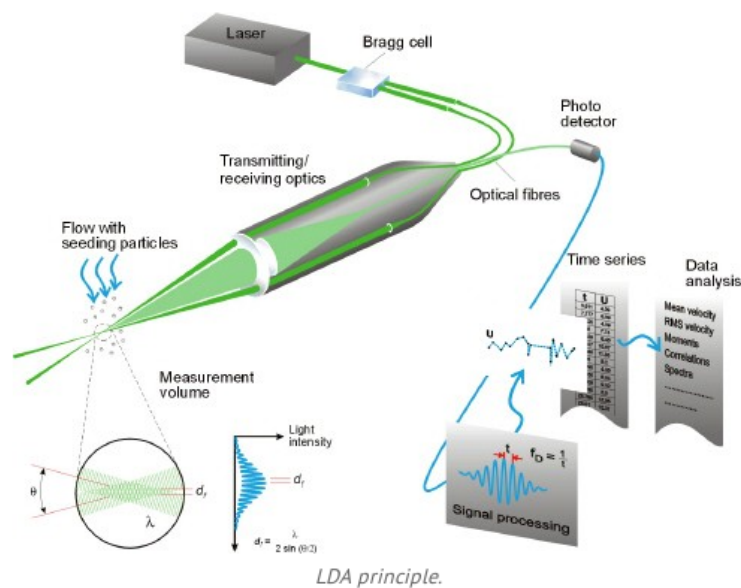


FIGURE 16 – Schéma opérationnel du système de LDV Dantec pour une direction. (Dantec Dynamics)

Comme son nom l'indique, le procédé de mesure nécessite l'utilisation d'un laser mais il est aussi constitué de plusieurs autres composants de bases (voir figure 16) :

- o Laser Coherente vert ($\lambda = 532$ nm) et jaune ($\lambda = 561$ nm)

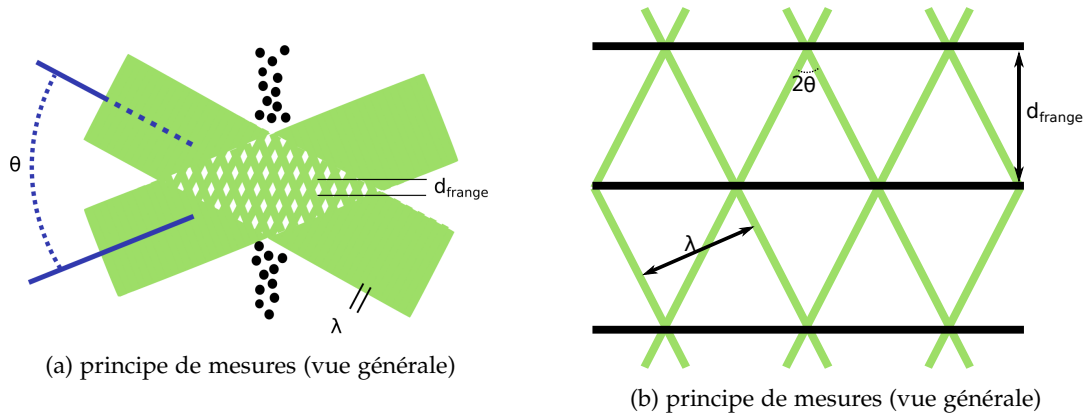


FIGURE 17 – a- Composant basic d'un système LDV;b- principe de mesure LDV (vue générale);c- principe de mesure LDV (vue locale)

- o Flow Explorer
- o Burst Spectrum Analyser (BSA F600- 2D)
- o BSA Flow software

Ce système utilise deux lasers, un par direction observée. Pour la suite de la description, nous allons nous concentrer sur une seule composante (le principe étant identique pour les deux). Ce système fonctionne en rétro-diffusion, ce qui signifie que la source lumineuse (laser) et le récepteur (photomultiplicateur) sont situés au même endroit : le Flow explorer est un ensemble complexe de différents appareils optiques.

Principe (figure 17) :

Le faisceau laser émis à la fréquence f_0 est séparé en deux faisceaux distincts cohérents. L'un d'eux est décalé en fréquence de 40 Mhz par rapport à l'autre, par une cellule de Bragg à la fréquence f_b . L'ensemble optique fait converger les deux faisceaux : au point d'intersection, des plans constitués de franges d'interférences sont créés. Cette zone correspond au volume de mesures (nous pouvons l'imager comme une sphéroïde). La distance interfrange d_{frange} est proportionnelle à l'angle de convergence de ces derniers : θ et de la longueur d'onde du laser : λ_{laser} .

$$d_{frange} = \frac{\lambda}{2\sin(\theta)} \quad (8)$$

Lorsqu'un traceur traverse le volume de mesure, de la lumière scintille en direction du photomultiplicateur. Le scintillement, en fonction du chemin parcouru par le traceur de frange en frange, oscille de brillant à sombre. La fréquence de scintillement (f_s) renseigne directement sur la vitesse du traceur. De plus, le décalage des fréquences entre les deux faisceaux entraîne un défilement des franges d'interférence. Nous pouvons alors utiliser la mesure en mode dit hétérodyne pour identifier le sens de déplacement de l'objet au travers du volume de mesure (Figure 18).

$$U = d_{frange} f_s \quad (9)$$

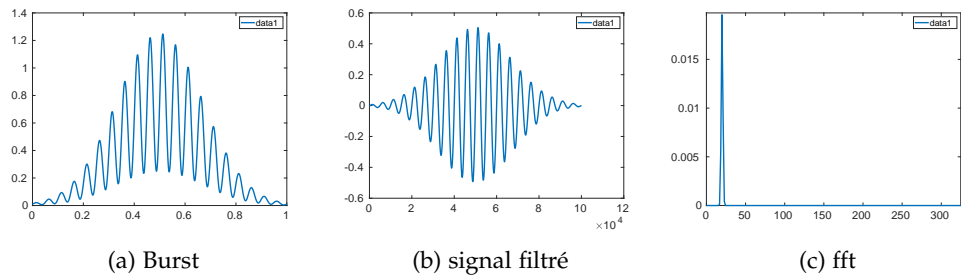


FIGURE 18 – Schéma de principe de la LDV. a-Composant basic d'un système LDV ;b-principe de mesure LDV (vue générale)

RESUSPENSION DE PARTICULES LÉGÈREMENT INERTIELLES DANS UN ÉCOULEMENT DE VON KÁRMÁN VERTICAL À UN DISQUE

Sommaire

2.1	Introduction, description du problème	34
2.2	Méthode : suivi de particules par ombroscopie	35
2.3	Caractéristiques de l'écoulement	35
2.4	Distribution spatiales des particules	37
2.4.1	Observations	37
2.5	Conclusion	42



FIGURE 19 – Image de particules de polyamide en suspension dans un écoulement de von Kármán vertical à un disque

Dans ce chapitre, nous utilisons un diagnostic optique de suivi lagrangien de particules afin d'explorer la répartition spatiale des particules légèrement inertielles (particules de polyamide et de polyacétal) en suspension dans un écoulement de von Kàrmàn vertical à un disque. Dans le même temps, nous profitons de ces mesures pour caractériser l'écoulement moyen. Cet écoulement est par la suite utilisé dans tous les travaux présentés dans ce manuscrit.

Nous commençons par présenter l'écoulement moyen, puis nous explorons la distribution spatiale des particules de différentes tailles et de différentes densités.

2.1 INTRODUCTION, DESCRIPTION DU PROBLÈME

Pour appréhender la distribution spatiale des particules, nous nous sommes placés dans le cadre suivant :

- Régime très dilué : la fraction volumique des particules est très faible ($\Phi_v \approx 0.2\%$).
- Particules légèrement inertielles : deux types de particules ont été étudiées séparément. Les premières sont en polyamide de masse volumique $\rho_{pm} = 1140 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ de diamètres $d_p = [3, 6, 10, 15, 18] \mu\text{m}$. Les secondes sont en polyacétal $\rho_{pc} = 1410 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ de diamètres $d_p = [3, 6, 10, 18] \mu\text{m}$. Toutefois, bien que les particules soient d'une densité proche de celle du fluide ($\rho_{PM}/\rho_f \approx 1.14$; $\rho_{PC}/\rho_f \approx 1.41$), leurs tailles est importante devant l'échelle de dissipation de l'écoulement, voire de l'ordre de l'échelle intégrale. Il est difficile de parler de régime *one-way coupling*, car l'écoulement est au moins modifié à l'échelle des particules.
- Seules les fréquences de rotation de disque entraînant des régimes d'écoulement intéressants sont étudiées $\Omega = [1.5, 2, 2.5, 3, 4, 5, 6]$, c'est-à-dire entre les prémices de mise en suspension des particules et la limite d'un écoulement où les particules ont des trajectoires balistiques.

d_p μm	ρ_p $\text{kg}\cdot\text{m}^3$	d_p/η -	d_p μm	ρ_p $\text{kg}\cdot\text{m}^3$	d_p/η -
3	1140	53.1 – 98.4	2	1410	46.0 – 74.8
6		106 – 196	6		138 – 224
10		177 – 327	10		230 – 374
15		266 – 492	-		-
18		319 – 590	18		414 – 673

TABLE 2 – Paramètres des particules de polyamide et de polyacétal

Nous avons acquis les trajectoires des particules dans tout le volume de la cuve par une méthode de suivi lagrangien de particules (LPT : annexe A). Celle-ci nous a permis de capturer les trajectoires des particules dans le but d'observer leurs répartitions en fonction de leurs caractéristiques physiques ($d_p, \rho_{PM,PC}, \Omega$). Dans un futur proche, cette méthode nous permettra d'extraire les champs de vitesses et d'accélération dans le but d'obtenir des cartes de champs de moyens et fluctuants (travail en cours).

2.2 MÉTHODE : SUIVI DE PARTICULES PAR OMBROSCOPIE

Pour obtenir les positions, les vitesses et l'accélération des particules, nous avons utilisé la méthode de suivi lagrangien de particules (LTV : Annexe A). Trois caméras rapides (*Phantom V12*) sont disposées orthogonalement les unes aux autres en face de la cuve du système expérimental présenté dans le chapitre 1. Sur les deux autres faces libres, des panneaux LED sont installés, les particules sont alors vues comme des ombres sur les capteurs CMOS des caméras. Par une calibration précédemment réalisée, nous connaissons l'équivalent des positions des pixels dans le monde réel (3D). Nous souhaitons acquérir à la fois la dynamique lente et rapide de l'écoulement. La distribution spatiale des positions des particules est acquise à partir de positions non-corrélées donc nous avons choisi une fréquence lente, ce qui revient à une fréquence d'acquisition inférieure à la fréquence associée à l'échelle temporelle intégrale de l'écoulement : $f_s \leq T_l^{-1}$). Pour résoudre les vitesses, puis l'accélération des particules, il est nécessaire d'acquérir précisément les positions à des pas de temps les plus courts possible pour dériver successivement deux fois les trajectoires acquises. Le critère seuil est d'être plus rapide que la plus rapide des dynamiques de l'écoulement, ce qui signifie que la fréquence d'acquisition doit être plus importante que la fréquence équivalente à l'échelle de la dynamique des particules. D'après les caractéristiques globales de l'écoulement présentées dans le tableau 1 du chapitre 1, nous avons utilisé trois fréquences d'acquisitions : $f_s = 1, 500, 3000$ fps pour une résolution d'image de 1200×800 px², pour rassembler la quantité minimale mais suffisante de films pour réaliser une étude statistique robuste des positions, des vitesses et des accélérations des particules.

2.3 CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT

D'après les travaux de Machicoane *et al.*, nous pouvons considérer que les particules de polyamide de diamètres $d_p = 3$ mm permettent d'estimer le champ de vitesse moyen [41]. Nous utilisons donc ces particules pour extraire les champs de vitesses moyens de l'écoulement.

A partir d'un maillage 3D ($\Delta_x \cdot \Delta_y \cdot \Delta_z = 5 \cdot 5 \cdot 10$ mm³) et de la moyenne de l'ensemble des vitesses des trajectoires contenues dans chacune des mailles, il est possible de reconstruire les champs eulériens de vitesses moyennes $\langle u(x, y)_z \rangle_z$ et $\langle u(x, z)_\theta \rangle_\theta$.

Les cartes des champs de vitesses moyennes représentées sur la figure 20 correspondent, comme cela était attendu, à un écoulement principal de rotation solide et à un écoulement secondaire de recirculation verticale (zone de pompage). Cependant, ces cartes mettent en lumière un écoulement plus complexe. L'axisymétrie de l'écoulement est fortement perturbée sur les bords et dans les angles de la cuve sur la figure 20a. Géographiquement, nous pouvons distinguer plusieurs zones en fonction de la vitesse verticale moyenne ($\langle u(x, y)_z \rangle_z$) :

- A l'intérieur des disques noirs, on observe une zone où la vitesse verticale est très faible mais elle semble organisée en un cœur relativement négatif par rapport à un contour positif.

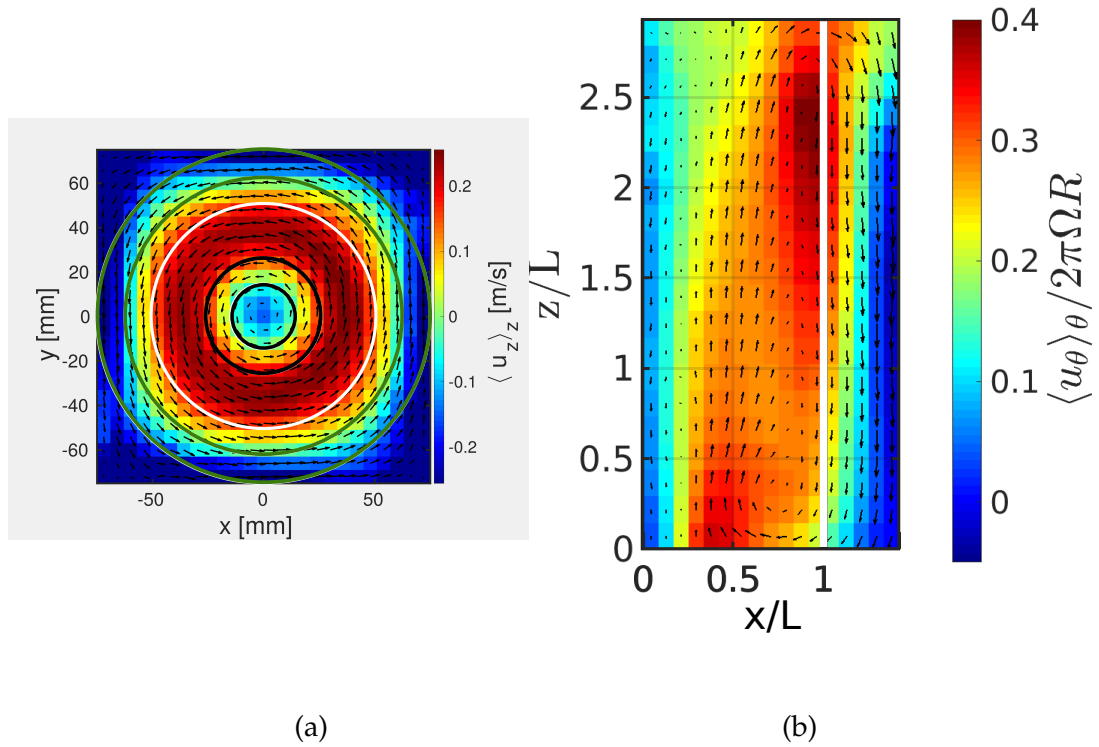


FIGURE 20 – Représentation de l'écoulement moyen obtenu à partir des particules de $d_p = 3$ mm pour une fréquence de rotation du disque de $\Omega = 5$ Hz. (a) : moyenné selon la direction verticale z et (b) : moyenné selon la direction azimutale θ . $\langle \rangle$ correspond à la double moyenne, c'est-à-dire à la fois à la moyenne de l'ensemble des trajectoires d'une même maille et à la moyenne temporelle.

- Entre le cercle blanc et noir, il y a une forte vitesse verticale positive (effet de pompage). C'est la limite radiale où l'axisymétrie est garantie (barre blanche reportée sur la carte 20b)
- Du cercle blanc au cercle vert, la vitesse verticale diminue et l'écoulement est de plus en plus "carré".
- Sur les bords de la cuve (disque vert), nous pouvons distinguer deux zones où la vitesse verticale devient de plus en plus négative (effet de la recirculation "descendante").

La figure 20b montre que la rotation solide $\langle u(x, z)_\theta \rangle_\theta$ est topologiquement parlant de forme conique. De l'extérieur du disque vers l'intérieur de la cuve, l'amplitude de la rotation solide décroît lorsque l'altitude diminue ou augmente selon la position radiale. Le maximum d'amplitude est atteint à chaque extrémité de la cuve.

Pour conclure, les champs moyens de vitesses indiquent clairement la rotation solide comme écoulement principal. Et nous observons une zone de recirculation où la dispersion des vitesses verticales n'est pas symétrique : un cœur de fluide "mort" est suivi par une large zone de pompage vertical. Celle-ci s'étend jusqu'au bord de la cuve où la vitesse vertical devient négative, en particulier dans les coins de la cuve.

2.4 DISTRIBUTION SPATIALES DES PARTICULES

A partir des acquisitions à 1 fps, nous pouvons extraire les statistiques de position des particules. Nous avons obtenu l'équivalent de 16000 images (deux films réalisés par vitesse de rotation). De plus, par ergodicité de la dynamique des particules dans un volume fini, les mesures offrent un échantillonnage suffisant pour que les statistiques convergent. Une fois la position des particules extraite, nous pouvons tout comme pour la vitesse ci-dessus mailler le volume de la cuve. La taille des mailles axisymétriques étant de $2\pi r \cdot \Delta_r \cdot \Delta_z = 2\pi r \cdot 5 \cdot 7.3 \text{ mm}^3$, et de $\Delta_x \cdot \Delta_y \cdot \Delta_z = 5 \cdot 5 \cdot 220 \text{ mm}^3$ pour les mailles cartésiennes. Pour quantifier la répartition des billes, nous nous appuyons sur les fonctions de densité de présence définies telles que :

$$\int_{-R}^R \int_{-R}^R \int_0^H \Pi(x, y, z) dx dy dz = 1$$

où $\Pi(x, y, z) = \frac{n(x, y, z)}{N_{\text{tot}} \Delta_x \Delta_y \Delta_z}$ avec $n(x, y, z)$ le nombre d'évènements détectés dans une maille $m(x, y, z)$, N_{tot} le nombre total d'évènements et H la hauteur totale du volume mesuré. Et :

$$\int_0^L \int_0^{2\pi} \int_0^H \Pi(r, \theta, z) r dr d\theta dz = 1$$

où $\Pi(r, \theta, z) = \frac{n(r, \theta, z)}{N_{\text{tot}} r \Delta_r \Delta_\theta \Delta_z}$ avec $n(r, \theta, z)$ le nombre d'évènements détectés dans une maille $m(r, \theta, z)$, N_{tot} le nombre total d'évènements et H la hauteur totale du volume mesuré.

La cuve est ensuite découpée en maille 2D, soit avec une moyenne selon θ , soit avec une moyenne selon z :

$$\langle \Pi(x, y) \rangle_z = \frac{\langle n(x, y) \rangle_z}{N_{\text{tot}} \Delta_x \Delta_y \Delta_z}$$

$$\langle \Pi(r, z) \rangle_\theta = \frac{\langle n(r, z) \rangle_\theta}{2\pi N_{\text{tot}} r \Delta_r \Delta_z}$$

Les cartes 2D sont suffisantes pour observer la répartition spatiale des particules dans l'écoulement.

2.4.1 Observations

Maintenant, essayons de comprendre la resuspension des particules en fonction de l'effet de "pompage" de l'écoulement, de l'effet de centrifugation (fréquence de rotation du disque Ω) et bien sûr de la gravité.

La figure 21 représente des cartes de PDFs dans le plan (r, z) en fonction du diamètre des particules d_p et de la fréquence de rotation du disque Ω pour les particules de polyamide. Pour $\Omega = 1.5 \text{ Hz}$ et $\Omega = 2 \text{ Hz}$ les répartitions sont similaires. A ces deux premières fréquences, les particules n'atteignent jamais le haut de la cuve, et, plus les diamètres sont importants moins elles sont re-suspendues, comme on pourrait

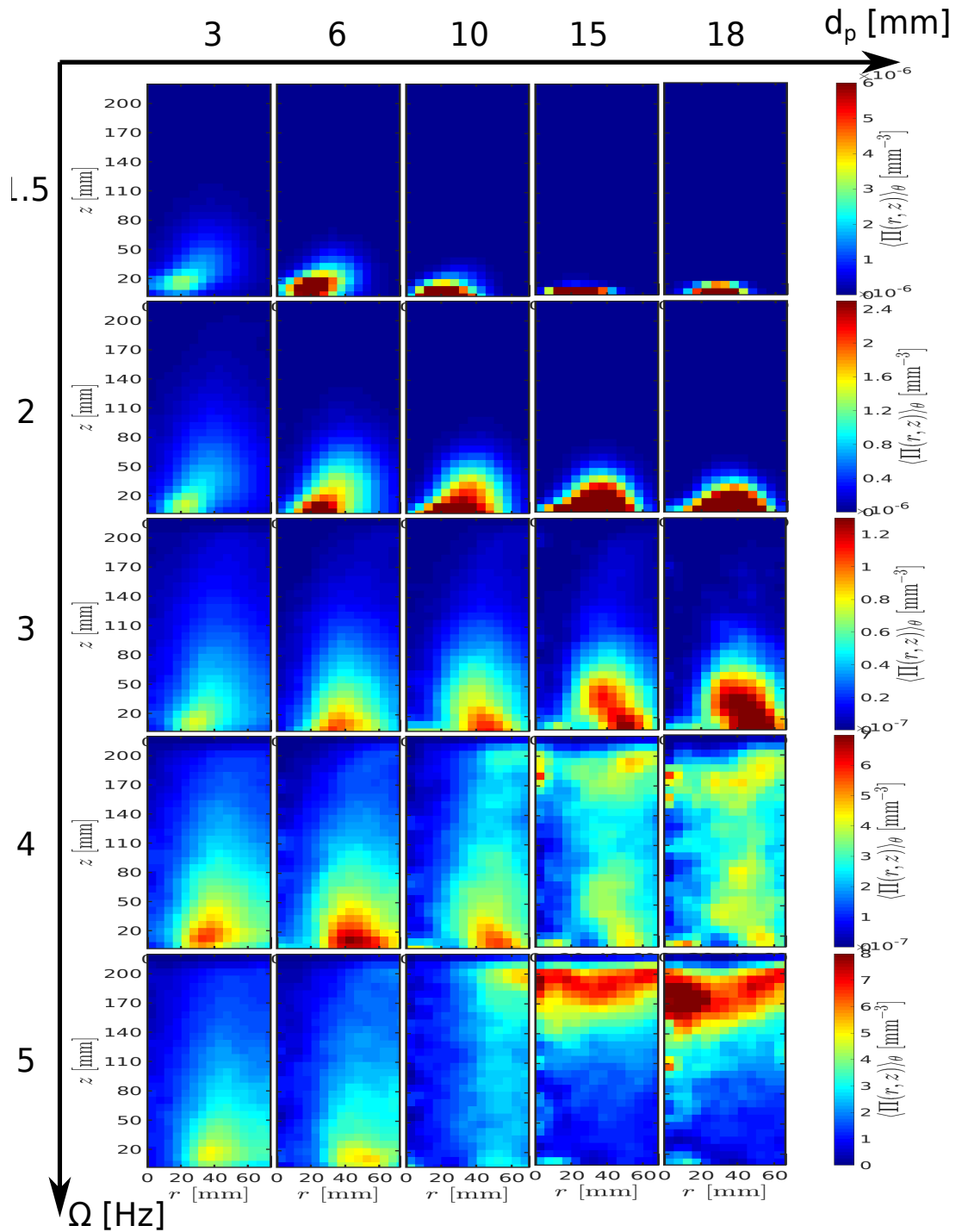


FIGURE 21 – Fonction de densité de présence $\langle \Pi(r, z) \rangle_\theta$, moyennée selon la direction azimutale θ , à la fréquence de rotation $\Omega = [1.5, 2, 3, 4, 5]$ Hz pour des particules en *polyamide* de diamètres $d_p = [3, 6, 10, 15, 18]$ mm

trivialement s'y attendre puisqu'à densité fixée, plus le diamètres des particules est grand plus elles sont lourdes. Les particules sont légèrement déportées du centre. Les distributions forment une queue dirigée vers l'extérieur qui croît en fonction de Ω . Pour $\Omega = 3$ Hz, le constat est opposé pour $d_p = [15, 18]$ mm : les particules se retrouvent proches des bords de la cuve. Des excursions verticales apparaissent. Pour les diamètres inférieurs, les particules semblent balayer l'ensemble de la boîte (amplitude égale des effets de centrifugation avec ceux de pompage). De façon générale, les particules advectées au sommet de l'écoulement sont ensuite éjectées radialement vers l'extérieur.

Il y a un changement de distribution notable pour $\Omega = 4$ Hz. En effet, deux zones se distinguent : (i) les particules de $d_p = [3, 6]$ mm ne présentent aucun changement, elles explorent toujours préférentiellement le bas de l'écoulement et (ii) pour les diamètres supérieurs, les particules sont concentrées soit dans la partie supérieure de la cuve au voisinage du disque soit dans la partie inférieure. Toutefois, les particules explorent une grande partie de l'écoulement. Nous pouvons remarquer que les particules de $d_p = 10$ mm présentent une concentration entre les deux, le maximum de concentration étant dans la partie inférieure par rapport aux autres diamètres, la partie supérieure étant relativement plus visitée.

Enfin, lorsque la fréquence de rotation augmente, le système se fige dans les états de concentration maximale dans la partie supérieure pour les diamètres importants $d_p = [15, 18]$ mm. Les particules de 18 mm sont vraisemblablement plus souvent au centre de l'écoulement que le particules de 15 mm. Il n'y a plus de différence de dispersion entre les particules de 6 et 3 mm. A cette fréquence de rotation, les particules de $d_p = 10$ mm sont plus souvent présentes dans la partie supérieure de l'écoulement.

Pour résumer, nous observons un changement qualitatif important entre le comportement des particules de petites et grandes tailles : lorsque nous augmentons la vitesse de rotation, la distribution des petites particules ($d_p < 10$ mm) garde toujours une stratification avec trivialement un maximum de présence en bas alors que pour les grosses particules $d_p > 10$ mm, nous observons une inversion de la stratification pour $\Omega \gtrsim 4$ Hz.

La figure 22 représente des cartes de PDFs cette fois ci pour les particules de polyacétal plus denses. L'inertie de ces particules est plus importante que pour celles de polyamide, il est alors nécessaire d'augmenter la fréquence de rotation du disque pour que les prémices d'une suspension apparaissent : ici $\Omega = 2.5$ Hz. Cette inertie simplifie la lecture de la carte. Globalement, les particules sont moins dispersées. Plus la fréquence de rotation du disque est importante, plus les distributions s'étalent vers le haut de la cuve. Nous n'observons pas l'inversion de stratification précédemment décrite pour les particules de polyamides moins denses.

Et pour terminer l'exploration spatiale, la figure 23 représente la fonction de densité de présence $\langle \Pi(x, y) \rangle_z$ pour les billes en polyamide (ρ_{PM}) et en polyacétal (ρ_{PC}). De part la symétrie C4 intrinsèque de l'écoulement, les plans (x, y) sont séparés en quatre et affichent dans chaque quart une taille de particule différente : $d_p = [3, 6, 10, 18]$ mm en fonction de la fréquence de rotation du disque Ω . Principa-

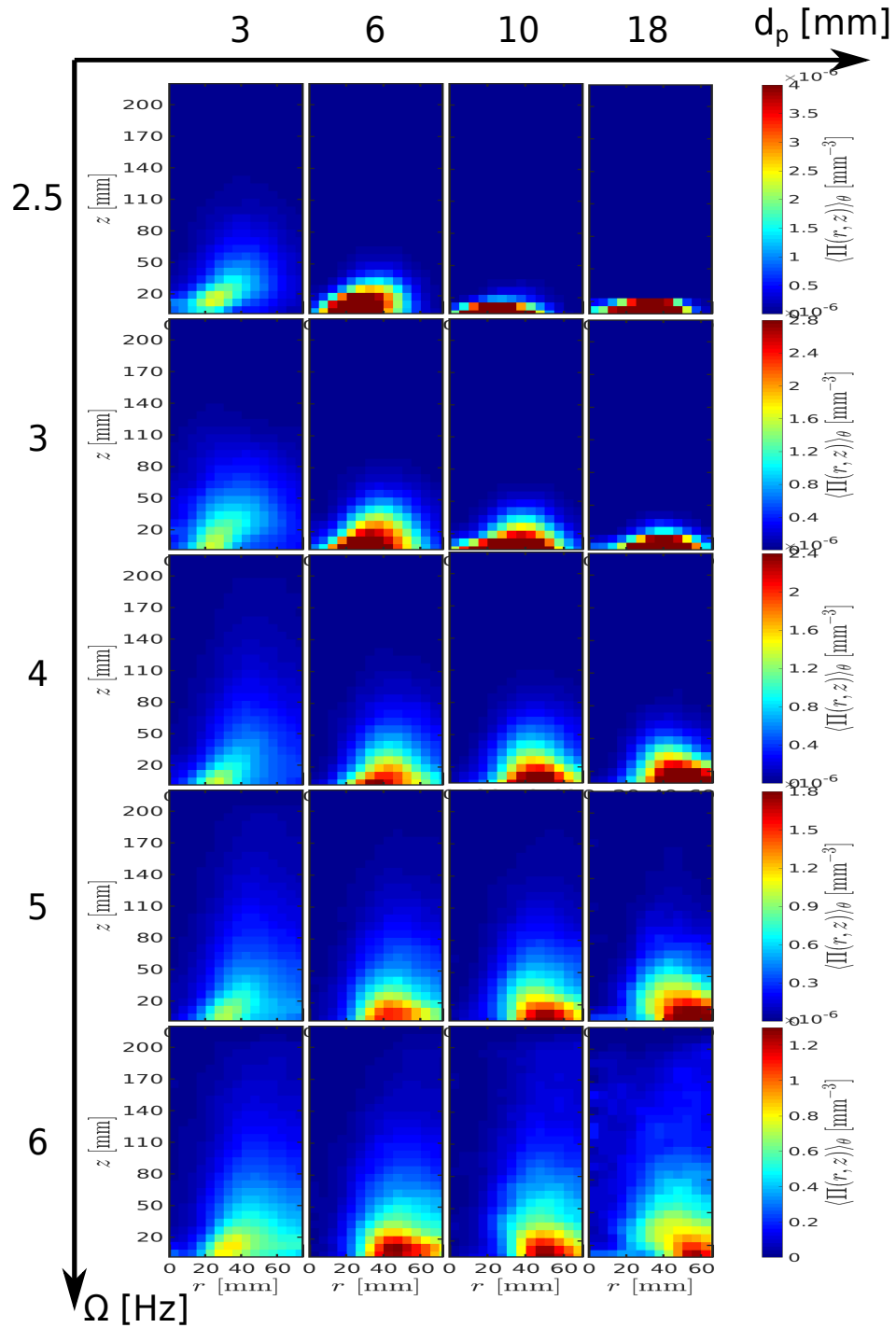


FIGURE 22 – Fonction de densité de présence $\langle \Pi(r, z) \rangle_\theta$, moyennée selon la direction azimutale θ , à la fréquence de rotation $\Omega = [2.5, 3, 4, 5, 6]$ Hz pour des particules en *polyacetal* de diamètres $d_p = [3, 6, 10, 18]$ mm

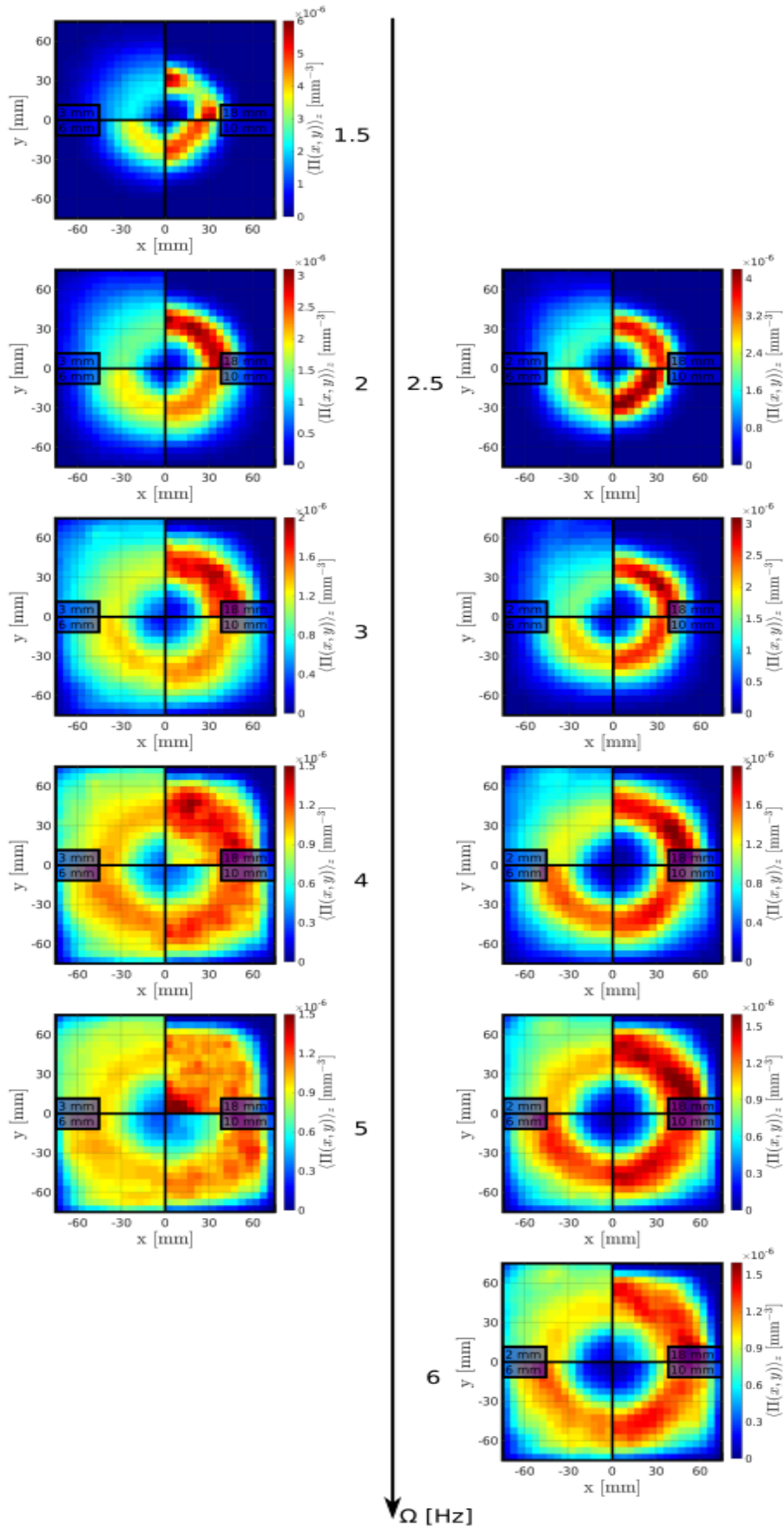


FIGURE 23 – Fonction de densité de présence $\langle \Pi(x, y) \rangle_z$, moyennée selon la direction verticale z , à des fréquences de rotation allant de $\Omega = [1.5, 2, 2.5, 3, 4, 5, 6]$ Hz pour des particules en *polyacetal* à droite et des particules en *polyamide* à gauche de diamètres $d_p = [3, 6, 10, 18]$ m (respectivement le quart supérieur gauche, le quart inférieur gauche, le quart inférieur droit et le quart supérieur droit)

lement, nous remarquons l'effet de centrifugation en fonction de la densité des particules. Les particules de polyacétal sont moins dispersées que celles en polyamide. Et nous remarquons à nouveau pour $\Omega = 5$ Hz une forte concentration proche du centre des particules de polyamide de 18 mm. Les particules de polyacétal conservent l'axisymétrie même pour des valeurs élevées de Ω .

2.5 CONCLUSION

A partir des mesures de suivi de particules, nous avons étudié la distribution spatiale de particules légèrement inertielles dans un écoulement de von Kármán vertical à un disque et par la même occasion nous avons extrait les champs moyens de vitesse pour avoir une idée précise de la topographie de l'écoulement que nous utilisons pour l'ensemble des travaux réalisés durant cette thèse. L'objectif de cette approche était de clarifier les effets résultant de l'agitation turbulente par rapport aux effets de la gravité. Pour le moment, nous n'avons pas caractérisé les fluctuations de l'écoulement mais l'observation des champs moyens et des cartes 2D des fonctions de densités de présences mettent en lumière deux points majeurs et non triviaux :

— L'écoulement :

La topologie de l'écoulement diffère légèrement de celle souhaitée et observée auparavant. Sur la figure 24a est représentée la vitesse moyenne azimutale mesurée dans le système expérimental similaire avec à la place d'un fond lisse un disque à l'arrêt [47]. Et contrairement à notre écoulement (figure 24b) la vitesse verticale moyenne est maximale au centre de l'écoulement et la distribution spatiale est plus diffuse où les changements de vitesse verticale moyens sont brusques. Cela reste une question ouverte pour nous. De plus pour caractériser les effets de l'agitation turbulente, nous devons affiner l'analyse par l'étude des champs de vitesse des fluctuations et de l'accélération propre à l'écoulement pour les confronter à ceux obtenus en présence de particules.

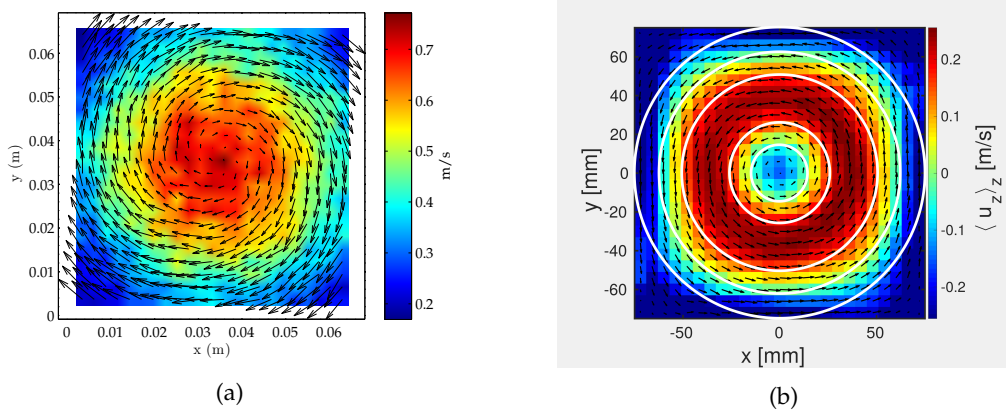


FIGURE 24 – (a) : Ecoulement moyen pour un von Kármán à deux disques dont un à l'arrêt. (b) : Ecoulement moyen pour un von Kármán vertical à un disque.

— La distribution spatiale des particules :

Premièrement, la différence de densité entre les deux types de particules n'est pas très importante mais elle est suffisante pour que les particules se com-

portent très différemment. Deuxièmement, pour les deux grands diamètres $d_p = [15, 18]$ mm, les particules de polyamide sont piégées dans la partie supérieure de l'écoulement. S'agit-il d'un phénomène de piégeage par une phénoménologie spécifique proche du disque ou bien tout simplement d'un effet filtre de par la dimension de l'espace entre le disque et les coins où seules les particules de diamètre inférieur à cet écart sédimentent. Discriminer les positions des particules en fonction de la vitesse verticale positive ou négative semble indiquer qu'il s'agit d'un effet de taille. Le temps de résidence des particules dans une zone plutôt qu'une autre pourront notablement clarifier la dynamique des particules lorsqu'elles sont piégées. De plus, une étude approfondie des trajectoires, telle que le rayon de courbure en fonction de la force centrifuge soumis à plus ou moins d'agitation turbulente, permettra de rendre compte des trajectoires typiquement balistiques, browniennes ou autres.

EXPLORATION DE LA DISTRIBUTION SPATIALE DE PARTICULES DANS UN ÉCOULEMENT VERTICAL DE VON KÁRMÁN

Sommaire

3.1	Introduction	45
3.2	Première approche : analyse qualitative	46
3.3	Profils de concentrations locaux	51
3.3.1	Paramètres et méthode	52
3.3.2	Analyse de séries temporelles de concentrations	53
3.3.3	Profils verticaux moyens	54
3.4	Conclusion	61

3.1 INTRODUCTION

Ce chapitre décrit la distribution spatiale des particules en suspension dans un écoulement de von Kármán vertical à un disque. Nous explorons les régimes faiblement et modérément ensemencés ($\Phi_v < 1\%$) et caractérisons la distribution des particules par des mesures optiques directes.

Avant de sonder de manière quantitative la concentration de particules dans le cœur de l'écoulement pour une suspension de faible fraction volumique, nous avons souhaité étudier l'état de la suspension de façon qualitative. Cela nous a permis de balayer rapidement les différents paramètres physiques (vitesse de rotation Ω , fraction volumique Φ_v , diamètre des particules d_p) et d'obtenir la répartition moyenne de la concentration des particules dans l'écoulement à l'aide d'une analyse optique directe globale. Puis, afin de rendre compte de l'interaction entre les particules et l'écoulement, pour un diamètre donné ($d_p = 350 \mu\text{m}$) et pour des fractions volumiques faibles et modérées $\Phi_v = 0.08 - 0.2 - 0.4 \%$, nous avons exploré de manière quantitative la distribution spatiale à l'intérieur de l'écoulement. Pour cela, nous avons mis en œuvre des mesures locales, permettant d'identifier individuellement les particules dans un plan d'observation restreint à une zone de quelques centimètres carrés, puis nous avons balayé systématiquement les positions radiale ($r = 0 - 26 - 78 \text{ mm}$) et verticale ($Z \in [0, 200] \text{ mm}$) du plan d'observation au sein de la cuve, de sorte à reconstruire des profils.

3.2 PREMIÈRE APPROCHE : ANALYSE QUALITATIVE

Comme nous l'avons exprimé plus haut, il est possible d'imaginer de manière qualitative l'effet global de l'écoulement sur les particules : ces dernières sont transportées radialement par un effet de centrifugation dû à la rotation globale (composante toroïdale de l'écoulement) en même temps qu'elles sont advectées verticalement (vers le haut autour du centre de la cuve et vers le bas sur les bords) par la recirculation moyenne (composante poloïdale de l'écoulement). A ce comportement global s'ajoute l'effet de la turbulence qui contribue à la dispersion et au maintien en suspension des particules. Il est intéressant d'aborder le problème de suspension/sédimentation à partir de quelques questions simples : (i) quelle est la vitesse seuil de suspension totale en fonction du diamètre et de la quantité de particules présentes au-delà de laquelle toutes les billes sont suspendues (nous nous intéressons dans notre étude au cas totalement suspendu) [48] ? (ii) comment la hauteur de resuspension, et plus généralement le profil spatial de distribution des particules, dépendent-ils de la taille et de la quantité de particules ?

Nous décrivons dans cette partie la caractérisation qualitative globale du processus de resuspension. Pour cela nous ensemençons l'écoulement avec des billes de verre dont nous analysons de manière globale la lumière diffusée en éclairage indirect. Avant de rentrer dans le détail des résultats de cette étude, nous rappelons le dispositif expérimental (pour plus de détails se reporter au chapitre : Mesure optique (I) section 1.4.1). Une caméra est installée face à la cuve et un panneau LED est installé sur la face perpendiculaire gauche afin d'enregistrer la lumière diffusée les billes de verre (Figure 25). Le but étant d'obtenir une répartition moyenne globale de la concentration des particules, l'acquisition est lente (4 im.s⁻¹ avec un temps d'exposition long $\tau_{\text{exp}} = 5$ ms), de sorte à capturer des images statistiquement indépendantes. Pour mener une étude sur un grand nombre de réalisations en vue d'obtenir des résultats statistiquement convergés, nous enregistrons des images durant typiquement une minute (~ 240 images).

Sur la figure 25 sont représentées des images de la suspension de particules pour différents diamètres ($d_p = [150 - 350 - 700] \mu\text{m}$) en fonction de la vitesse de rotation du disque ($\Omega = [2 - 6 - 12]$ Hz) à une fraction volumique donnée ($\Phi_v = 1$ %). Les particules de verre apparaissent en clair sur fond sombre. Nous remarquons que la morphologie moyenne de la suspension est différente en fonction du diamètre des particules. Nous distinguons deux états : non-suspendu (Image 25a) et suspendu (Image 25b,c,d,e,f,g,h,i). De plus, nous remarquons que la hauteur moyenne de suspension dépend de la fréquence de rotation du disque (Ω). Avant d'aller plus loin dans l'analyse, notons que ces images prennent en compte les particules sur toute la profondeur de la cuve. Néanmoins, nous pouvons remarquer que malgré cet effet d'intégration, une tâche sombre se dessine timidement au centre des images (notamment pour les fortes fréquence de rotation). Il est possible d'interpréter cette tâche comme une zone de déplétion au cœur de l'écoulement où la concentration locale est plus faible. Cette zone est plus marquée pour les grands diamètres de billes et s'accroît également à mesure que la fréquence de rotation du disque augmente.

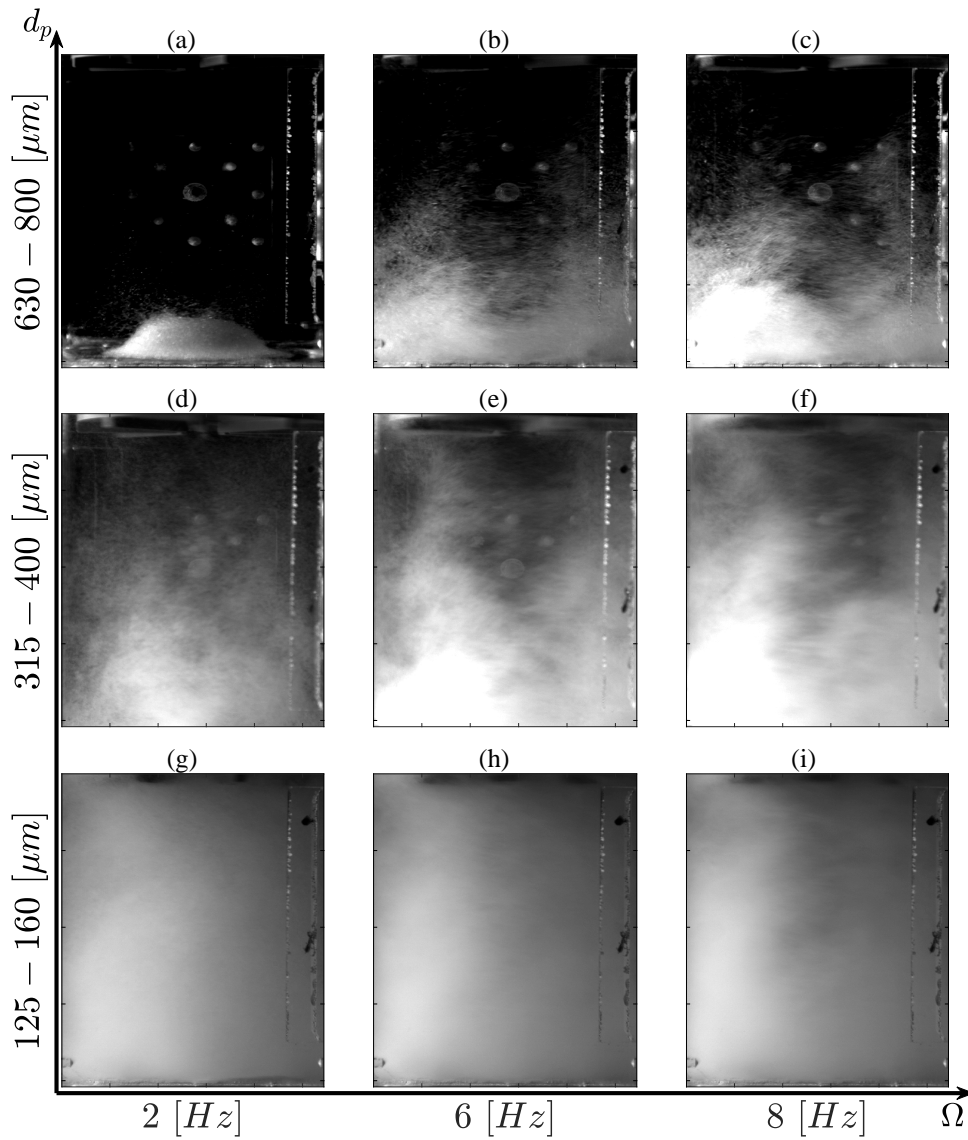


FIGURE 25 – Images de l'écoulement en présence de particules pour différents diamètres ($d_p = [150 - 350 - 700] \mu\text{m}$) en fonction de la vitesse de rotation du disque $\Omega = 2 - 4 - 6 \text{ Hz}$ à une fraction volumique donnée ($\Phi_v = 1 \%$). Les particules de verres sont en blanc et le fond sombre est le fluide (de l'eau).

Elle traduit vraisemblablement le mécanisme d'expulsion des particules qui tendent à être centrifugées du cœur de l'écoulement vers l'extérieur, sous l'effet de la rotation.

Pour aller plus loin, nous avons dans un premier temps utilisé ces images pour tenter une caractérisation rapide des différents régimes de suspension et cela pour deux raisons :

- premièrement parce que l'espace des paramètres ($d_p, \Phi_v, \Omega, \rho_p$ et ρ_f) est important. Il est donc nécessaire de mettre en place des analyses rapides et efficaces pour caractériser les comportements génériques et identifier les régimes méritant d'être approfondis par la suite ;
- deuxièmement, parce que cette analyse, aussi perfectible et simple soit-elle, permet de rendre compte au moins de deux régimes : suspendu lorsque toutes les particules sont entraînées par l'écoulement, non-suspendu lorsque la gravité est plus importante que l'inertie d'entraînement de l'écoulement.

Pour réaliser cette caractérisation, nous avons cherché à extraire les profils de concentration de particules de la suspension via les profils d'intensité lumineuse relative. Toutefois, compte tenu de l'inhomogénéité de l'éclairage et de la lumière diffusée par les particules (à cause notamment de l'absorption de la lumière à mesure qu'elle pénètre dans le cœur de la cuve dans les régimes fortementensemencés), le lien entre les profils d'intensité lumineuse et les vrais profils de concentration reste essentiellement qualitatif. Après avoir soustrait une image de référence sans particules (pour éliminer notamment les artefacts dûs aux différentes réflexions et diffusions dans les collages des bords de la cuve), l'intensité lumineuse de l'image ($I(z, x)$) est sommée pour chaque ligne ou chaque colonne de sorte à obtenir les profils moyens verticaux (\bar{I}_z) ou horizontaux (\bar{I}_x) d'intensité lumineuse, qualitativement représentatifs des profils de concentration moyen dans chaque direction. Afin de minimiser l'effet des fluctuations d'intensité lumineuse d'une image à l'autre, les profils obtenus individuellement pour chaque image sont normalisés par le maximum d'intensité de l'image avant d'être moyennés sur l'ensemble des images.

$$\bar{I}_x = \left\langle \frac{\sum_x I(z, x)}{\max(\sum_x I(z, x))} \right\rangle_{im} ; \bar{I}_z = \left\langle \frac{\sum_x I(z, x)}{\max(\sum_z I(z, x))} \right\rangle_{im}$$

Sur la figure 26, nous avons représenté ces différents profils moyens d'intensité lumineuse en fonction de la hauteur (profil verticaux) ou de la largeur (profil horizontaux) de la cuve pour différents paramètres expérimentaux (fréquence de rotation : $\Omega = 2 - 4 - 6$ Hz, fraction volumique : $\Phi_v = 0.05 - 0.5 - 1$ % et différents diamètres de particules $d_p = \{[125 - 160]; [315 - 400]; [615 - 800]\}$ μm . Nous notons clairement une forte asymétrie pour les profils horizontaux (sauf pour les plus faibles fractions volumiques) avec une intensité bien plus importante du côté gauche (où se trouve l'éclairage) que du côté droit. Ceci est attendu du fait de l'absorption de la lumière à mesure qu'elle pénètre dans la suspension. Les profils verticaux sont aussi affectés par l'absorption puisque du fait de la stratification de la suspension, l'absorption est plus importante en bas qu'en haut. Malgré ces difficultés, des informations pertinentes peuvent toutefois être tirées de ces profils.

1. Profils verticaux : sur les profils verticaux, pour les plus petites particules (Figure 26a), nous observons que l'influence de la fréquence de rotation demeure

peu importante. Cela suggère que la resuspension est totale pour l'ensemble des mesures (y compris les plus faibles fréquence de rotation, en accord avec l'impression visuelle sur la figure 25). En revanche, une forte dépendance des profils verticaux est observée en fonction de la fraction volumique : pour la plus faible fraction volumique ($\Phi_v = 0.05\%$), nous observons une accumulation de particules sur les 3 cm en bas avec un profil relativement homogène au-dessus ; pour les fractions plus élevées, une claire stratification est observée. Des tendances similaires sont observées pour des particules plus grosses (Figure 26b&c), avec notamment une accentuation de la stratification aux plus fortes fractions volumiques. Pour les grosses particules, nous observons en revanche une claire influence de la vitesse de rotation, avec une plus forte accumulation en bas de

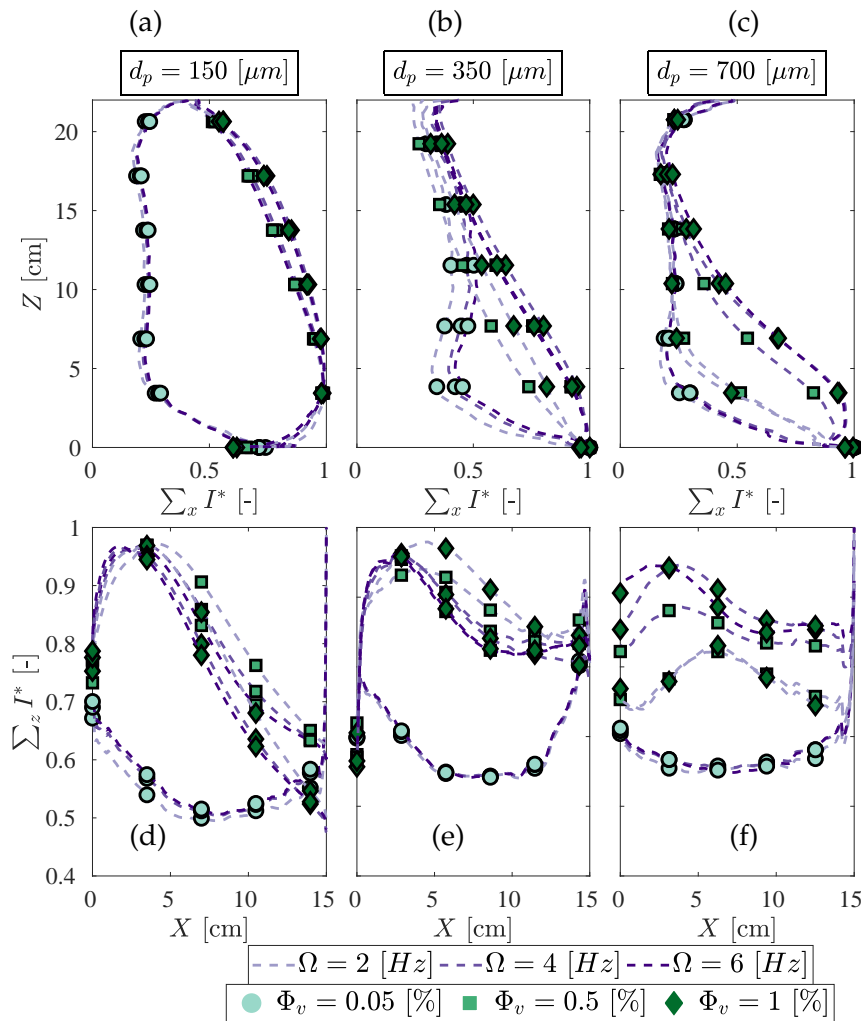


FIGURE 26 – Profils verticaux (en haut) et horizontaux (en bas) moyens en fonction du diamètre des particules pour différents paramètres physiques : fréquence de rotation du disque {— : 2Hz; — : 4Hz; -·- : 6Hz}, fractions volumiques {○ : 0.05%; ■ : 0.5%; ◆ : 1%} et en fonction du diamètre des particules.

cuve pour les faibles rotations, signe d'une resuspension incomplète, comme cela est également visible sur la figure 25.

2. Profils radiaux : les profils radiaux montrent également une forte dépendance en fonction de la fraction volumique. Nous remarquons d'abord que pour la plus faible fraction volumique étudiée ($\Phi_v = 0.05\%$) les profils sont relativement symétriques par rapport au centre de la cuve ($X = 7.5$ cm), ce qui traduit que les effets d'absorption ne sont pas trop importants à cette fraction volumique. La fréquence de rotation ne semble pas avoir d'influence notable non plus à cette fraction volumique. Les profils présentent essentiellement un creux au centre de la cuve et des zones d'accumulation en périphérie, comme attendu par un simple effet d'expulsion centrifuge. Les régimes plus fortement ensemencés sont plus subtils à interpréter du fait de l'absorption. En se concentrant toutefois sur la partie gauche (plus proche de l'éclairage), on observe de manière robuste l'apparition d'une légère déplétion en bord de cuve et un maximum de concentration, dont la position radiale se rapproche du bord de cuve, à mesure que la fréquence de rotation augmente. Dans tous les cas, nous observons que les profils à $\Omega = 4$ Hz et $\Omega = 6$ Hz sont très proches, suggérant que pour tous les régimes étudiés une resuspension totale est atteinte pour $\Omega \gtrsim 4$ Hz. On observe par ailleurs une différence qualitative des profils entre les plus petites particules ($d_p = 150$ μm) et les plus grosses.

En résumé

Malgré les limitations d'interprétation dues aux effets d'absorption, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- dans tous les régimes étudiés la resuspension totale est atteinte pour une fréquence de rotation autour de 4 Hz.
- les profils montrent globalement une accumulation périphérique des particules et une stratification verticale, cohérentes avec une expulsion centrifuge par l'écoulement toroïdal et un équilibre entre sédimentation et la combinaison de l'écoulement poloïdal + turbulence.
- les détails des évolutions des profils montrent toutefois des tendances non triviales avec la fraction volumique d'une part et avec la taille des particules d'autre part.

Les comportements non triviaux avec la fraction volumique suggèrent en effet un couplage fort entre l'écoulement et la phase dispersée, avec potentiellement l'existence d'effets collectifs dans les régimes fortement chargés (effets de rhéologie locale effective? modification de l'écoulement à grande échelle? modulation de la turbulence à petite échelle? etc.). Le comportement non trivial en fonction de la taille des particules suggère par ailleurs que la nature de ces couplages dépend de la taille des particules. Cela suggère la nécessité de mener une étude multi-échelle de ces couplages (notamment à travers les échelles de la turbulence). Ces observations sont le point de départ des études qui suivent dans ce chapitre et dans les chapitres 4 et 5 :

- dans la suite de ce chapitre nous proposons une étude quantitative des profils de concentration en particules. Comme nous le verrons, celle-ci requiert la mise

en œuvre de mesures locales systématiques par imagerie directe, avec un balayage systématique des zones explorées dans la cuve, qu’il n’était pas envisageable de faire pour l’ensemble des paramètres de l’étude. Nous nous focaliserons dans ce travail sur l’influence de la fraction volumique (limitée à 0.4%), valeur au-delà de laquelle l’opacité du milieu diphasique empêche toute mesure optique directe. Ces mesures confirmeront le comportement non trivial de la resuspension en fonction de la fraction volumique, motivant l’étude de la dynamique de couplage avec l’écoulement.

- dans le chapitre 4 nous abordons l’étude du couplage entre écoulement et phase dispersée, et notamment la possible rétroaction de la phase dispersée sur les propriétés globales (à grande échelle) de l’écoulement, au travers d’une mesure globale de la puissance mécanique requise pour mettre la suspension en mouvement. Ce type de diagnostic permet d’étudier les régimes fortement concentrés (jusqu’à Φ_v 20%). Ces mesures confirmeront que la nature du couplage dépend de façon non triviale non seulement de la fraction volumique mais aussi de la taille des particules, motivant l’étude multi-échelle proposée dans le chapitre 5.
- dans le chapitre 5, nous mettons en œuvre des mesures multi-échelle de la dynamique turbulente de l’écoulement diphasique à l’aide de mesures locales de fluctuations de pression. Ceci nous permettra de proposer différents mécanismes de couplage entre les particules, les propriétés grande échelle de l’écoulement et les fluctuations de la turbulence aux petites échelles (inertielles, voire dissipatives).

3.3 PROFILS DE CONCENTRATIONS LOCAUX

L’étude qualitative de la partie précédente et les comportements non triviaux identifiés montrent l’intérêt de mettre en place une caractérisation quantitative et systématique de la distribution des particules en suspension. Nous proposons dans cette partie une telle étude, basée sur une visualisation directe locale des particules à différentes hauteurs et à différentes positions radiales dans l’écoulement. La hauteur est divisée en 10 positions (allant du bas de la cuve jusqu’au voisinage proche du disque en haut de la cuve) permettant de reconstruire précisément les profils verticaux ca-

		d_p [μm]								
		125 – 160			315 – 400			615 – 800		
Ω	Φ_v [%]	0.05	0.5	1	0.05	0.5	1	0.05	0.5	1
	2		?	o	o	?	o	o	?	x
4		?	o	o	?	o	o	?	o	o
6		?	o	o	?	o	o	?	o	o

TABLE 3 – Compilation de l’ensemble des résultats de la lecture croisée des profils de concentrations. ? : suspension indéterminée; o :suspension globale; x :suspension incomplète

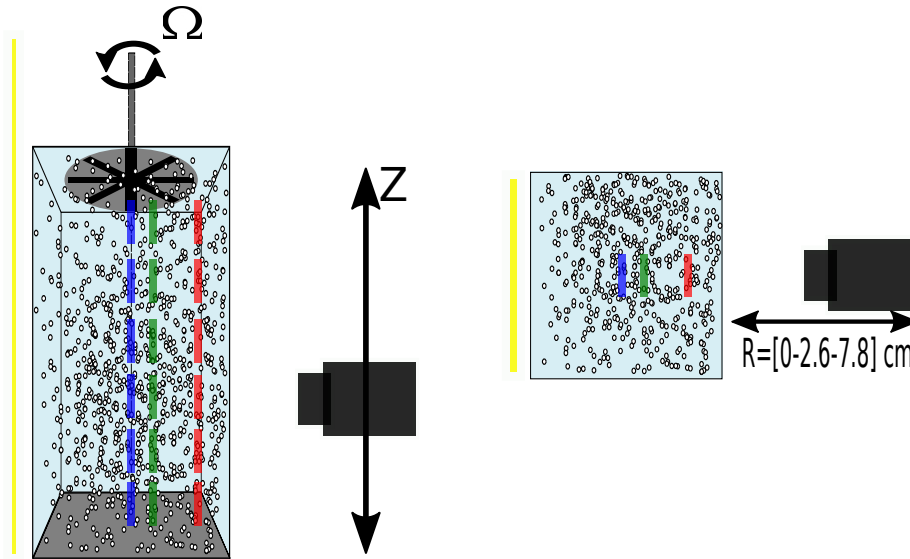
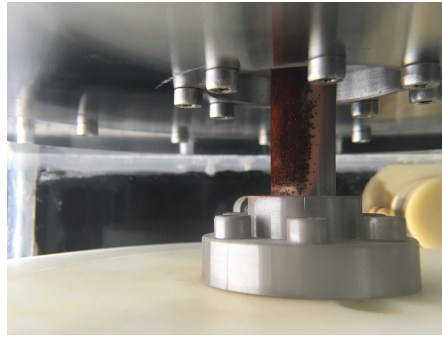
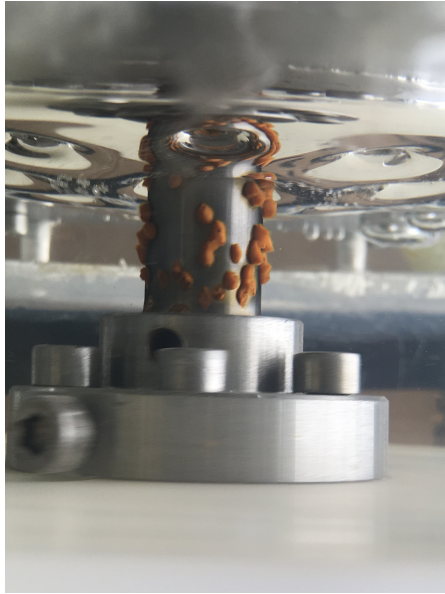


FIGURE 27 – Montage expérimental pour l’acquisition locale de la concentration des particules. La caméra est montée verticalement sur un bras de translation et horizontalement sur une tablette de translation. Le système optique est réglé afin d’avoir une profondeur de champ très petite (environ une particule de $300\ \mu\text{m}$). Les tirets représentent les différents plans radiaux. – (bleu) : $R=0\ \text{cm}$, – (vert) : $R=2.5\ \text{cm}$, – (rouge) : $R=7.8\ \text{cm}$.

ractéristiques de la stratification de la suspension. Ces profils sont reconstruits pour 3 positions radiales afin de caractériser l’expulsion centrifuge des particules. Pour chacune des positions, un grand nombre d’images est enregistré afin d’obtenir des données convergentes et de réaliser une étude statistique robuste.

3.3.1 Paramètres et méthode

Pour un jeu de paramètres expérimentaux (Ω , Φ_v , d_p) donnés, l’obtention des profils requiert l’acquisition et le traitement d’un nombre important d’images sur une maille de 30 positions différentes (10 positions verticales et 3 horizontales). Dans les faits, pour chaque position, nous avons constitué deux jeux de données : (i) l’un à faible cadence d’acquisition en vue simplement de recueillir des images indépendantes pour étudier la distribution spatiale des particules ; (ii) l’autre à haute cadence pour obtenir des informations sur la dynamique des particules (faute de temps, ce jeu de données n’a finalement pas été exploité lors de cette thèse). Dans un cas comme dans l’autre, le temps d’enregistrement et de transfert des films vers l’ordinateur, qui servira à l’analyse et aux traitements des données, requiert au minimum une heure. Effectuer de telles mesures en explorant en totalité les 30 points de la maille, pour 3 fréquences de rotation, 3 fractions volumiques, et 3 tailles de particules représente donc au minimum 1600 heures d’expériences (environ 70 jours en continu !). A cela se rajoutent le temps du traitement des images, des aléas expérimentaux (Figure 28) et le fait que l’expérience ne peut tourner en continu 24h/24 sans intervention hu-



Ω [Hz]	2, 5, 8
R [mm]	0, 26, 78
Φ_v [%]	0.03, 0.08, 0.1, 0.3

FIGURE 28 – Illustrations des aléas expérimentaux : oxydation de l'axe du disque.

maine. Il était donc inenvisageable d'explorer de manière systématique l'ensemble de l'espace des paramètres. Nous nous sommes donc limités à varier la fréquence de rotation ($\Omega = 2 - 5 - 8$ Hz) du disque et la fraction volumique d'ensemencement ($\Phi_v = 0.03 - 0.08 - 0.1$ %), mais pour une seule taille de particules ($d_p = 300$ μm). D'après l'étude de la partie précédente, les régimes à $\Omega = 5$ Hz et $\Omega = 8$ Hz correspondent à des régimes totalement suspendus. Nous avons tout de même jugé intéressant de collecter un jeu de données dans un régime partiellement suspendu. La fraction volumique est limitée à 0.1% car au delà, le milieu diphasique devient trop opaque pour une visualisation optique directe. Une des perspectives de cette thèse est justement de mettre en œuvre des mesures en adaptation d'indice optique pour étendre ces mesures aux régimes fortement ensemencés.

3.3.2 Analyse de séries temporelles de concentrations

Lors de l'acquisition des images, il est frappant de constater que pour un jeu de paramètres et une position de mesure donnés, le nombre de particules par image est susceptible de subir de fortes fluctuations. La figure 29(a) illustre une série temporelle du nombre N_p de particules par image pour le cas ($\Omega = 8$ Hz, $\Phi_v = 0.2$ %, $r = 78$ mm, $Z = 89$ mm) et la figure 29(b) montre des images typiques correspondant à des fluctuations basses et hautes du nombre de particules dans la zone de mesure. On observe sur le signal temporel de très fortes variations du nombre de particules, avec notamment des événements extrêmes montrant l'existence de bouffées de particules. L'étude de ces événements extrêmes et intermittents va au-delà du cadre initial de l'étude de cette thèse et ne sera que brièvement commenté ici. Il s'agit toutefois d'un phénomène intéressant, probablement relié au phénomène de concentration préférentielle [49], qui reste peu étudié dans une configuration d'écoulement turbulent fortement anisotrope et inhomogène comme le nôtre.

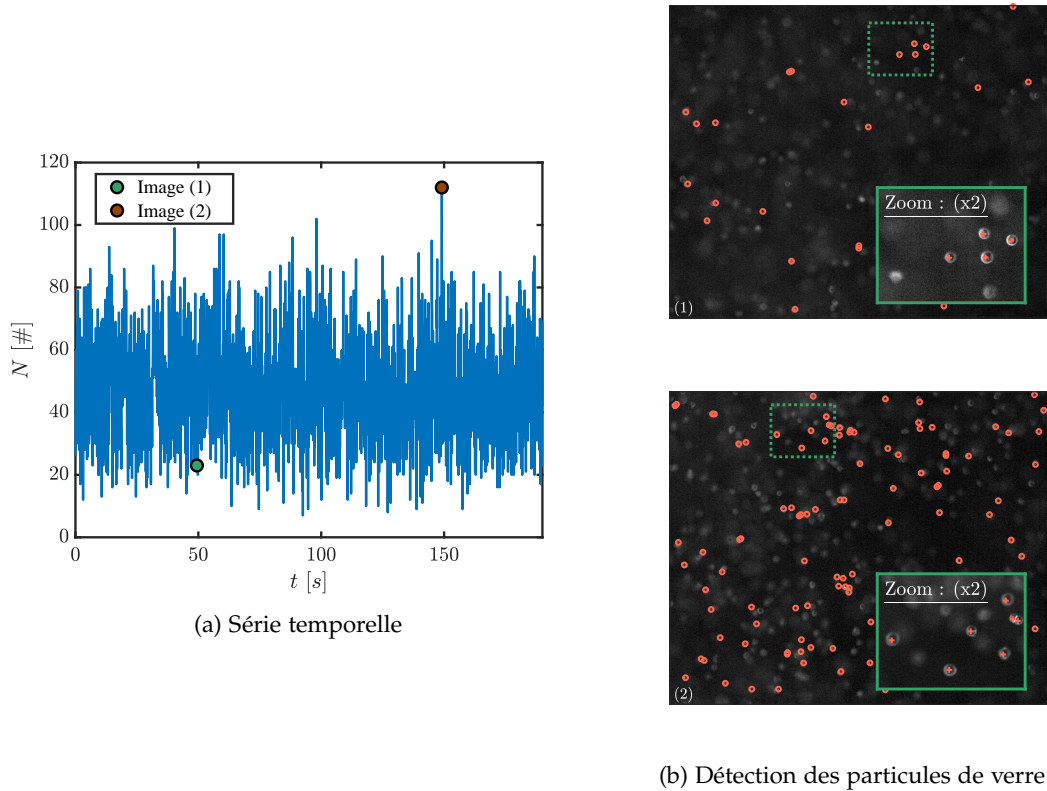


FIGURE 29 – (a) : Exemple d’une série temporelle du nombre N_p de particules par image pour le cas ($\Omega = 8$ Hz, $\Phi_v = 0.02$ %, $r = 78$ mm, $Z = 89$ mm). (b) : Exemples d’images utilisées lors de la détection des particules

La figure 30 représente les PDFs des fluctuations du nombre de particules enregistrées aux différents points de mesure pour différentes valeurs de la fraction volumique. Les PDFs présentent une forme quasi-exponentielle dans la partie centrale de la cuve et une forme quasi-gaussienne vers la périphérie. Globalement, les PDFs s’étalent d’autant plus que la fraction volumique est importante. La figure 31 représente les PDFs du nombre de particules détectées normalisées par la moyenne. On observe alors que pour toutes les positions explorées, la forme des PDFs ainsi mesurée est indépendante de la fraction volumique. Ceci révèle le comportement remarquable suivant : lorsqu’on s’intéresse à des situations où la fraction volumique en particules augmente, l’effet principal est sur le profil moyen de la distribution des particules. Les moments des profils de fluctuations temporelles locales suivent linéairement l’évolution de la moyenne. Nous nous concentrons donc, dans la suite, à l’évolution des ces profils moyens.

3.3.3 Profils verticaux moyens

Nous décrivons dans cette section les observations issues des mesures des profils verticaux moyens de la concentration en particules, de leur dépendance radiale ainsi que de leur évolution lorsque la fréquence de rotation et la fraction volumique en particules sont variées. La figure 32 résume l’ensemble des résultats. Les profils ver-

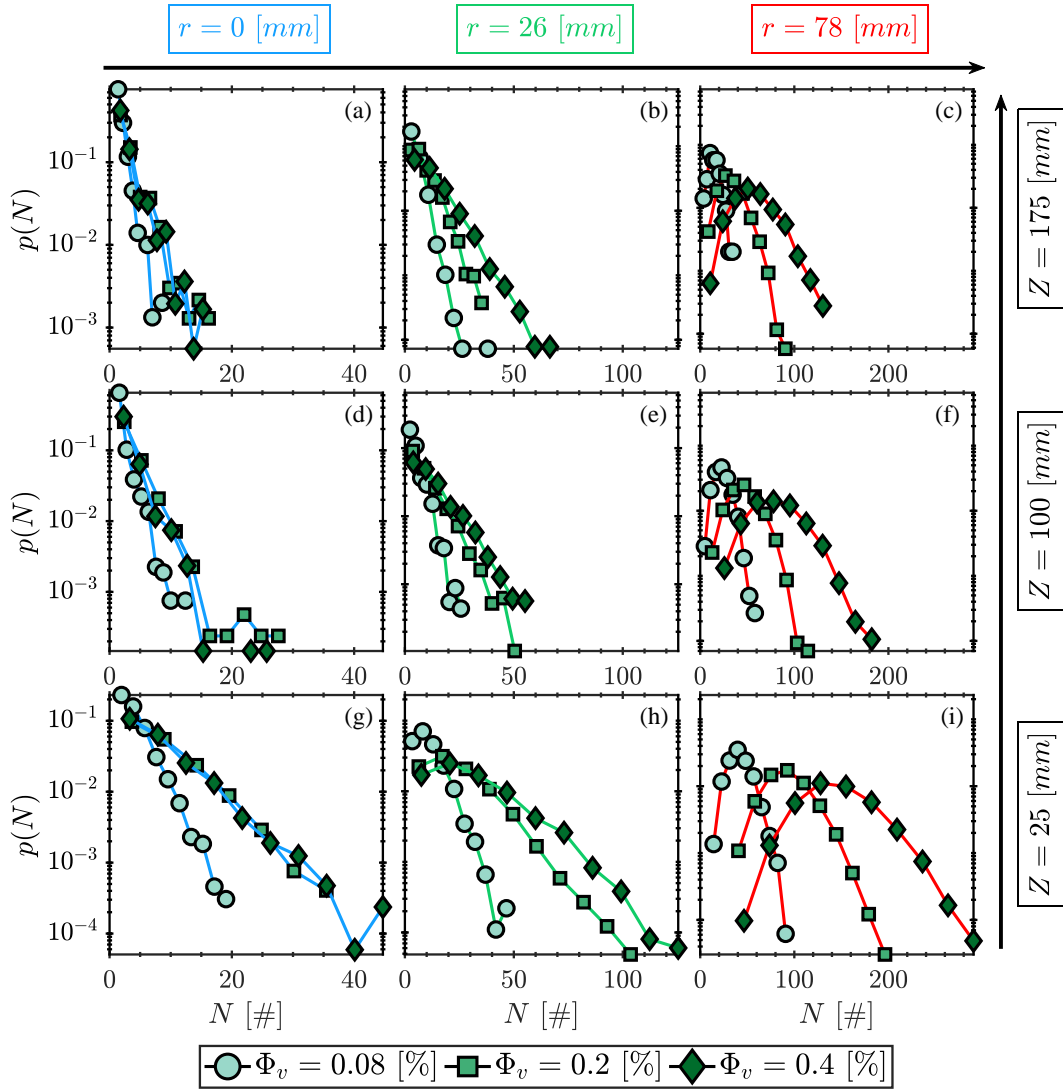


FIGURE 30 – PDFs du nombre de particules détectées verticales à différentes concentration et positions radiales [-- : position centrale ($r = 0$ mm); -- : position intermédiaire ($r = 6$ mm); -- : position périphérique ($r = 78$ mm)] et verticales [$Z = 25$ mm, $Z = 100$ mm, $Z = 175$ mm] pour différentes fractions volumiques [\circ : $\Phi_v = 0.08$ [%]; \square : $\Phi_v = 0.2$ [%]; \blacklozenge : $\Phi_v = 0.4$ [%]].

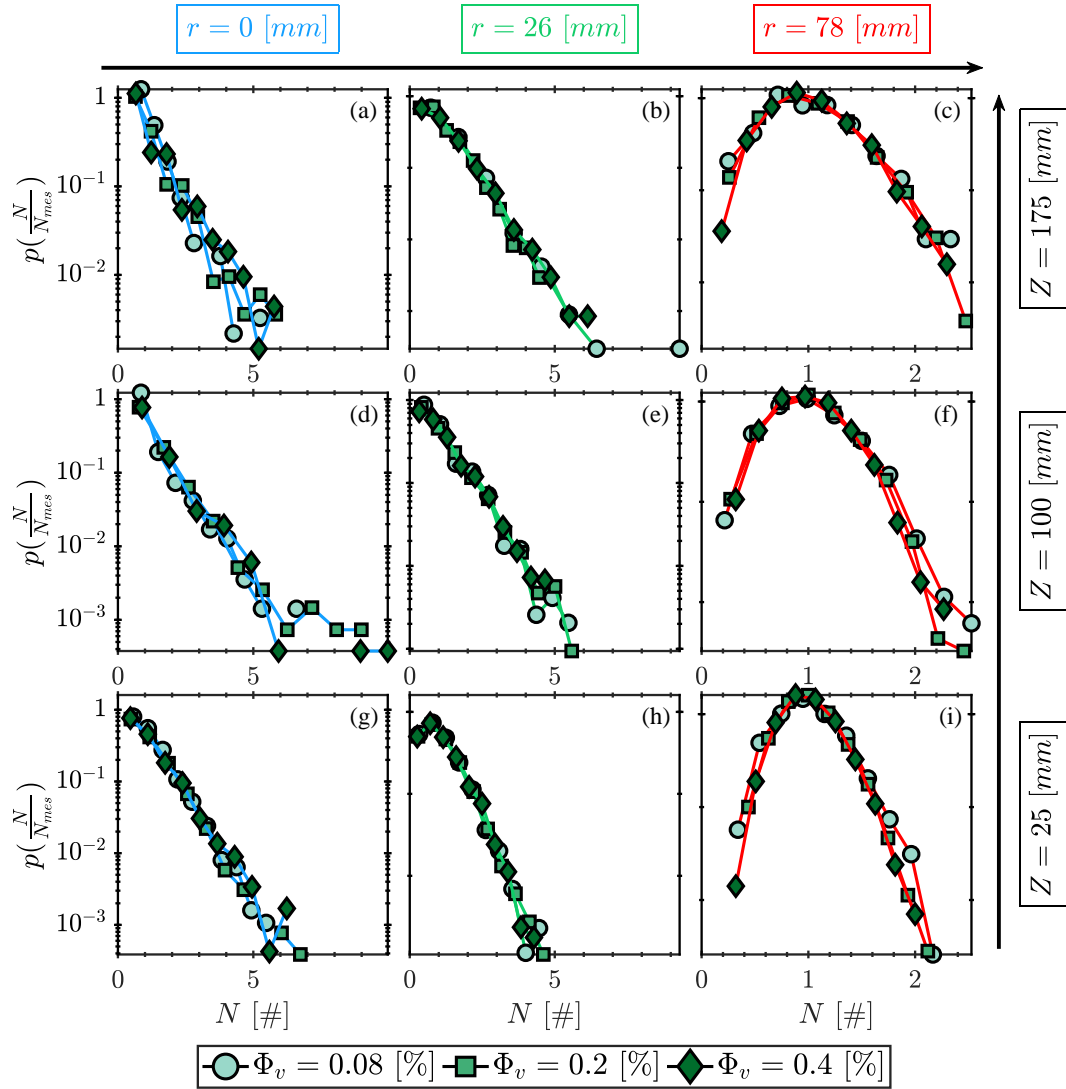


FIGURE 31 – PDFs du nombre de particules détectées normalisées par sa moyenne verticale de concentration pour différentes positions radiales [-- : position centrale ($r = 0$ mm); -- : position intermédiaire ($r = 6$ mm); -- : position périphérique ($r = 78$ mm)] et verticales [$Z = 25$ mm, $Z = 100$ mm, $Z = 175$ mm] pour différentes fractions volumiques [\circ : $\Phi_v = 0.08$ [%]; \square : $\Phi_v = 0.2$ [%]; \diamond : $\Phi_v = 0.4$ [%]].

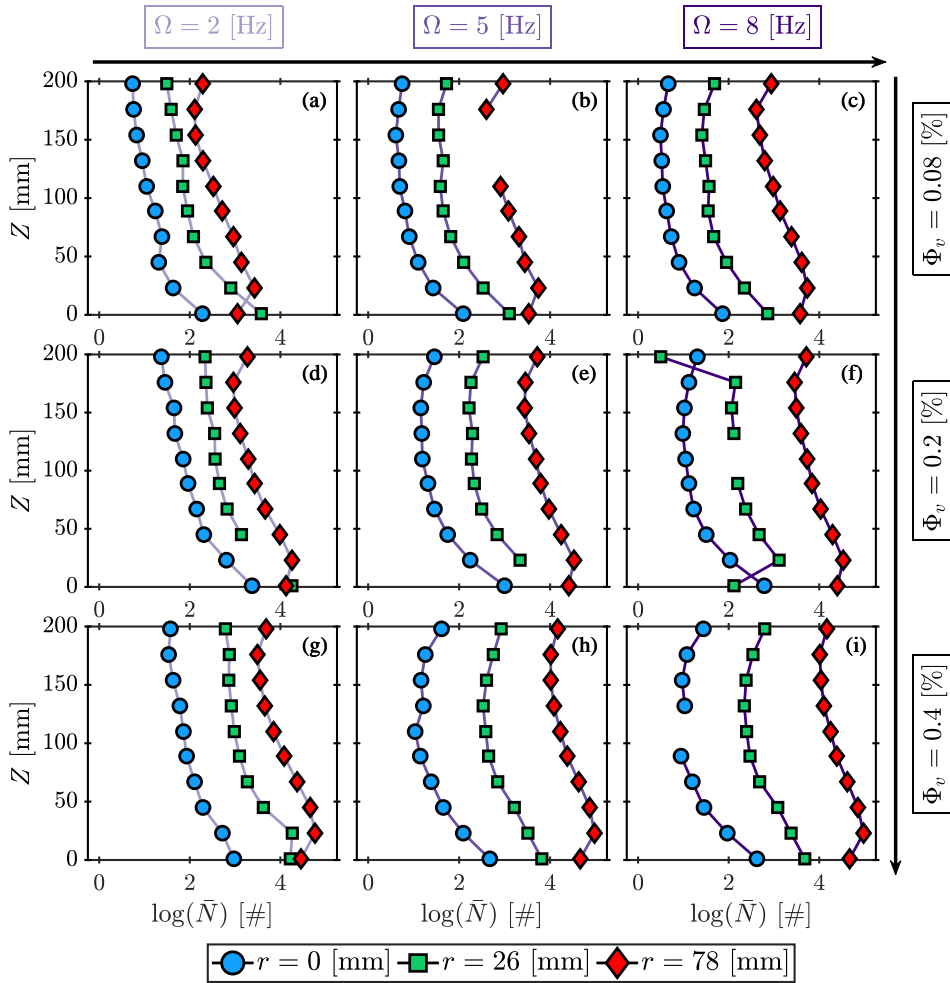


FIGURE 32 – Distributions verticales de concentration pour différentes fréquences de rotation du disque ($\Omega = [2 - 5 - 8]$ Hz) et plusieurs fractions volumiques de particules en suspension ($\Phi_v = [0.08 - 0.2 - 0.4]$ %) en 3 positions radiales ($r = [0, 26, 78]$ mm). Les différents marqueurs représentent les positions (r) : $\{\bullet : r = 0 \text{ mm}; \blacksquare : r = 26 \text{ mm}; \blacklozenge : r = 78 \text{ mm}\}$. Les couleurs des différentes lignes continus distinguent les différentes vitesses de rotation du disque étudiées Ω : $\{ \text{—} \Omega = 2 \text{ Hz}; \text{—} \Omega = 5 \text{ Hz}; \text{—} \Omega = 8 \text{ Hz} \}$. La fraction volumique augmente de haut en bas. (a) : faible vitesse et faible fraction volumique : $\{\Phi_v = 0.08 \% - \Omega = 2 \text{ Hz}\}$, (b) : vitesse modérée et faible fraction volumique : $\{\Phi_v = 0.08 \% - \Omega = 5 \text{ Hz}\}$, (c) : vitesse élevée et faible fraction volumique : $\{\Phi_v = 0.08 \% - \Omega = 8 \text{ Hz}\}$, (d) : faible vitesse et fraction volumique modérée : $\{\Phi_v = 0.2 \% - \Omega = 2 \text{ Hz}\}$, (e) : vitesse moyenne et fraction volumique modérée : $\{\Phi_v = 0.2 \% - \Omega = 5 \text{ Hz}\}$, (f) : vitesse élevée et fraction volumique moyenne : $\{\Phi_v = 0.2 \% - \Omega = 8 \text{ Hz}\}$, (g) : faible vitesse et forte fraction volumique : $\{\Phi_v = 0.4 \% - \Omega = 2 \text{ Hz}\}$, (h) : vitesse moyenne et forte fraction volumique : $\{\Phi_v = 0.4 \% - \Omega = 5 \text{ Hz}\}$, (i) : vitesse élevée et forte fraction volumique : $\{\Phi_v = 0.4 \% - \Omega = 8 \text{ Hz}\}$.

ticaux y sont tracés en échelle semi-logarithmique (l'axe des abscisses est en échelle logarithmique), comme tous les profils discutés dans cette section. Sur chaque courbe, un point correspond au nombre moyen de particules détectées à la position de la mesure (*i.e.* la valeur moyenne des PDFs locales discuté dans le paragraphe précédent). De gauche à droite, la position radiale évolue du centre jusqu'à la périphérie de l'écoulement en passant par une position intermédiaire ($r = [0 - 26 - 78]$ mm). La fraction volumique augmente de haut en bas ($\Phi_v = [0.08 - 0.2 - 0.4]$ %).

Remarques générales :

Pour toutes les positions radiales et toutes les fractions volumiques étudiées, nous observons, comme attendu, une stratification de la concentration en particules, résultante de la compétition entre la resuspension par l'écoulement et la gravité qui tend à faire sédimenter les particules. Cette stratification se traduit par un maximum de concentration en particules vers le bas de la cuve. L'importance de la stratification (quantifiée par la pente locale des profils verticaux) diminue vers le haut de la cuve. L'évolution radiale montre, comme attendu également par l'effet de centrifugation induit par la rotation globale de l'écoulement, que la concentration augmente globalement du centre vers la périphérie. Les profils verticaux ont tendance à s'étaler dans la direction radiale à mesure que la fréquence de rotation augmente, ce qui traduit une amplification de l'effet centrifuge. Il est toutefois difficile d'en dire plus avec cette représentation. Nous décrivons plus en détail dans la suite les effets de centrifugation et de stratification et leur évolution en fonction de la fréquence de rotation et de la fraction volumique (Figure 33).

Effet de centrifugation :

La figure 33 représente les mêmes profils moyens que sur la figure 32, mais regroupés cette fois-ci par fréquence de rotation. Chaque panneau permet donc de percevoir localement l'effet de la variation de la fréquence de rotation. Nous observons pour la position radiale la plus centrale, une raréfaction des particules (les profils verticaux bleus, en $r = 0$ mm, évoluent vers la gauche à mesure que la fréquence de rotation augmente). Les profils semblent atteindre une forme limite au-delà de $\Omega \gtrsim 5$ Hz. Cette raréfaction centrale s'accompagne naturellement d'une augmentation du nombre de particules en position périphérique à mesure que la fréquence de rotation augmente (les profils verticaux rouges, en $r = 78$ mm, évoluent vers la droite à mesure que Ω augmente). On observe également une saturation de l'effet pour $\Omega \gtrsim 5$ Hz. Une lecture verticale de la figure permet de cerner l'influence de la fraction volumique. En périphérie, nous observons une augmentation globale du nombre de particules centrifugées à mesure que la fraction volumique augmente. Pour la position radiale centrale, seul le profil pour $\Omega = 2$ Hz montre une influence marquée de la fraction volumique. Nous rappelons toutefois que pour $\Omega = 2$ Hz la resuspension n'est que partielle. Les profils verticaux aux plus fortes fréquences de rotation semblent, quant à eux, peu affectés par la fraction volumique. Ceci traduit vraisemblablement le fait qu'au-delà de $\Omega \gtrsim 5$ Hz, sous l'effet de la centrifugation, le

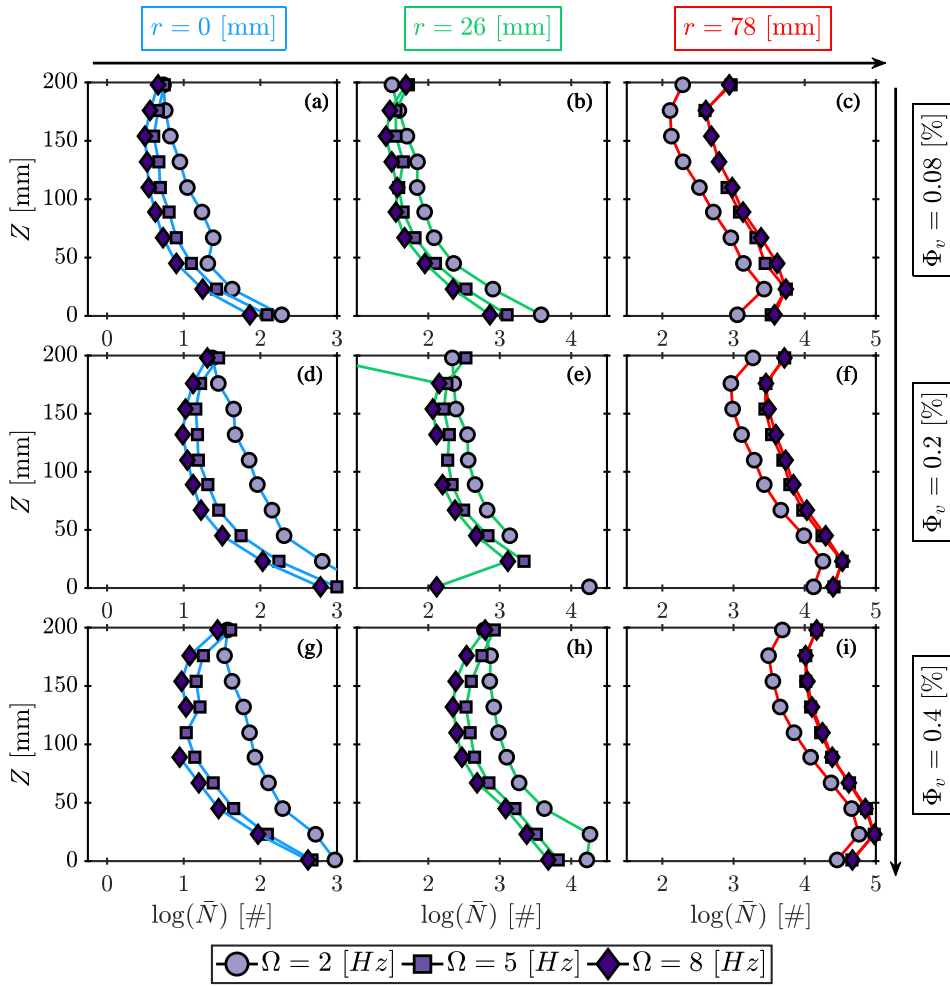


FIGURE 33 – Distributions verticales de concentrations pour différentes fréquences de rotation du disque ($\Omega = [2 - 5 - 8]$ Hz) et plusieurs fractions volumiques de particules en suspension ($\Phi_v = [0.08 - 0.2 - 0.4]$ %) en 3 positions radiales ($r = [0, 26, 78]$ mm). Les différents marqueurs représentent les vitesses de rotation (Ω), {○ : 2Hz; ■ : 5Hz; ◆ : 8Hz}. Les couleurs des différentes lignes continuent distinguent les différentes positions des plans étudiés r , celles-ci croissent de gauche à droite : — : position centrale (0 mm); — : position intermédiaire (26 mm); — : position périphérique (78 mm). La fraction volumique augmente de bas en haut. (a) : position centrale et faible fraction volumique : $\{\Phi_v = 0.08\% - r = 0\text{ mm}\}$, (b) : position intermédiaire et faible fraction volumique : $\{\Phi_v = 0.08\% - r = 26\text{ mm}\}$, (c) : position périphérique et faible fraction volumique : $\{\Phi_v = 0.08\% - r = 78\text{ mm}\}$, (d) : position centrale et fraction volumique moyenne : $\{\Phi_v = 0.2\% - r = 0\text{ mm}\}$, (e) : position intermédiaire et fraction volumique moyenne : $\{\Phi_v = 0.2\% - r = 26\text{ mm}\}$, (f) : position périphérique et fraction volumique moyenne : $\{\Phi_v = 0.2\% - r = 78\text{ mm}\}$, (g) : position centrale et forte fraction volumique : $\{\Phi_v = 0.4\% - r = 0\text{ mm}\}$, (h) : position intermédiaire et forte fraction volumique : $\{\Phi_v = 0.4\% - r = 26\text{ mm}\}$, (i) : position périphérique et forte fraction volumique : $\{\Phi_v = 0.4\% - r = 78\text{ mm}\}$.

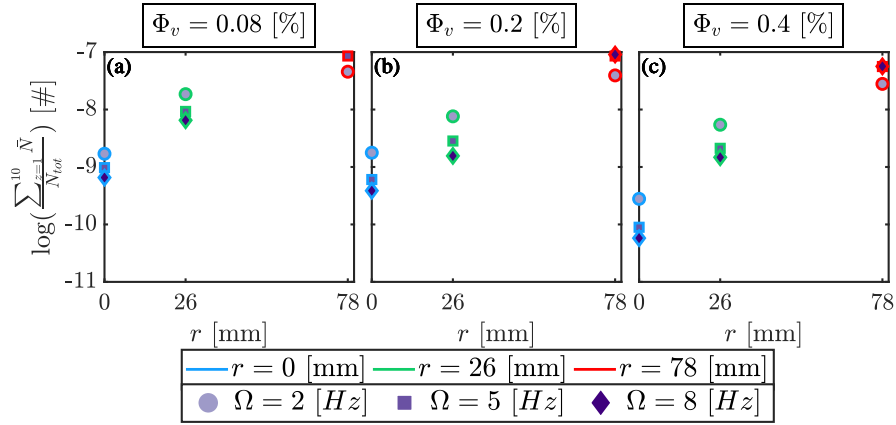


FIGURE 34 – Profils verticaux de concentrations de particules intégrés dans la direction verticale pour les différentes positions horizontales et à différentes fractions volumiques. {○ : 2Hz; ■ : 5Hz; ◆ : 8Hz} et pour différente fraction volumique {— : r=0mm; — : r=26mm; — : r=78mm}

cœur de l'écoulement est alors presque entièrement dépeuplé (seul quelques particules individuelles y sont détectées). L'augmentation du nombre total de particules dans la cuve n'a alors pas d'influence dans cette zone dépeuplée. En revanche, les zones peuplées (en périphérie) le sont d'autant plus que la fraction volumique totale augmente. Afin de mieux appréhender le rôle de la fraction volumique sur la centrifugation, la figure 34 représente les profils radiaux de concentrations, obtenus en sommant les profils verticaux précédents sur toute la hauteur et en représentant la valeur correspondante en fonction de la position radiale. Par ailleurs, afin de clarifier l'effet de l'augmentation de la fraction volumique, le nombre moyen local de particules détectées est normalisé par le nombre total de particules dans la cuve $N_{tot} = \Phi_v V$ (où V est le volume total de la cuve). On observe naturellement, sur cette figure, que les profils radiaux globaux sont plus pentus à mesure que la fréquence de rotation augmente, ce qui traduit simplement la plus grande efficacité de la centrifugation. Aux plus grandes fréquences de rotation, nous observons toutefois une saturation vers un profil limite, en accord avec les observations précédentes de la figure 32. De plus, Il est intéressant de remarquer que l'effet de la centrifugation semble s'amplifier à mesure que la fraction volumique augmente. Ceci est visible en remarquant, par exemple, que la pente des profils radiaux (normalisés par $N_{tot} = \Phi_v V$) pour $\Omega = 8$ Hz augmente avec Φ_v , traduisant un comportement non-linéaire des profils bruts avec Φ_v . Ceci confirme un comportement non trivial de la distribution en particules avec la fraction volumique, traduisant des couplages forts entre la phase dispersée et l'écoulement.

Effet de stratification :

Afin de quantifier l'effet global de stratification, traçons en figure 35 les profils verticaux précédents sommés dans la direction radiale en normalisant par le nombre total de particules, $N_{tot} = \Phi_v V$ comme précédemment. La figure 35 représente les

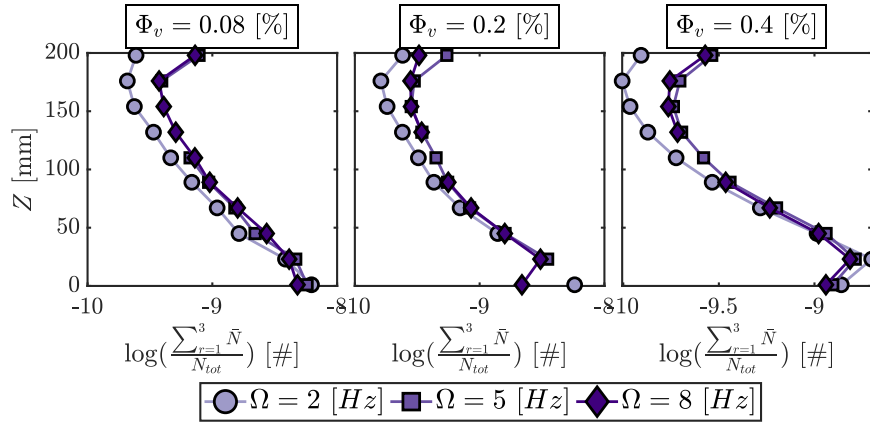


FIGURE 35 – Profils verticaux de concentrations de particules intégrés dans la direction radiale pour chacune des fractions volumiques { \circ 2Hz; \blacksquare : 5Hz; \blacklozenge : 8Hz}

profils verticaux ainsi obtenus. Nous observons qu'un profil de stratification limite global est atteint pour les fréquences de rotation au-delà de 5 Hz. Ce profil limite présente par ailleurs une dépendance claire en fonction de la fraction volumique. Pour la plus faible fraction volumique, en dehors du bas (proche de la paroi inférieure) et du haut (proche du disque en rotation) de la cuve, le profil est essentiellement exponentiel (linéaire dans la représentation semi-logarithmique de la figure). Ceci rappelle le comportement observé pour les particules centimétriques isolées étudiées dans le chapitre 2. Dans une approche "à la Jean Perrin", un tel profil peut s'interpréter comme un équilibre entre l'effet de la gravité (qui tend à faire sédimenter les particules) et l'effet de l'écoulement turbulent qui agirait comme un bain thermique à l'origine d'une agitation contribuant à resuspendre les particules. Lorsque la fraction volumique en particules augmente, nous observons une modification du profil global de stratification. Le caractère exponentiel du profil est moins flagrant, notamment dans la moitié supérieure de la cuve où le profil normalisé est fortement déformé lorsque la fraction volumique augmente. Tout comme la centrifugation, la stratification présente le même comportement non-linéaire en fonction de la fraction volumique globale en particules, et révèle également l'existence de couplages forts entre les phases.

3.4 CONCLUSION

Nous avons décrit dans ce chapitre l'évolution de la distribution spatiale des particules pour différentes conditions expérimentales. De premières observations qualitatives globales nous ont permis de balayer une partie significative de l'espace des paramètres (taille des particules, fraction volumique et fréquence de rotation du disque entraînant l'écoulement) et de constater l'existence probable de régimes de couplages forts entre les particules et l'écoulement, avec des dépendances non triviales en fonction de la taille et de la fraction volumique en particules. Afin de clarifier l'existence de ces effets, nous avons mis en place des observations directes locales permettant d'identifier individuellement les particules. En balayant l'ensemble de la cuve, nous

pouvons ainsi reconstituer les champs de concentrations en particules. Malgré les limites intrinsèques de ces mesures (limitées aux fractions volumiques $\Phi_v \lesssim 1\%$, et ne permettant pas de balayer systématiquement l'ensemble des paramètres expérimentaux sur la durée de la thèse), les observations quantitatives recueillies confirment que dans les situations où la resuspension est totale : (i) à faible fraction volumique l'équilibre entre gravité et écoulement conduit à une stratification exponentielle (sauf près de la paroi inférieure et du disque), (ii) des couplages forts entre les phases apparaissent dès $\Phi_v \gtrsim 0.2 - 0.4\%$ avec une dépendance non-linéaire en Φ_v des profils radiaux (mécanismes de centrifugation) et verticaux (mécanismes de stratification). Plusieurs mécanismes de couplage peuvent alors être envisagés parmi lesquels : (i) la forte modification du profil de stratification au voisinage du disque (Figure 34) suggère que l'injection même d'énergie mécanique à grande échelle au voisinage du disque peut être affectée par la phase dispersée ; (ii) la forte intermittence du nombre de particules détectées suggère également que des paquets de particules où la concentration locale est très forte existent, pouvant donner lieu à des effets collectifs à des échelles intermédiaires ; (iii) les particules considérées n'étant pas des traceurs, leur vitesse de glissement par rapport au fluide induit également des sillages. Donc à l'échelle de chaque particule, les interactions peuvent donner lieu à des interactions entre particules, mais également à une modification de la turbulence. Les chapitres suivants visent à apporter des éléments de réponse par rapport aux possibles couplages à l'œuvre.

MODULATION DE LA TURBULENCE (I) : MESURES GLOBALES

Sommaire

4.1	Introduction	63
4.2	Puissance injectée dans l'écoulement monophasique de référence	64
4.2.1	Rappel sur le lien entre la puissance et la vitesse en régime pleinement turbulent	64
4.2.2	Mesures de la puissance injectée en écoulement monophasique	66
4.3	Puissance injectée dans l'écoulement diphasique	67
4.3.1	Retour sur la loi $\mathcal{E}_{inj} \propto \Omega^3$ pour le cas diphasique	67
4.3.2	Effet de la suspension sur la puissance totale injectée \mathcal{P}_{inj}	69
4.3.3	Effet de la suspension sur la puissance injectée par unité de masse \mathcal{E}_{inj}	70
4.4	Conclusions	72

4.1 INTRODUCTION

L'étude de la distribution spatiale de la suspension, effectuée dans le chapitre précédent, suggère que des régimes où la phase dispersée et la turbulence sont fortement couplées apparaissent, même pour des fractions volumiques en particules relativement modérées $\Phi_v \gtrsim 0.2 - 0.4\%$. Nous recherchons dans ce chapitre à affiner la caractérisation de ce couplage en considérant dans un premier temps des effets globaux (à grande échelle) sur le processus d'injection d'énergie mécanique dans le système et son éventuelle modification en présence de particules. Nous nous intéressons pour cela à la caractérisation de la puissance mécanique totale requise afin de maintenir en mouvement la suspension. Comme décrit dans le chapitre d'introduction, une telle étude globale s'est avérée, dans des études passées, être un excellent diagnostic permettant de caractériser de manière simple et systématique l'efficacité de l'entraînement dans des écoulements de von Kármán en fonction de paramètres tels que la géométrie des disques, leur rugosité, la forme de la cuve, la nature du fluide, etc.. Nous utilisons ici une approche similaire afin de répondre à la question suivante :

Pour une vitesse de rotation du disque imposée, comment évolue la puissance mécanique moyenne injectée (\mathcal{P}_{inj}) en fonction du diamètre d_p et de la fraction volumique Φ_v des particules ?

Autrement dit, le moteur doit-il fournir plus ou moins de puissance au système diphasique pour maintenir constante la fréquence de rotation du disque lorsque les propriétés de la suspension sont variées ?

Un intérêt subsidiaire des mesures globales de puissance, comme celles considérées dans ce chapitre, est qu'elles permettent une exploration rapide et systématique de l'espace des paramètres, puisqu'elles ne mettent en jeu que l'acquisition d'un nombre limité de signaux temporels (couple et fréquence de rotation principalement). Par rapport à l'étude du chapitre précédent, basée sur une méthode d'imagerie très coûteuse en temps de mesure et d'analyse, les mesures globales nous permettent à présent d'explorer de nombreux diamètres de particules et de nombreuses fractions volumiques, tout en pouvant envisager également de varier leur densité.

Nous avons donc utilisé le dispositif expérimental décrit en détail dans le chapitre 1.4.2 pour mesurer le couple moyen (Γ) fourni par le moteur pour une composition du mélange et une vitesse de rotation donnée. Dans un premier temps, nous avons caractérisé l'écoulement monophasique (sans y introduire de particules). Puis, dans un second temps, nous avons étudié l'influence des particules sur l'écoulement. Cette exploration de l'espace des phases permet d'établir une évolution non triviale de la puissance injectée en fonction de la quantité de particules en suspension et de leurs paramètres physiques. Ces observations motivent une étude plus avancée "multi-échelle" présentée dans le chapitre suivant.

4.2 PUISSANCE INJECTÉE DANS L'ÉCOULEMENT MONOPHASIQUE DE RÉFÉRENCE

Nous nous intéressons dans un premier temps à caractériser la puissance injectée dans l'écoulement monophasique. Ce cas servira de référence pour pouvoir comparer par la suite le comportement du système diphasique pour les divers paramètres explorés pour la suspension.

4.2.1 Rappel sur le lien entre la puissance et la vitesse en régime pleinement turbulent

En mesurant le couple Γ et la fréquence de rotation Ω du disque en rotation, nous avons accès à la puissance mécanique totale moyenne injectée $\mathcal{P}_{inj} = \langle \Gamma \cdot \Omega \rangle$. Nous nous intéresserons également à la puissance totale moyenne injectée par unité de masse (\mathcal{E}_{inj}) :

$$\mathcal{E}_{inj} = \frac{\mathcal{P}_{inj}}{M},$$

où $M = \rho_f V$ est la masse totale de fluide mis en mouvement (ρ_f étant la masse volumique du fluide et V le volume total de fluide mis en mouvement). En régime stationnaire, \mathcal{E}_{inj} est égale au taux moyen de dissipation visqueuse turbulente par unité de masse ϵ , qui est l'un des principaux paramètres caractérisant la turbulence.

Nous avons décrit dans le chapitre d'introduction la notion d'anomalie dissipative en turbulence (étroitement liée à l'existence d'une cascade d'énergie) qui se traduit notamment par le fait qu'en régime pleinement turbulent, le taux de dissipation

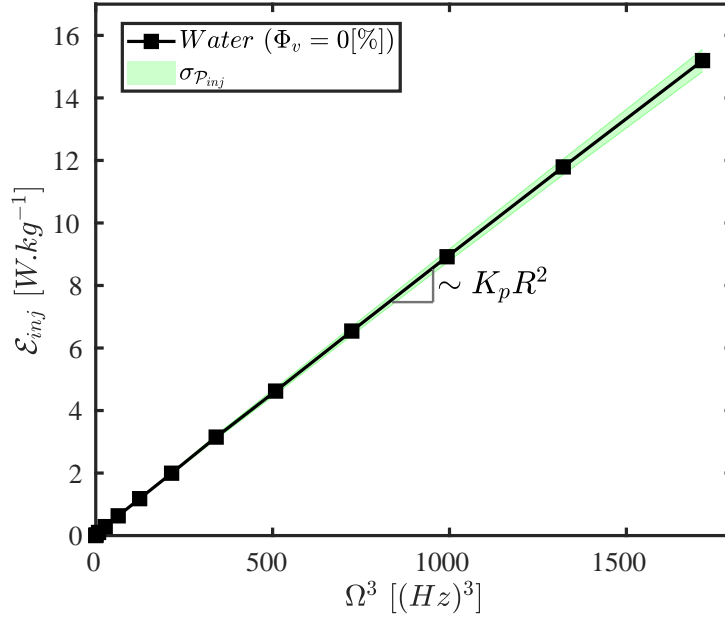


FIGURE 36 – Puissance mécanique moyenne par unité de masse injectée par le moteur pour mettre en mouvement le fluide (\mathcal{P}_{inj}) en fonction de la fréquence de rotation du disque au cube (Ω^3) pour le cas monophasique (écoulement d'eau seule). La puissance injectée dans l'écoulement évolue comme Ω^3 . L'erreur de reproductibilité de la mesure de la puissance (couple et vitesse cumulées) est représentée en vert. Elle est estimée comme la dispersion de \mathcal{P}_{inj} obtenue pour 8 réalisations successives de 10 minutes. Celle-ci augmente en fonction de Ω mais elle reste faible (~ 2 mW). Comme cette erreur est inférieure au symbole, elle ne sera pas reportée dans les autres graphiques.

turbulente moyenne est proportionnel au cube de la vitesse de forçage et indépendant de la viscosité :

$$\varepsilon_{inj} = \langle \varepsilon \rangle = C_\varepsilon \frac{U^3}{L}, \quad (10)$$

avec C_ε une constante universelle sans dimension et L une échelle caractéristique de l'injection d'énergie, généralement prise comme étant l'échelle de corrélation spatiale des fluctuations turbulentes de l'écoulement. Dans la mesure où, dans l'écoulement de von Kármán, la vitesse typique de forçage est proportionnelle à la fréquence de rotation Ω du disque ($U \propto R^2 \Omega$, avec R le rayon du disque), cette loi s'écrit traditionnellement sous la forme :

$$\varepsilon_{inj} = \mathcal{K}_p R^2 \Omega^3 \quad (11)$$

où \mathcal{K}_p est une constante sans dimension qui dépend de la géométrie du forçage. Alternativement, la même relation peut s'écrire pour la puissance totale :

$$\mathcal{P}_{inj} = M \varepsilon_{inj} = \frac{4\pi}{3} \mathcal{K}_p \rho_f R^5 \Omega^3. \quad (12)$$

La constante \mathcal{K}_p représente en quelque sorte l'efficacité énergétique intrinsèque du système : plus \mathcal{K}_p est grand, plus la puissance mécanique requise pour mainte-

d_p μm	ρ_p kg.m^3	d_p/η -	Re_p -
125 - 160	2500	0.4 - 1.7	0.3 - 2
315 - 400		1 - 4.2	1.1 - 6.8
400 - 500		1.4 - 5.4	1.5 - 9.5
600 - 800		2.2 - 8.4	2.8 - 17
900 - 1100	2100	3.1 - 12	4.5 - 27

TABLE 4 – Tableau des paramètres des particules de verre utilisées au cours de l'expérience

nir le fluide en mouvement (avec une fréquence de rotation du disque imposée) est importante.

4.2.2 Mesures de la puissance injectée en écoulement monophasique

La figure 36 représente l'énergie mécanique moyenne injectée par unité de masse \mathcal{E}_{inj} dans l'écoulement d'eau pure (c'est à dire la puissance mécanique fournie par le disque pour mettre en mouvement le fluide sous le disque) pour différentes valeurs de la fréquence de rotation du disque. Le bandeau vert clair entourant la courbe de $\mathcal{E}_{inj} = \mathcal{E}_{inj}(\Omega^3)$ reflète l'erreur de reproductibilité de la mesure. Celle-ci est estimée par l'écart type de la valeur moyenne mesurée en considérant 8 acquisitions successives de la puissance à partir de séries temporelles de 10 minutes. Nous soulignons que l'erreur de mesure (liée à la résolution finie des instruments de mesure) est très faible et inférieure à la taille des points sur la figure. Nous constatons donc une excellente reproductibilité de la mesure. L'erreur ne sera donc pas représentée sur les figures dorénavant.

Toujours sur cette figure, l'axe des abscisses représente directement Ω^3 afin de rendre plus aisé la visualisation de la linéarité entre la puissance injectée par unité de masse et le cube de la fréquence de forçage. Nous observons avec cette représentation un comportement effectivement linéaire sur l'ensemble de la plage des fréquences de rotation explorées, traduisant le côté pleinement turbulent de l'écoulement sur toute cette gamme. Nous garderons pour l'ensemble des figures de ce chapitre s'intéressant à l'évolution de la puissance injectée en fonction de la fréquence de rotation, une représentation avec l'axe des fréquences en Ω^3 . A titre indicatif, le tableau 1 permet de faire rapidement la conversion entre la fréquence de rotation, la fréquence au cube et le nombre de Reynolds correspondant pour l'écoulement. Ce tableau permet par ailleurs de constater qu'au delà de $\Omega \geq 4$ Hz (*i.e.* au-delà de $\Omega^3 \geq 64$ Hz³), l'écoulement est en effet en régime pleinement turbulent.

Nous déduisons donc de cette première série de mesure en écoulement monophasique que l'écoulement est pleinement turbulent et que la constante K_p du système monophasique est de l'ordre de $K_p \approx 1.5$.

4.3 PUISSANCE INJECTÉE DANS L'ÉCOULEMENT DIPHASIQUE

Nous nous intéressons à présent à l'évolution de la puissance mécanique injectée pour un écoulement chargé en particules. Le tableau 4 regroupe les propriétés physiques des différentes particules considérées : nous avons exploré cinq diamètres différents d_p pour les particules différentes dont quatre sont en verre de silicate et une en verre de borosilicate (respectivement de densité $\rho_p = 2500$ [kg.m⁻³] et $\rho_p = 2100$ [kg.m⁻³]). Pour chacun de ces types de particules, la fraction volumique Φ_v a été systématiquement variée dans l'intervalle $\Phi_v \in [0 - 20]\%$. La puissance est à chaque fois mesurée à une fréquence de rotation imposée pour le disque.

4.3.1 Retour sur la loi $\mathcal{E}_{inj} \propto \Omega^3$ pour le cas diphasique

L'analyse dimensionnelle conduisant à la loi $\mathcal{E}_{inj} \propto \Omega^3$ précédemment développée pour le cas monophasique doit être revisitée et doit prendre en compte au minimum les paramètres supplémentaires liés à la présence de la phase dispersée (d_p, ρ_p, Φ_v), de telle sorte que la constante K_p dépend a priori de 3 nombres sans dimension supplémentaire, que nous pouvons prendre par exemple comme ($d_p/\eta, \rho_p/\rho_f, \Phi_v$). Une autre possibilité pourrait être de considérer le triplet ($St, \rho_p/\rho_f, \Phi_v$), où St est le nombre de Stokes des particules. Toutefois, le nombre de Stokes dépend à la fois de la taille des particules et de la fréquence de rotation. Comme souvent dans ce genre d'expérience, il est très complexe d'explorer l'espace des paramètres "à nombre de Stokes constant" ou "en fonction du nombre de Stokes". En ce qui concerne l'étude de l'influence de la taille des particules nous étudierons donc simplement les comportements de la puissance injectée "à diamètre de particules constant" ou "en fonction du diamètre des particules".

Par ailleurs le lien entre la puissance mécanique totale injectée \mathcal{P}_{inj} et la puissance injectée par unité de masse \mathcal{E}_{inj} doit prendre en compte le fait que la masse totale du mélange diphasique mis en mouvement M_m dépend à présent de la fraction volumique en particules :

$$M_m(\Phi_v) = \rho_m V,$$

avec

$$\rho_m(\Phi_v) = \Phi_v \rho_p + (1 - \Phi_v) \rho_f = \rho_f + (\rho_p - \rho_f) \Phi_v.$$

Au bout du compte, les comportements attendus dans le régime diphasique pour la puissance moyenne injectée par unité de masse et la puissance injectée totale sont

$$\begin{cases} \mathcal{E}_{inj} = \frac{\mathcal{P}_{inj}}{M_m(\Phi_v)} = \mathcal{K}_p(St, \rho_p/\rho_f, \Phi_v) R^2 \Omega^3 \\ \mathcal{P}_{inj} = \frac{4\pi}{3} \mathcal{K}_p(St, \rho_p/\rho_f, \Phi_v) \rho_m(\Phi_v) R^5 \Omega^3 \end{cases} \quad (13)$$

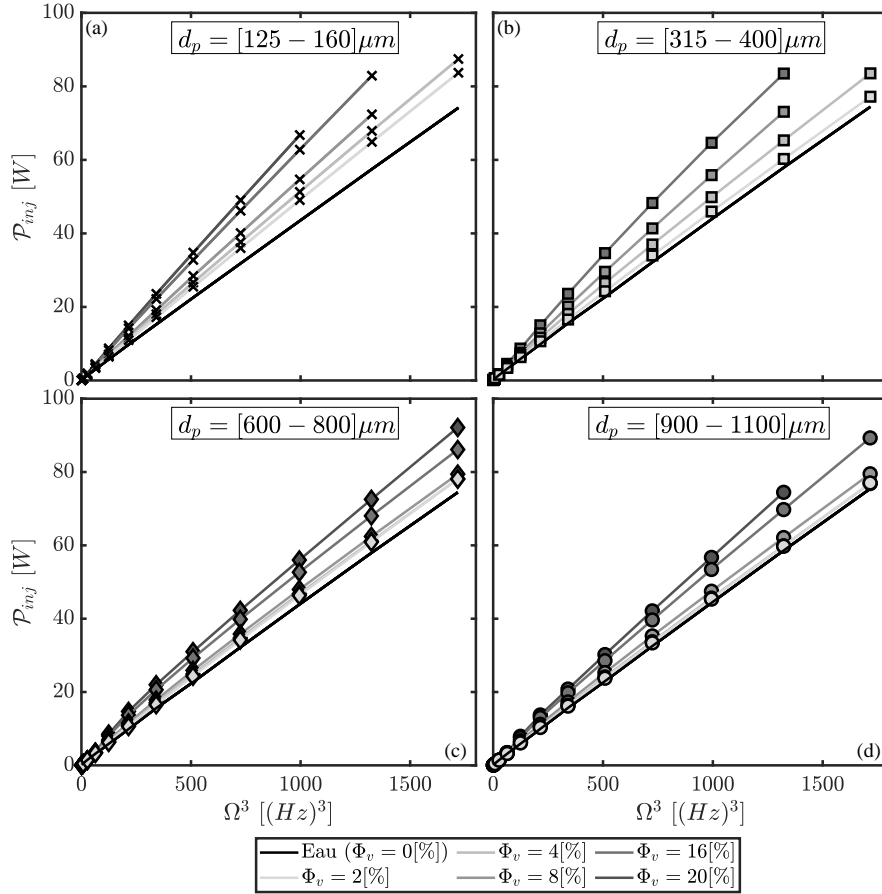


FIGURE 37 – Puissance injectée (\mathcal{P}_{inj}) en fonction de la fréquence de rotation du disque au cube (Ω^3) pour différentes fractions volumiques ($\Phi_v = [0 - 20] \%$). Pour tous les diamètres de particules, la puissance injectée est plus importante en présence de particules que pour le cas monophasique. La puissance totale nécessaire à la mise en mouvement est d’autant importante que la fraction volumique est grande. L’effet dépend de la taille des particules. a) \times : $d_p = [125 - 160] \mu m$; b) \square : $d_p = [315 - 400] \mu m$; c) \diamond : $d_p = [600 - 800] \mu m$; d) \bullet : $d_p = [900 - 1100] \mu m$

Dans le cas diphasique, la puissance injectée totale \mathcal{P}_{inj} est susceptible d’être affectée par deux effets distincts : (i) un effet relativement trivial simplement dû à la modification de la densité effective $\rho_m(\Phi_v)$ de la suspension et (ii) un effet lié à une modification de l’efficacité énergétique de l’entraînement quantifiée par le paramètre sans dimension K_p .

Le cas monophasique est retrouvé en prenant $St = 0$, $\rho_p/\rho_f = 1$ et $\Phi_v = 0$. Nous noterons désormais cette valeur de référence K_p^0 et pour simplifier la notation, nous noterons simplement K_p au lieu de $\mathcal{K}_p(St, \rho_p/\rho_f, \Phi_v)$ pour le cas diphasique.

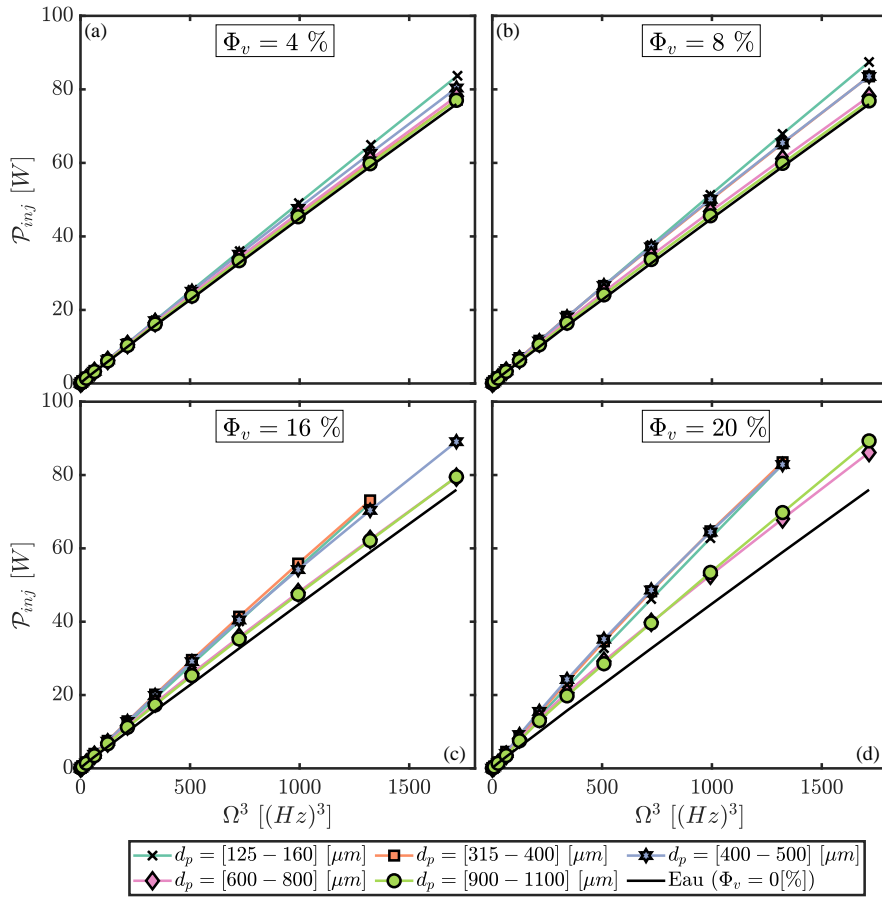


FIGURE 38 – Puissance injectée (\mathcal{P}_{inj}) en fonction de la fréquence de rotation du disque au cube (Ω^3) de différentes fractions volumiques ($\Phi_v = 0, 4, 8, 16, 20\%$) pour différents diamètres de particules [--- : $d_p = [125 - 160]$ μm ; --- : $d_p = [315 - 400]$ μm ; --- : $d_p = [415 - 500]$ μm ; --- : $d_p = [600 - 800]$ μm ; --- : $d_p = [900 - 1100]$ μm]

4.3.2 Effet de la suspension sur la puissance totale injectée \mathcal{P}_{inj}

La figure 37 résume l'ensemble des mesures réalisées pour les particules de verre. Nous représentons la puissance totale injectée \mathcal{P}_{inj} en fonction du cube de la fréquence de rotation. Les quatre figures correspondent à quatre diamètres différents de particules (dans la gamme $d_p \in [125 - 1100]$ μm) et sur chaque figure les six courbes correspondent à six fractions volumiques différentes (dans la gamme $\Phi_v \in [0 - 20]\%$). Sur chaque figure, la ligne noire en trait plein représente le cas de référence monophasique. Ces figures révèlent plusieurs comportements intéressants :

- Elles confirment, pour tous les cas étudiés, un comportement essentiellement linéaire de \mathcal{P}_{inj} en fonction de Ω^3 , bien qu'une très légère courbure soit décelable indiquant une possible légère dépendance de K_p en fonction de la fréquence de rotation.
- Pour tous les régimes étudiés, la puissance mécanique totale pour mettre la suspension en mouvement à une fréquence de rotation donnée est toujours plus importante dans le cas diphasique que dans le cas monophasique de référence.

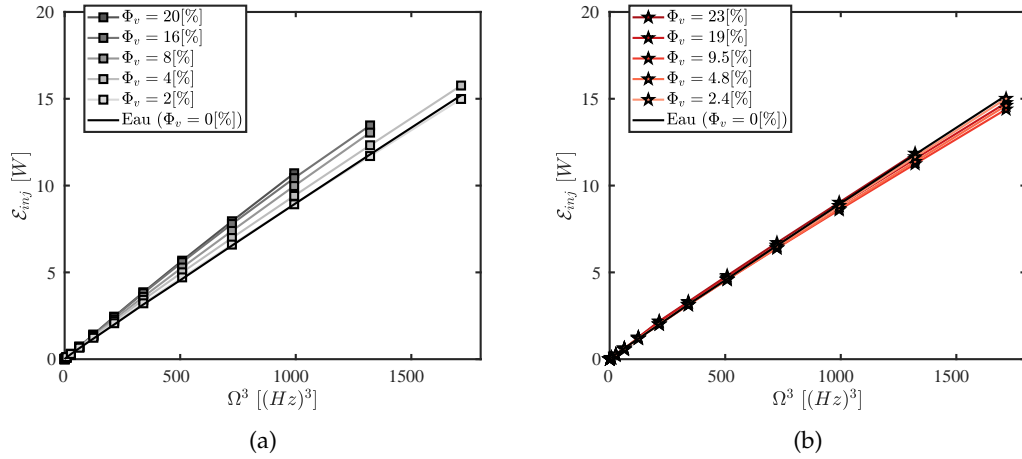


FIGURE 39 – Puissance injectée par unité de masse (\mathcal{E}_{inj}) en fonction de la fréquence de rotation du disque au cube (Ω^3). a) Plus petit diamètre de particules $d_p = [125 - 160] \mu m$; b) Plus grand diamètre de particules $d_p [900 - 1100] \mu m$

- La puissance nécessaire à la mise en mouvement de la suspension est d'autant plus importante que la fraction volumique est grande.
- A fraction volumique donnée, l'augmentation de la puissance requise dépend de la taille des particules. Cette dépendance est plus clairement visible sur la figure 38 qui représente les mêmes données que la figure 37, mais en regroupant cette fois-ci dans chaque panneau les mesures à fraction volumique données. Chaque courbe représentant la puissance injectée pour une taille de particule différente.

Une partie de ces tendances peut qualitativement être attribuée à l'effet trivial lié à la variation de la densité effective $\rho_m(\Phi_v)$ de la suspension et au fait que ρ_m est une fonction croissante de la fraction volumique (puisque nous considérons ici le cas $\rho_p > \rho_f$). Assez intuitivement, le maintien en mouvement d'un mélange plus dense requiert plus de puissance que celui d'un fluide moins dense.

Toutefois, la dépendance de la puissance en fonction de la taille des particules (à fraction volumique donnée) révèle que cet effet n'est pas le seul à l'œuvre et que l'efficacité énergétique intrinsèque de l'entraînement mécanique (relié au paramètre K_p) est directement affectée par la suspension. La sous-section qui suit s'intéresse à l'influence de la suspension sur K_p .

4.3.3 Effet de la suspension sur la puissance injectée par unité de masse \mathcal{E}_{inj}

Afin de s'affranchir de l'effet d'augmentation de densité effective globale de la suspension, nous nous intéressons à présent à la puissance injectée par unité de masse $\mathcal{E}_{inj} = \mathcal{P}_{inj} / M_m(\Phi_v)$.

Les figures 39a et b représentent \mathcal{E}_{inj} en fonction de Ω^3 , respectivement pour les plus petites et les plus grosses particules étudiées. Cette figure montre qu'une fois l'effet de densité effective de la suspension compensée, l'efficacité énergétique intrin-

sèque de l'entraînement de la suspension présente une dépendance non triviale en fonction de la fraction volumique et de la taille des particules :

- Il est tout d'abord frappant d'observer que la puissance par unité de masse nécessaire pour mettre en mouvement la suspension de petites particules est systématiquement plus grande que pour la cas monophasique de référence, alors qu'elle est plus faible pour la suspension de grosses particules.
- L'influence de la fraction volumique en particules est plus importante pour les petites particules que pour les grosses.

En d'autres termes, la mise en mouvement d'une suspension de petites particules requiert plus de puissance que la mise en mouvement d'un fluide monophasique de masse volumique équivalente, alors que la mise en mouvement d'une suspension de grosses particules requiert moins de puissance que pour une fluide monophasique de masse volumique équivalente. Notons qu'à ce stade la notion de "petite" et "grosse" particule reste floue. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre suivant qui s'intéresse à une étude multi-échelle des couplages particules/turbulence.

La modification relative de l'efficacité énergétique de l'entraînement de la suspension par rapport au cas monophasique de référence est plus clairement mise en évidence en s'intéressant à l'évolution du coefficient \mathcal{K}_p . Celui-ci est obtenu pour les différents cas en ajustant le comportement linéaire observé pour ε_{inj} en fonction de Ω^3 . Nous définissons la variation relative de l'efficacité énergétique :

$$\Delta\mathcal{K}_p = \frac{\mathcal{K}_p - \mathcal{K}_p^0}{\mathcal{K}_p^0}. \quad (14)$$

La figure 40 représente l'évolution de $\Delta\mathcal{K}_p$ en fonction de la fraction volumique Φ_v pour les différentes particules considérées. Nous observons sur cette figure deux comportements radicalement différents en fonction de la taille des particules, avec un seuil autour de $d_p \simeq 500 \mu\text{m}$.

Pour les particules dont le diamètre est inférieur à 500 μm :

- $\Delta\mathcal{K}_p > 0$, c'est-à-dire que la puissance requise à la mise en mouvement est plus importante pour la suspension que pour le cas monophasique.
- $\Delta\mathcal{K}_p$ est une fonction croissante de la fraction volumique, c'est-à-dire que la puissance requise à la mise en mouvement de la suspension augmente avec la quantité de particules.
- Il est difficile de conclure sur la linéarité ou non de la dépendance de $\Delta\mathcal{K}_p$ en fonction de Φ_v . Le comportement semble toutefois plutôt non linéaire, dans la mesure où les courbes pour les différentes tailles deviennent significatives les unes des autres pour les faibles fractions volumiques mais semblent tendre vers un comportement analogue aux plus fortes fractions volumiques.

Pour les particules dont le diamètre est supérieur à 500 μm :

- $\Delta\mathcal{K}_p < 0$, c'est-à-dire que la puissance requise à la mise en mouvement est moins importante pour la suspension que pour le cas monophasique.
- le comportement en fonction de la fraction volumique est clairement non linéaire et présente un minimum qui semble dépendre de la nature des particules. Pour les plus fortes fractions volumiques, il est vraisemblable que le système

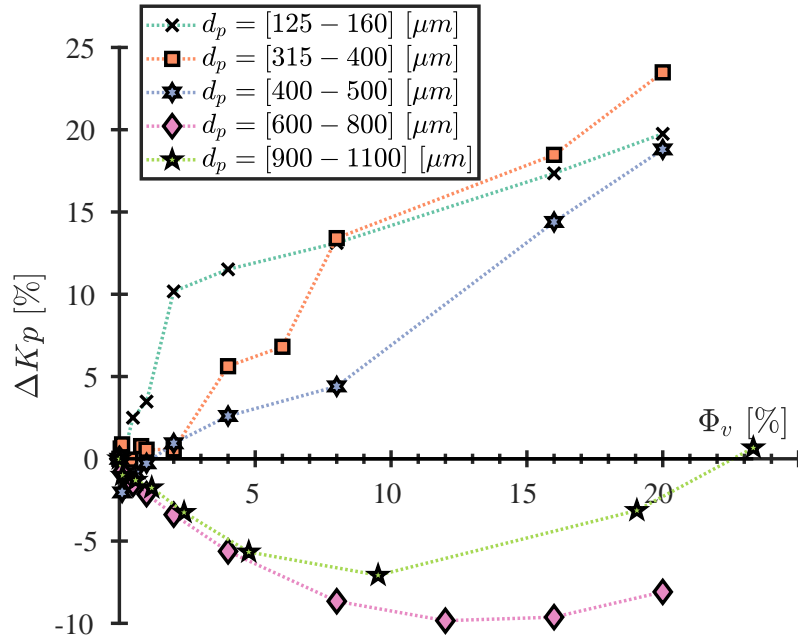


FIGURE 40 – Variation relative de l’efficacité énergétique $\Delta\mathcal{K}_p$ en fonction de la fraction volumique Φ_v pour les différentes tailles de particules

évolue vers $\Delta\mathcal{K}_p > 0$, comme le suggère le dernier point de la courbe pour les particules de taille ($d_p \in [900 - 1100]$ μm).

- Il est difficile de comparer les deux classes de particules $d_p \in [600 - 800]$ μm et $d_p \in [900 - 1100]$ μm car elles sont de densités différentes : les premières sont en silicate avec $\rho_p/\rho_f = 2.5$ alors que les deuxièmes sont en borosilicate, avec $\rho_p/\rho_f = 2.1$. Le comportement à faible fraction volumique des deux types de particules est similaire ($\Delta\mathcal{K}_p < 0$ et décroissant avec Φ_v), mais les particules en borosilicate (plus grosses mais plus légères) atteignent plus tôt le minimum pour évoluer plus rapidement vers un comportement où $\Delta\mathcal{K}_p$ croît avec Φ_v .

4.4 CONCLUSIONS

L’étude réalisée dans ce chapitre sur la puissance mécanique requise pour mettre la suspension en mouvement nous permet d’affiner l’exploration des couplages entre la phase dispersée et la turbulence, dont l’existence était déjà suggérée par l’observation des profils de la distribution spatiale des particules présentée dans le chapitre précédent. Par rapport aux possibles mécanismes de couplage évoqués dans la conclusion du chapitre précédent, l’étude de la puissance confirme que le processus même d’injection d’énergie à grande échelle est affecté par la suspension. Dans ce couplage macroscopique, deux principaux ingrédients sont à l’œuvre : (i) un effet trivial dû à l’augmentation de la densité effective de la suspension à mesure que la fraction volu-

mique en particules augmente et (ii) un effet non trivial de modulation de l'efficacité de l'entraînement, quantifié au travers du nombre sans dimension K_p (dont la pertinence est garantie par le comportement cubique robuste observé pour la puissance injectée en fonction de la fréquence de rotation). Concernant ce deuxième effet, deux régimes radicalement différents se distinguent en fonction de la taille des particules : (i) pour les petites particules, la puissance requise pour mettre la suspension en mouvement est plus importante que pour le cas d'un fluide monophasique de densité équivalente ; (ii) pour les plus grosses particules, la puissance requise pour mettre la suspension en mouvement est au contraire moindre que pour un fluide monophasique de densité équivalente (avec une inversion de tendance à plus forte fraction volumique). Dans tous les cas, le comportement observé est non linéaire en fonction de la fraction volumique. Plusieurs conclusions importantes peuvent être tirées de ces observations :

- Le fait qu'à fraction volumique donnée la puissance requise pour entraîner la suspension de petites particules soit plus importante suggère que le fractionnement de la phase joue un rôle important. Il est donc vraisemblable que l'origine du couplage soit interfacial et non-volumique, et donc lié à la friction additionnelle entre les particules et le fluide. Dans un mécanisme purement interfacial, on pourrait s'attendre à une dépendance linéaire de la puissance dissipée avec la fraction surfacique en particules $\Phi_s \propto \Phi_v^{2/3}$. Il est toutefois difficile de confronter quantitativement ce scénario à nos mesures de puissance injectée à grande échelle, puisque la puissance éventuellement dissipée par la friction interfaciale ne représente qu'une partie de la puissance totale injectée, une grande partie étant toujours dissipée par la viscosité du fluide. La courbure plutôt concave (notamment pour le cas des plus petites particules) de la courbe $\Delta\mathcal{K}_p$ en fonction de Φ_v (Figure 40) va néanmoins dans le sens d'une dépendance moins rapide que linéaire en Φ_v .
- Dans les suspensions à bas nombre de Reynolds, le couplage entre la phase dispersée et le fluide est souvent modélisé par une rhéologie effective augmentée [17, 50]. Dans le cas présent, une telle interprétation irait dans le sens d'une dissipation augmentée, mais ne permet pas a priori de rendre compte de l'augmentation de la puissance injectée requise. En effet, le comportement en Ω^3 observé pour \mathcal{P}_{inj} (ou pour \mathcal{E}_{inj}) traduit l'absence de dépendance en fonction du nombre de Reynolds (et donc en fonction la viscosité du milieu). Toutefois, si elle existe, une telle modification de rhéologie effective devrait se traduire par une modification de l'échelle de dissipation turbulente de la suspension, avec une coupure visqueuse se faisant à des échelles plus grandes à mesure que la viscosité du milieu augmente avec la fraction volumique.
- Le fait que la puissance requise pour entraîner la suspension de grosses billes soit moindre que pour un écoulement monophasique de densité équivalente suggère un mécanisme différent à l'œuvre dans ce cas là. Une étude numérique récente a montré qu'une suspension de particules anisotropes peut conduire à une réduction de la puissance requise pour sa mise en mouvement [51]. Nous avons dans un premier temps suspecté un possible effet de ce type lié au fait qu'une fraction non négligeable de billes de silicate présentaient un léger dé-

faut de sphéricité. Ceci a en partie motivé les expériences avec les billes millimétriques de borosilicate, dont la sphéricité est quasi-parfaite. Le fait que ces dernières présentent un comportement similaire aux billes de silicate de diamètre $d_p \in [600 - 800] \mu\text{m}$ confirme le fait que l'effet observé n'est pas lié à un défaut de sphéricité. Un mécanisme possible pour expliquer la moindre puissance requise pour mettre en mouvement la suspension de grosses particules pourrait être lié à l'inertie des particules : une fois celles-ci mises en mouvement, elles contribuent à leur tour à brasser le fluide et leur inertie permet de maintenir le brassage à moindre coût énergétique. Dans ce scénario on pourrait s'attendre à ce que le brassage supplémentaire induit par les particules se traduise par la présence de sillages à l'échelle des particules. Nous étudierons une telle possibilité au chapitre suivant.

- Une question reste en suspend quant à l'échelle à laquelle la transition entre les deux régimes (augmentation ou réduction de la puissance requise) se produit. S'il s'agit bien d'une transition entre un mécanisme de friction interfaciale et l'apparition d'un brassage inertiel, on pourrait s'attendre à ce que la transition corresponde à celle où le nombre de Reynolds particulaire des billes ($Re_p = d_p u_p / \nu$, avec u_p la vitesse de glissement typique entre les particules et le fluide, et en négligeant une éventuelle modification de la viscosité effective de la suspension) franchit la transition entre le régime de traînée visqueuse et le régime de traînée inertielle pour les billes, soit $Re_p = \mathcal{O}(10^2)$. En supposant que la vitesse de glissement typique est de l'ordre de la vitesse turbulente typique à l'échelle de la particule (supposée dans la gamme des échelles inertielles de la turbulence), alors $u_p \propto (\epsilon d_p)^{1/3}$ et le nombre de Reynolds particulaire peut s'estimer comme $Re_p = (d_p / \eta)^{4/3}$ avec $\eta = (\nu^3 / \epsilon)^{1/4}$ l'échelle de dissipation visqueuse de l'écoulement. La transition est alors typiquement attendue pour $d_p^* \sim 100^{3/4} \eta$. Dans les régimes étudiés $\eta \simeq 20 \mu\text{m}$, ce qui conduit à un diamètre de transition $d_p^* \sim 500 \mu\text{m}$. Bien que cette estimation repose sur de nombreuses hypothèses, l'ordre de grandeur obtenu est en bon accord avec les observations qui suggèrent que la transition se produit pour un diamètre de particules entre 400μ et $800 \mu\text{m}$.

Une exploration plus fine des mécanismes que nous venons d'évoquer et de leur pertinence requiert toutefois une caractérisation multi-échelle de la modulation de la turbulence par la suspension. Cette analyse est proposée dans le chapitre suivant.

MODULATION DE LA TURBULENCE (II) : MESURES MULTI-ÉCHELLES

Sommaire

5.1	Introduction	75
5.2	Mesures de pression dans l'écoulement monophasique de référence	77
5.2.1	PDFs des fluctuations de pression	77
5.2.2	Etude de la variance de pression	79
5.2.3	Lien entre les fluctuations de pression et de vitesse	80
5.2.4	Analyse spectrale des fluctuations de pression	81
5.3	Etude des fluctuations de pression en régime diphasique	82
5.3.1	Retour sur la loi $p' \propto \Omega^2$ dans le cas diphasique	83
5.3.2	Etude multi-échelle de l'impact de la suspension	85
5.4	Conclusion & Perspectives	87

5.1 INTRODUCTION

La motivation de l'étude menée dans ce chapitre est d'explorer les propriétés multi-échelles de la dynamique de la suspension afin d'affiner la compréhension du couplage entre la phase dispersée et l'écoulement. L'étude des profils de distribution spatiale des particules nous a en effet montré que des régimes de couplage fort entre les particules apparaissent dès que la fraction volumique $\Phi_v \gtrsim 0.2 - 0.4\%$. L'étude globale de la puissance injectée nous a permis d'identifier l'existence d'au moins deux régimes de couplages (autres que l'effet trivial d'augmentation de la densité massique effective de la suspension) selon la taille des particules, se traduisant par une diminution de l'efficacité énergétique globale de l'écoulement pour les suspension très fractionnées (petites particules) et par une augmentation pour les régimes peu fractionnés (grosses particules). Nous avons proposé une interprétation possible de ces régimes par une transition entre un couplage piloté par la friction interfaciale entre les fluides et les particules et un régime piloté par le brassage inertiel induit par les particules. Dans ces deux scénarios, l'origine de la modulation globale (à grande échelle) de l'écoulement a lieu à petites échelles (de l'ordre de la taille des particules). Dans un régime différent (particules iso-denses de taille finie dans un écoulement de canal à section carrée), Zade *et al.* [52] ont établi un lien entre la modulation de l'écoulement à grande échelle et la modification du tenseur de Reynolds induit par la suspension. Cette observation va également dans le sens d'un rôle important de couplages multi-échelles dans les mécanismes de modulation des écoulements par

les suspensions.

Idéalement, pour mener une telle étude, il serait intéressant d'avoir accès au champ de vitesse du fluide et de la suspension (par exemple par PIV) et d'en faire une caractérisation spectrale permettant de quantifier l'impact de la suspension à travers les échelles. Toutefois, comme évoqué dans le chapitre 1 dédié aux méthodes expérimentales, des mesures directes de la dynamique de la suspension sont complexes dans les gammes de fractions volumiques considérées dans ce travail. Les mesures optiques directes sont notamment impossibles compte tenu de l'opacité du milieu. La possibilité d'utiliser des particules et des fluides adaptés en indice optique a été explorée à la fin de cette thèse, avec des premiers résultats prometteurs pour des études futures. Par ailleurs, l'utilisation de sondes, de type film chaud par exemple, est compliquée du fait des chocs des particules contre la sonde.

Compte tenu de ces difficultés, nous nous sommes orientés vers des mesures pariétales de fluctuations de pression dynamique, dimensionnellement reliées aux fluctuations d'énergie cinétique dans le fluide.

Ce chapitre est organisé de la manière suivante : (i) dans un premier temps, nous nous intéressons aux signaux de pression dans l'écoulement monophasique, dans le but principal de certifier la qualité du diagnostic, en étudiant les liens attendus entre les fluctuations de pression et l'énergie cinétique du fluide et en caractérisant la signature multi-échelle de la pression dans le cas monophasique de référence ; (ii) dans une deuxième temps, nous explorons la modifications des signaux de pression dans la suspension en fonction de la fraction volumique et en nous concentrant sur deux tailles de particules (les plus petites et les plus grosses précédemment étudiées) afin d'explorer de possibles liens avec les différences de couplages observées.

Remarque : nous souhaitons, à travers les mesures de pression, explorer également la possibilité d'accéder à un diagnostic de la stratification de la suspension à travers la mesure de la pression absolue. Compte tenu de l'augmentation effective de la densité de la suspension, la pression hydrostatique à une hauteur de capteur donnée dépend de la fraction volumique au-dessus du capteur et donc de la quantité de particules resuspendues. A l'aide d'une barrette verticale de plusieurs capteurs, il devrait donc être possible d'accéder au profil vertical de la concentration en particules. Ceci avait motivé le choix des capteurs de pression utilisés vers une solution piezo-résistive plutôt que piezo-capacitive (cette dernière filtrant la composante continue du signal de pression). Toutefois, nous avons observé lors des mesures une dérive lente de la pression absolue (Figure 41), même en l'absence de particules. Bien que nous n'ayons pas réussi à élucider l'origine de cette dérive, nous observons que les différents capteurs suivent des tendances identiques (comme le montre la figure 41). Ceci suggère une origine réelle de variation de pression statique dans l'écoulement (lié par exemple à l'élasticité des nombreux tuyaux raccordés à la cuve pour le remplissage, filtrage, ensemencement, etc.), plutôt qu'une dérive électronique individuelle des capteurs. En l'absence d'une explication claire de cette dérive, nous avons pris le parti dans un premier temps de ne pas nous intéresser à la pression statique, mais simplement aux fluctuations de pressions dynamiques. Nous considérerons donc dans la suite uniquement la partie fluctuante p de la pression, obtenue

en appliquant un filtre passe-haut au signal de pression de sorte à éliminer la dérive lente observée. La différence entre les échelles de temps des fluctuations turbulentes (typiquement inférieure à la seconde) et celle de la dérive lente (de l'ordre de la dizaine de minutes, voire de l'heure, comme le montre la figure 41) garantit une séparation d'échelle suffisante permettant de filtrer la dérive sans impacter la partie fluctuante du signal.

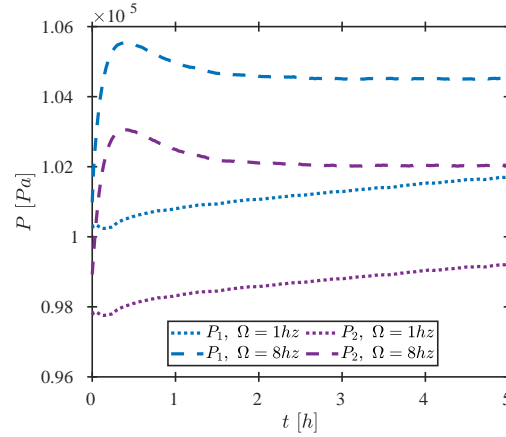


FIGURE 41 – Evolution temporelle de la pression au cours du temps à deux hauteurs différentes

5.2 MESURES DE PRESSION DANS L'ÉCOULEMENT MONOPHASIQUE DE RÉFÉRENCE

Nous caractérisons dans cette section les fluctuations de pression mesurées dans le cas monophasique.

5.2.1 PDFs des fluctuations de pression

La figure 42a représente un signal brut de fluctuation de pression, enregistré dans l'eau (sans particules) à une fréquence de rotation du disque $\Omega = 10$ Hz. Le capteur est positionné à mi-hauteur entre le disque et le bas, au centre d'une des faces de la cuve. Les figures 42b et c représentent respectivement les PDFs des fluctuations de la pression brute et de la pression normalisée par p' sa valeur *rms*, pour différentes fréquences Ω de rotation du disque. Nous observons qu'une fois normalisées, les PDFs se superposent raisonnablement (sauf pour la plus basse fréquence de rotation). L'effet de la variation de la fréquence de rotation est donc principalement sur la valeur *rms* p' de la pression (que nous étudierons plus en détail dans la sous-section suivante), qui augmente naturellement avec la vitesse (comme le révèle l'élargissement des PDFs sur la figure 42b à mesure que Ω augmente). Nous observons également que les PDFs sont relativement symétriques et sur-gaussiennes. L'absence d'asymétrie des PDFs diffère des observations habituelles des mesures faites à mi-hauteur dans un écoulement de von Kármán contra-rotatif, où des événements fréquents de forte dépression tendent à produire des fluctuations avec une *skewness* négative [36].

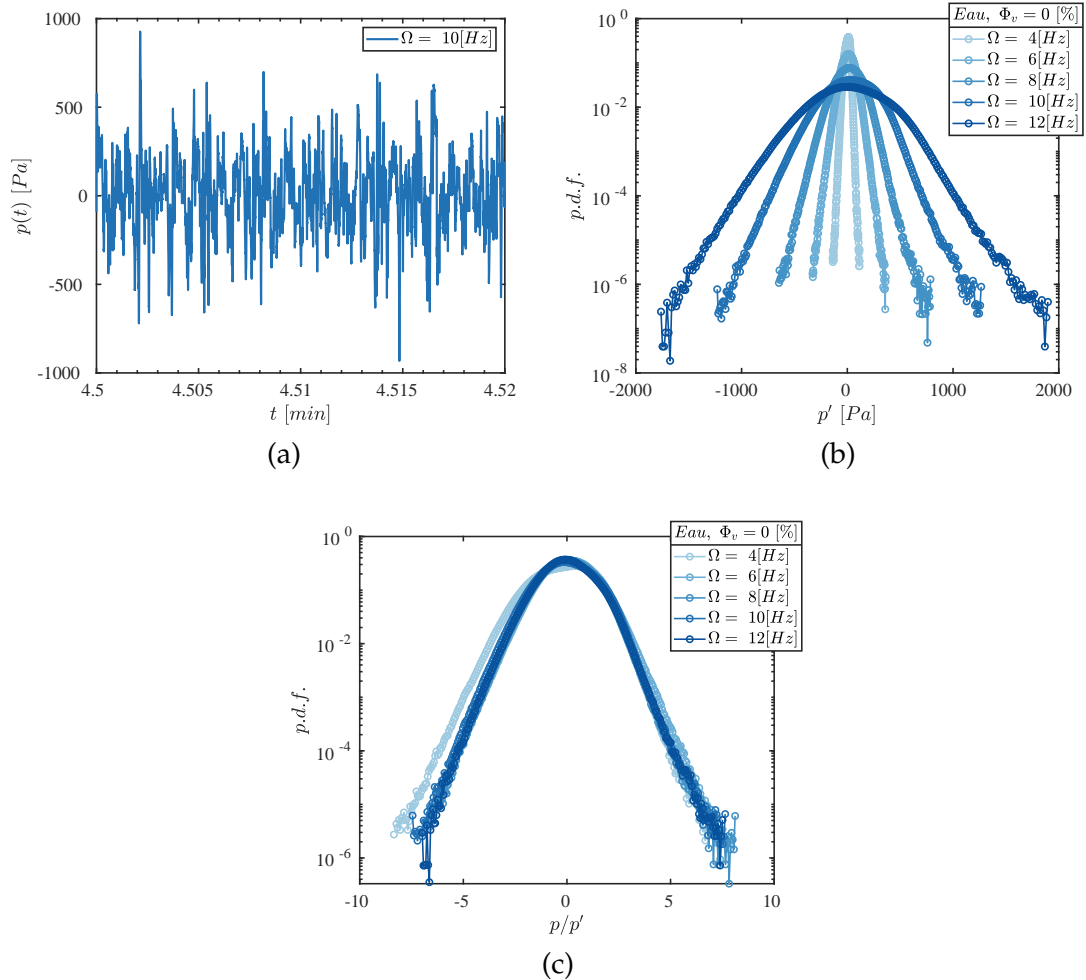


FIGURE 42 – (a) :Exemple de signal temporel de fluctuations de pression. Et pour différentes fréquences de rotation (Ω). (b) : PDFs des fluctuations de la pression brute; et (c) PDFs de la pression normalisée par p' sa valeur *rms*

Ces événements sont généralement attribués à l'existence d'intenses tourbillons de Kelvin-Helmholtz dans la couche de cisaillement produite à mi-hauteur par la contre-rotation des deux disques, dont le cœur est en forte dépression. Toutefois, dans ces mêmes écoulements contra-rotatifs, des fluctuations de pression symétriques (et sur-gaussiennes) sont généralement observées dès que la mesure s'effectue en dehors de la couche de cisaillement [36], là où l'écoulement de von Kármán est dominé par la rotation et l'hélicité, comme c'est le cas de notre écoulement. Nous pouvons donc dire que la forme des PDFs des fluctuations de pression que nous mesurons est en accord qualitatif avec les études précédemment faites dans les écoulements de von Kármán.

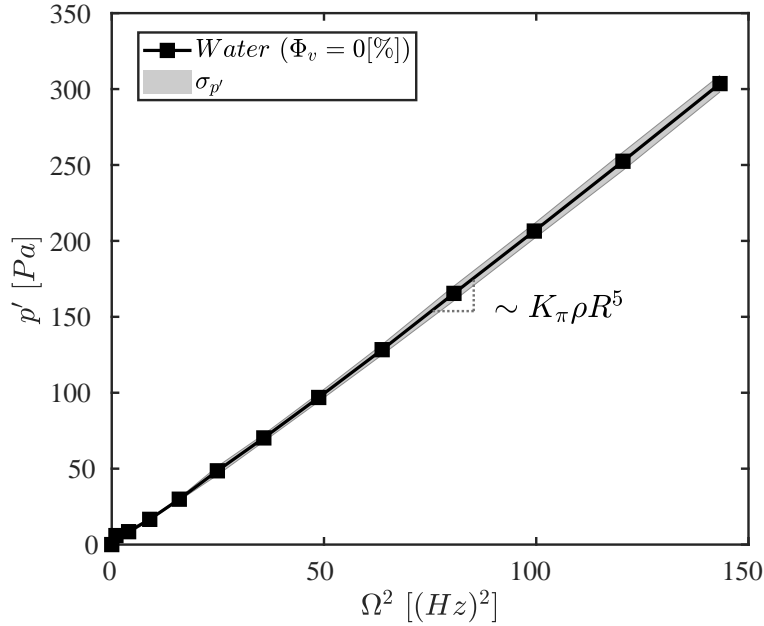


FIGURE 43 – Evolution de p' (valeur *rms* de la pression) en fonction de la fréquence de rotation du disque au carré (Ω^2) pour le cas monophasique. Nous retrouvons $p' \propto \Omega^2$. L'erreur de reproductibilité de la mesure est représentée par le bandeau grisé. L'erreur étant faible, elle ne sera pas reproduite dans les prochains graphiques.

5.2.2 Etude de la variance de pression

Comme nous l'avons remarqué précédemment, l'effet de la fréquence de rotation du disque Ω sur les fluctuations de pression se traduit principalement par une augmentation de sa variance p'^2 (ou de sa valeur *rms* p'). Une analyse dimensionnelle similaire à celle proposée pour la puissance (menant au résultat exploité dans le chapitre précédent, $P_{inj} = \mathcal{K}_p \rho_f R^5 \Omega^3$) permet de relier p' à la fréquence de rotation :

$$p' = \mathcal{K}_\pi \rho_f R^5 \Omega^2 \quad (15)$$

où \mathcal{K}_π est une constante (dans la limite de la turbulence pleinement développée) pouvant dépendre de la géométrie du système. Comme dans le chapitre précédent, ρ_f représente ici la densité du fluide (dans cette section $\rho_f = \rho_w$, la densité de l'eau) et R le rayon du disque forçant l'écoulement.

La figure 43 représente l'évolution de p' en fonction de Ω^2 . Nous retrouvons bien le comportement quadratique ($p' \propto \Omega^2$ attendu, sauf aux plus faibles fréquences de rotation où une légère courbure peut-être observée. Ceci est en accord avec des résultats dans l'écoulement contra-rotatif de von Kármán [40], où un comportement quadratique robuste de p' en fonction de Ω est observé pour des fréquences légèrement supérieures à celles correspondant au comportement cubique de la puissance.

Comme pour l'étude de la puissance dans le chapitre précédent, la bande grisée de la figure 43 représente l'erreur de reproductibilité (estimée comme l'écart type $\sigma_{p'}$ de la valeur *rms* de la pression obtenu pour une dizaine de réalisations expérimentales dans des conditions *a priori* identiques).

5.2.3 Lien entre les fluctuations de pression et de vitesse

Afin de tester un peu plus finement l'idée que les fluctuations de pression sont une image des fluctuations d'énergie cinétique dans l'écoulement, nous avons comparé les fluctuations de pression que nous avons mesurées à celles du carré de la vitesse obtenu par des mesures de vélocimétrie laser Doppler (LDV) au voisinage du capteur de pression. Les mesures de LDV n'ont pas été effectuées de manière simultanées avec les mesures de pression, car le capteur de pression utilisé est photosensible et la mesure est affectée par la lumière des faisceaux laser de la LDV. Nous ne pouvons donc hélas pas estimer la corrélation temporelle croisée des signaux de puissance et de vitesse. Nous nous contenterons donc de comparer les valeurs des *rms* de la pression et du carré de la vitesse. Dimensionnellement, dans la limite d'une turbulence pleinement développée, il est attendu que $p' \propto \rho_w u'^2$ où u' représente la valeur *rms* de la vitesse.

Le système de LDV dont nous disposons permet d'accéder à deux composantes de la vitesse. Dans le cas présent, nous mesurons la composante azimuthale u_θ et la composante verticale de la vitesse u_z au voisinage de la position de la mesure de pression. Pour la comparaison avec la pression, nous supposons que la contribution des fluctuations radiales (non mesurées) est du même ordre que celles des fluctuations azimuthales de sorte que les fluctuations seront estimées comme :

$$u' \simeq \sqrt{u_z'^2 + 2u_\theta'^2} \quad (16)$$

La figure 44a représente l'évolution de u' en fonction de la fréquence de rotation Ω , montrant que les fluctuations de vitesses suivent linéairement la fréquence de forçage. Nous avons également reporté sur la même figure $\sqrt{p'}/\rho_w$ que l'on attend dimensionnellement suivre la même tendance que u' . C'est bien ce qui est observé. La figure 44b reprend les mêmes grandeurs en représentant directement cette fois-ci p'/ρ_w en fonction de $2u'^2$. Nous observons que, pour les plus fortes fréquences de rotation, les quantités p' et $\rho_w u'^2$ sont reliées par une loi affine. L'encart dans la figure 44b représente p'/ρ_w en fonction de u' en échelle logarithmique. On y observe que la relation entre les deux quantités suit en fait une loi de puissance quasiment quadratique. L'ajustement de la loi de puissance sur les points aux plus hautes fréquences de rotation montre une dépendance de p' en fonction de u' légèrement sous-quadratique, comme cela a également pu être observé dans les écoulements de von Kármán traditionnels [40].

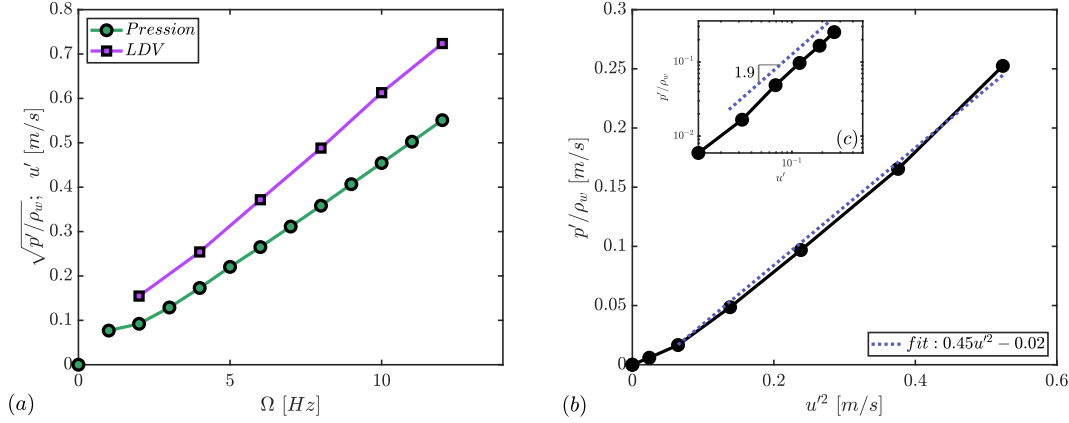


FIGURE 44 – (a) : Représentation de la vitesse rms u' en fonction de la fréquence de rotation, (en vert) calculée à partir de la pression rms p' et (en violet) mesuré à l'aide d'un système LDV. (b et c) p' représenté u' , nous remarquons l'évolution quasi-quadratique dans la représentation logarithmique

5.2.4 Analyse spectrale des fluctuations de pression

Nous nous intéressons à présent au comportement multi-échelle des fluctuations de pression. La figure 45a représente le spectre temporel $\tilde{p}^2(f)$ des fluctuations de pression mesurées dans l'écoulement monophasique de référence pour une fréquence de rotation du disque $\Omega = 10$ Hz. Nous distinguons sur le spectre trois régimes : (i) à basse fréquence ($f/\Omega \lesssim 1$) le spectre est plat, traduisant le caractère décorréolé de la dynamique à grande échelle ; (ii) aux échelles intermédiaires ($5 < f/\Omega < 50$), nous observons un comportement compatible avec un régime inertiel à la Kolmogorov, où $\tilde{p}^2(f) \propto f^{-7/3}$; (iii) aux grandes fréquences, l'énergie décroît rapidement. Ce comportement appelle plusieurs remarques :

- Concernant le régime inertiel, nous rappelons que selon les hypothèses de la phénoménologie de Kolmogorov, où aux échelles suffisamment petites devant l'échelle de corrélation de l'écoulement (de sorte à ne pas avoir de dépendance géométrique spécifique au système étudié) et suffisamment grandes devant l'échelle dissipative (de sorte à négliger les effets de la viscosité), le seul paramètre physique pertinent à prendre en compte est le taux de transfert moyen d'énergie ϵ (identique en régime stationnaire à la puissance moyenne injectée par unité de masse et aux taux de dissipation par unité de masse). Dans ces conditions, le spectre spatial de puissance de la vitesse suit la célèbre loi $\tilde{u}^2 \propto \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$ (où k est le nombre d'onde des échelles spatiales), et la loi équivalente pour le spectre de pression est $\tilde{p}^2 \propto \rho_w \epsilon^{4/3} k^{-7/3}$. Les études précédemment menées dans les écoulements de von Kármán révèlent que ces lois, *a priori* établies pour des échelles spatiales, restent valides pour des mesures temporelles faites en un point fixe de l'écoulement, comme c'est le cas pour nos mesures. Ceci s'interprète par une équivalence entre les échelles spatiales et temporelles associée à la vitesse moyenne locale de l'écoulement ($f = \langle u_{locale} \rangle k$ hypothèse de Taylor locale [53]). La figure 45b représente le spectre de la pres-

sion en fonction des échelles spatiales ainsi estimées, où nous avons pris pour $\langle u_{\text{locale}} \rangle$ la valeur moyenne de la vitesse mesurée par LDV. Notons que pour une lisibilité directe des échelles, l'axe des abscisses est inversé et tracé en *longueur d'onde* $\lambda = k^{-1}$. Dans cette représentation, nous retrouvons bien un régime inertiel spatial en $k^{-7/3}$ pour des échelles typiques $1 \text{ mm} \lesssim \lambda \lesssim 1 \text{ cm}$.

- A partir des considérations précédentes, nous déduisons que l'échelle de décorrélation typique du système est centimétrique, ce qui est en bon accord avec les mesures précédemment menées dans la même cuve que celle utilisée ici, mais avec un forçage contra-rotatif à deux disques.
- L'échelle de coupure à petite échelle, de l'ordre de 1 mm est en revanche bien supérieure à l'échelle dissipative du système $\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ (attendue autour de $20 \text{ }\mu\text{m}$ d'après les mesures de puissance). Ceci pourrait être lié à un effet de filtrage spatial dû à la taille finie (précisément millimétrique) du capteur de pression. Nous pouvons toutefois noter que même pour des mesures pleinement résolues aux petites échelles, l'échelle de coupure dans les spectres Euleriens est généralement significativement plus grande que l'estimation dimensionnelle $\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ (voir par exemple les mesures dans la grande soufflerie de Modane [54]). Les travaux de Chevillard *et al.* suggèrent que l'échelle effective de dissipation η_{eff} pourrait être de l'ordre de cinquante fois plus grande que η [55], ce qui dans le cas présent conduirait à une échelle dissipative effective de l'ordre du millimètre, compatible avec la coupure observée dans nos mesures. La figure 45c représente le spectre de pression \tilde{p}^2 pour différentes valeurs de la fréquence de rotation du disque. Nous observons une tendance où l'échelle de coupure est de plus en plus petite à mesure que la fréquence de rotation augmente. Ceci suggère que la coupure observée est bien reliée (au moins partiellement) à la dissipation turbulente bien qu'elle soit probablement aussi affectée par des effets de filtrage liés à la taille millimétrique du capteur. Nous parlerons toutefois dans la suite de cette coupure en tant que *coupure visqueuse*.

Pour conclure cette section sur l'étude du cas monophasique de référence, nous pouvons dire que les mesures de pression permettent un bon diagnostic local des fluctuations de la dynamique de l'écoulement et de leur propriétés multi-échelle.

5.3 ETUDE DES FLUCTUATIONS DE PRESSION EN RÉGIME DIPHASIQUE

Nous abordons dans cette section l'étude de l'impact de la suspension sur les fluctuations de pression, en fonction de la fraction volumique et de la taille des particules. L'analyse détaillée est faite principalement sur les tailles extrêmes de particules ($d_p \in [125 - 160] \text{ }\mu\text{m}$ et $d_p \in [900 - 1100] \text{ }\mu\text{m}$) pour lesquelles le contraste entre les effets de couplage potentiellement à l'œuvre devrait être maximal.

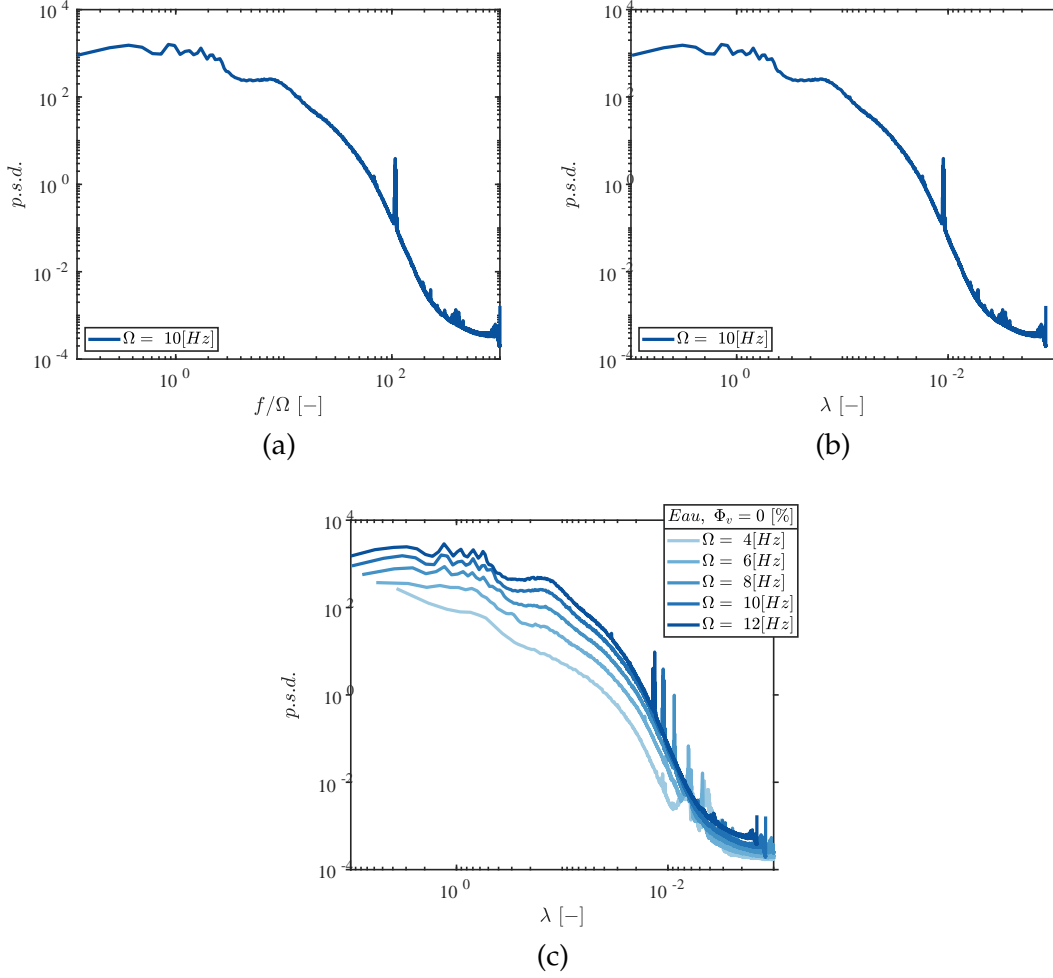


FIGURE 45 – (a) : Spectre temporel des fluctuations de pression pour une fréquence de rotation du disque $\Omega = 10$ Hz; (b) : Spectre spatial des fluctuations de pression pour une fréquence de rotation du disque $\Omega = 10$ Hz (c) : Spectre spatial des fluctuations de pression pour des fréquences de rotation du disque Ω différentes. Notons que pour une lisibilité directe des échelles, l'axe des abscisses est inversé et tracé en longueur d'onde $\lambda = k^{-1}$.

5.3.1 Retour sur la loi $p' \propto \Omega^2$ dans le cas diphasique

Dans un premier temps, avant d'adresser l'étude des couplages multi-échelle, nous nous attardons brièvement sur la caractérisation de l'évolution de la constante \mathcal{K}_π , à l'image de l'étude faite dans le chapitre précédent pour la puissance adimensionnée \mathcal{K}_p . Suivant l'analyse dimensionnelle faite pour la puissance injectée dans le chapitre précédent, nous pouvons écrire pour la pression :

$$p' = \mathcal{K}_\pi(d_p/\eta, \Phi_v, \rho_p/\rho_v)\rho_m R^5 \Omega^3 \quad (17)$$

Comme dans le chapitre précédent, la densité est prise comme étant égale à celle de la suspension $\rho_m = \rho_m(\Phi_v) = \rho_f + (\rho_p - \rho_f)\Phi_v$. Nous noterons dans la suite

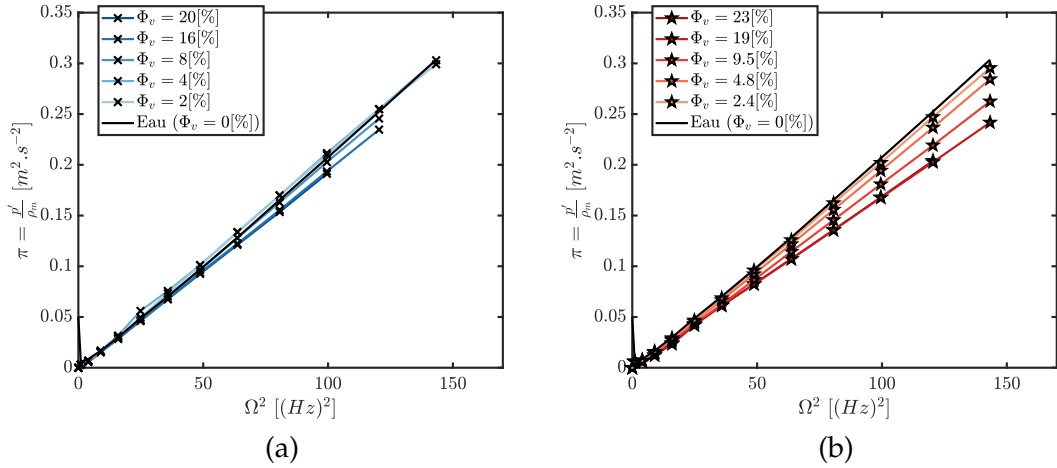


FIGURE 46 – Pression compensée ($\pi = p'/\rho_m$) en fonction de la fréquence de rotation du disque au carré (Ω^2) pour deux tailles de billes. (a) : pour $d_p = [125 - 160] \mu m$ (b) : pour $d_p = [900 - 1100] \mu m$

$\pi = p'/\rho_m$ la pression compensée par la densité effective de la suspension.

Les figures 46a et b représentent, pour respectivement les petites et les grosses particules, la pression compensée π en fonction de la fréquence de rotation Ω^2 pour différentes fractions volumiques Φ_v . Nous voyons que le comportement quadratique de la pression en fonction de la fréquence de rotation est conservé, ce qui justifie que l'on puisse définir et estimer la constante K_π . Ces figures vont dans le sens d'une différence qualitative du couplage à l'œuvre pour les petites et les grosses particules. Les grosses particules tendent notamment à atténuer les fluctuations de pression par rapport au cas monophasique de densité équivalente, et ceci d'autant plus que la fraction volumique augmente. Pour les petites particules l'effet sur la pression est moins important, tout comme l'influence de la fraction volumique.

La figure 47 représente, pour l'ensemble des particules explorées, l'évolution de la variation relative de la constante K_π par rapport au cas de référence monophasique en fonction de la fraction volumique. Comme pour la puissance, nous observons un comportement différent entre les particules de diamètre inférieur à $500 \mu m$ et les particules de diamètre supérieur à $600 \mu m$. Contrairement à la puissance, le signe de la variation des fluctuations de pression par rapport au cas monophasique semble en revanche globalement robuste et négatif : la présence de particules semble globalement tendre à réduire les fluctuations de pression (par rapport au cas d'un fluide monophasique de densité moyenne équivalente à celle de la suspension), cette atténuation étant modérée (de l'ordre de 10% au maximum) pour les petites particules et au contraire plus importante (jusqu'à 20%) pour les grosses particules.

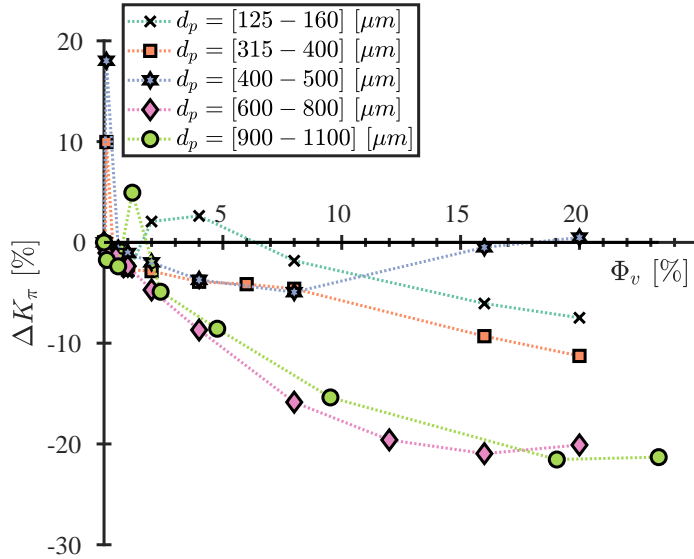


FIGURE 47 – Evolution de la pression compensée relative $\Delta\mathcal{K}_\pi$ en fonction de la fraction volumique Φ_v pour les différents diamètres de particules considérés

5.3.2 Etude multi-échelle de l'impact de la suspension

Nous nous intéressons dans cette section à l'influence des particules sur la dynamique multi-échelle de la suspension. Pour cela, nous avons regardé l'évolution des spectres de pression pour différentes tailles de particules et différentes fractions volumiques.

5.3.2.1 Effet de la densité effective de la suspension

La figure 48a représente le spectre de pression pour la suspension avec les plus petites particules ($d_p \in [125 - 160] \mu m$) à différentes fractions volumiques pour une fréquence de rotation Ω égale à 10 Hz. Nous observons sur cette figure que l'"énergie" à basse fréquence (*i.e.* aux grandes échelles) augmente avec la fraction volumique, alors qu'elle diminue aux grandes fréquences (petites échelles). La figure 48b représente les mêmes mesures mais pour la pression compensée par la densité effective ρ_m de la suspension. Nous soulignons que le spectre étant une grandeur du second ordre en pression, la compensation du spectre est en ρ_m^2 . Ceci traduit le mécanisme trivial lié à la densité effective du milieu, déjà identifié sur les mesures de puissance globale. Le même constat peut être fait quelle que soit la taille des particules. Cet effet de la densité effective ayant été observé de manière robuste sur l'ensemble des expériences que nous avons réalisées, il suggère notamment que la topologie de l'écoulement à grande échelle n'est pas modifiée par la suspension par rapport au cas monophasique. Nous ne nous intéresserons donc à présent qu'aux spectres de pression compensés par la densité effective de la suspension.

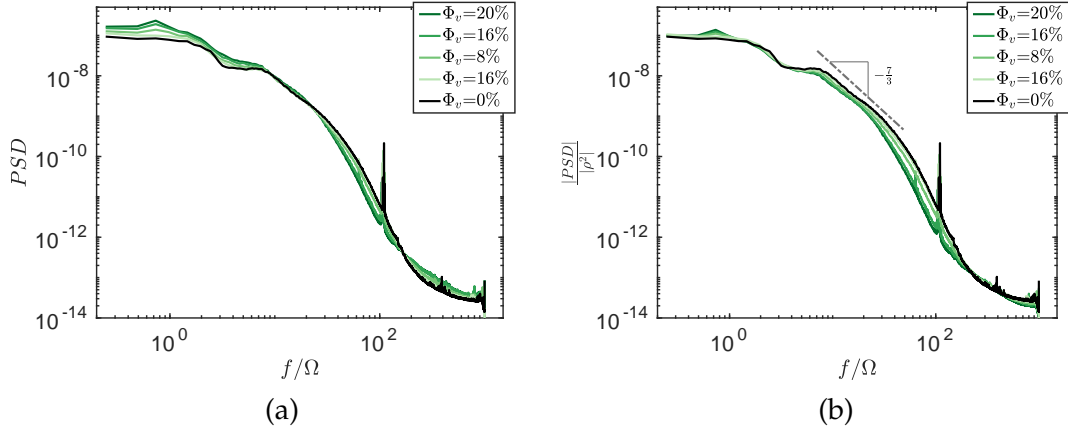


FIGURE 48 – (a) : Spectre temporel de pression mesuré pour une suspension dont la fraction volumique varie de $\Phi_v = [0 - 20]$ %, pour les plus petits diamètres de particules ($d_p = [125 - 160]$ μm). (b) : Spectre temporel de pression compensé par la densité effective $\rho_m(\Phi_v)$ pour une suspension dont la fraction volumique varie de $\Phi_v = [0 - 20]$ %, avec des particules de diamètres ($d_p = [125 - 160]$ μm).

5.3.2.2 Mécanismes de couplages

La figure 48b montre que lorsque la fraction volumique des petites particules augmente, le comportement inertiel (en $f^{-7/3}$) est conservé mais l'étendue du régime inertiel tend à se réduire par une augmentation de l'échelle de coupure visqueuse effective. Ce comportement est en accord avec une modification de la rhéologie effective de la suspension en fonction de la fraction volumique, et plus spécifiquement une augmentation de la viscosité effective du milieu avec la fraction volumique.

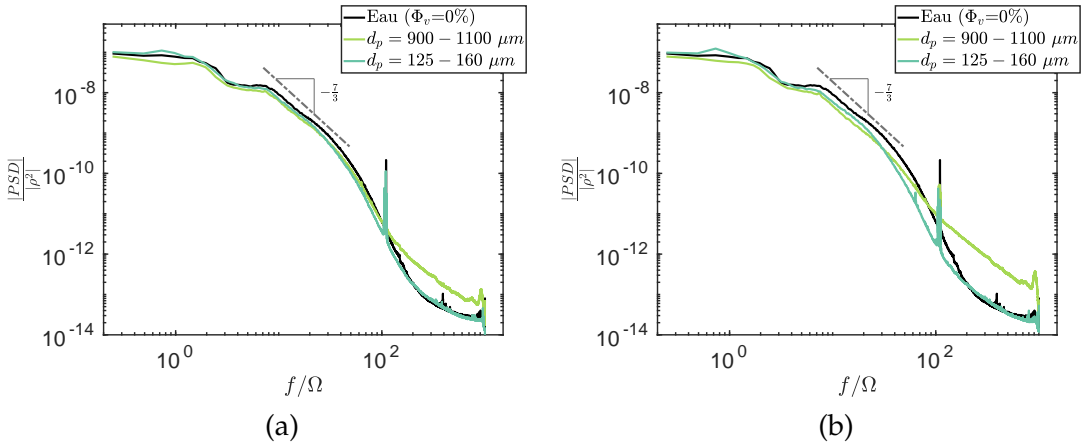


FIGURE 49 – (a) : Spectre temporel de pression compensé par la densité effective $\rho_m(\Phi_v)$ pour une suspension dont la fraction volumique varie de $\Phi_v = 8$ %, avec des particules de diamètres $d_p = [125 - 160]$ μm et $d_p = [900 - 1100]$ μm ; (b) : Spectre temporel de pression compensé par la densité effective $\rho_m(\Phi_v)$ pour une suspension dont la fraction volumique varie de $\Phi_v = 16$ %, avec des particules de diamètres $d_p = [125 - 160]$ μm et $d_p = [900 - 1100]$ μm .

Les figures 49a et b représentent le spectre de la pression compensé par la densité effective de la suspension pour les petites particules ($d_p \in [125 - 160] \mu\text{m}$) et les grosses particules ($d_p \in [900 - 1100] \mu\text{m}$) pour des fractions volumiques de 8% et 16% respectivement et une fréquence de rotation de 10 Hz. Ces figures mettent en évidence un comportement radicalement différent entre les petites et les grosses particules. Contrairement aux petites particules qui, comme décrit dans le paragraphe précédent, tendent à accentuer la coupure dissipative, le cas des grosses particules montre une réinjection d'énergie dans les fluctuations à petites échelles. Cet réinjection est d'autant plus intense que la fraction volumique augmente, avec l'apparition d'un régime suivant une loi compatible avec $f^{7/3}$. Pour les fractions volumiques au-delà de $\Phi_v \gtrsim 16\%$, ce nouveau régime prolonge de manière quasi-continue le régime inertiel de base. Cette observation va dans le sens d'un mécanisme de réinjection inertielle d'énergie par les billes.

Les figures 50a et b représentent les mêmes spectres que sur les figures 49a et b, mais en échelle spatiale plutôt que temporelle, comme cela a été décrit précédemment. Nous avons matérialisé sur cette figure le diamètre des particules afin de visualiser les dimensions de celles-ci par rapport aux échelles de la dynamique de la suspension. On constate que les petites particules ($d_p \in [125 - 160] \mu\text{m}$) se situent à des échelles bien en-dessous des échelles inertielles de l'écoulement. Même en supposant que la coupure dissipative mesurée soit affectée par des effets de taille finie de capteur, les dimensions de ces particules correspondent vraisemblablement à une dynamique dissipative de l'écoulement sous-jacent. Ces particules modifient la dynamique de l'écoulement principalement à une échelle plus grande que la taille des particules, en augmentant l'échelle dissipative effective.

Les grosses particules ($d_p \in [900 - 1100] \mu\text{m}$), quant à elles, se trouvent à des échelles proches du régime inertiel de l'écoulement sous-jacent. La réinjection d'énergie qu'elles induisent se traduit par une modification du spectre à des échelles plus petites que leur propre dimension et un prolongement vers les petites échelles du comportement inertiel de la suspension. Ceci est en accord avec l'effet de sillage inertiel des particules à l'origine de la réinjection de l'énergie à petite échelle et donnant lieu à une seconde cascade d'énergie à des échelles plus petites.

5.4 CONCLUSION & PERSPECTIVES

Nous nous sommes intéressés dans ce chapitre à l'étude de l'impact des particules sur la dynamique fluctuante de la suspension. En l'absence de possibilité d'une mesure directe de la vitesse de la suspension, nous avons mis au point un diagnostic basé sur les fluctuations de pression, dont les propriétés reflètent celle de l'énergie cinétique de l'écoulement. Les fluctuations globales de pression, caractérisées par le nombre sans dimension K_π , montrent un comportement qualitatif similaire à celui observé pour la puissance moyenne injectée, caractérisée dans le chapitre précédent par le nombre K_p , distinguant notamment deux comportements distincts entre les petites et les grosses particules. Bien que, contrairement à la puissance, il n'y ait pas

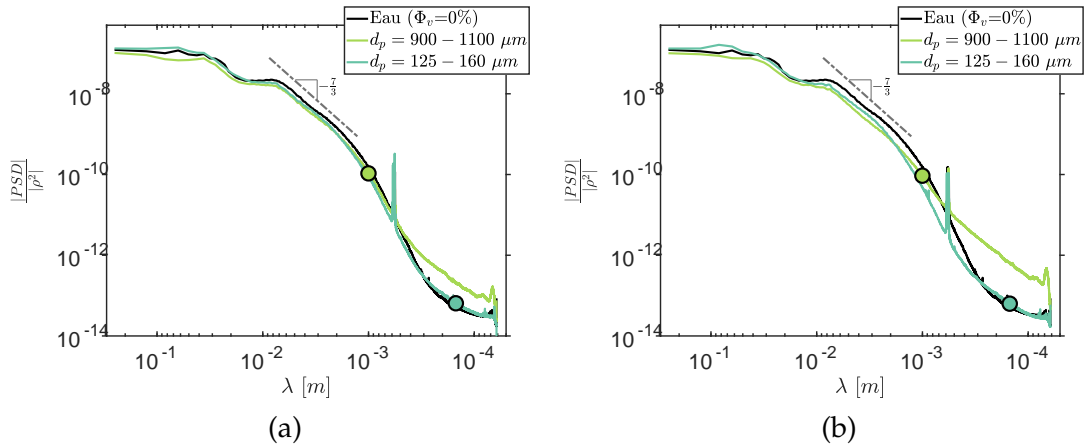


FIGURE 50 – (a) : Spectre spatial de pression compensé par la densité effective $\rho_m(\Phi_v)$ pour une suspension dont la fraction volumique varie de $\Phi_v = 8\%$, avec des particules de diamètres $d_p = [125 - 160] \mu\text{m}$ et $d_p = [900 - 1100] \mu\text{m}$; (b) : Spectre temporel de pression compensé par la densité effective $\rho_m(\Phi_v)$ pour une suspension dont la fraction volumique varie de $\Phi_v = 16\%$, avec des particules de diamètres $d_p = [125 - 160] \mu\text{m}$ et $d_p = [900 - 1100] \mu\text{m}$. Notons que pour une lisibilité directe des échelles, l'axe des abscisses est inversé et tracé en *longueur d'onde*

de distinction claire sur le signe de l'effet, la valeur *rms* des fluctuations de pression dans la suspension est systématiquement atténuée en présence de particules par rapport au cas d'un fluide de densité moyenne équivalente à la densité effective de la suspension. Cette conclusion doit toutefois être modérée par le fait que, compte tenu du profil vertical de distribution des particules, la densité effective locale à la position de la mesure n'est pas nécessairement celle de la suspension dans son ensemble. Une étude plus fine corrélant les fluctuations de pression à la densité locale au niveau de la mesure (par exemple en développant l'idée initiale d'exploiter la composante continue du signal de pression pour accéder à la pression hydrostatique locale) serait intéressante pour clarifier le comportement de la pression *rms* ne fonction de la fraction volumique.

Au-delà de la seule influence sur la pression *rms*, le principal résultat de ce chapitre concerne l'étude multi-échelle de l'influence des particules sur la dynamique de la suspension, réalisée à l'aide d'une analyse spectrale des fluctuations de pression. Cette étude confirme le scénario suivant :

- Pour toutes les particules, la dynamique à grande échelle est principalement affectée par un effet de densité effective. Bien que nous n'ayons pas pu la mesurer, il est donc probable que la structure globale de l'écoulement à grande échelle ne soit pas significativement modifiée par la suspension. La caractérisation de cette structure pourra être envisagée à l'avenir par des mesures optiques avec adaptation d'indice.
- Les petites particules (dont la taille se situe typiquement à des échelles dissipatives) agissent en modifiant la rhéologie effective de la suspension, avec une viscosité qui augmente avec la fraction volumique. Ceci se traduit par la

réduction de la gamme des échelles inertielles de la dynamique turbulente et par une échelle de dissipation effective croissant avec la fraction volumique. En l'absence d'un bilan d'énergie complet sur la phase continue et sur la phase dispersée, il est difficile de relier directement ceci au bilan global de puissance du chapitre précédent. Un effet de viscosité effective de la suspension pour des particules aux échelles dissipatives, comme celui observé, semble toutefois confirmer l'origine de friction visqueuse interfaciale du couplage. Dans ce cas aussi, un diagnostic approfondi par des mesures optiques directes avec adaptation d'indice permettrait de sonder séparément la phase fluide seule, afin de séparer les effets dissipatifs se produisant uniquement dans la phase continue, de ceux de la suspension effective (particules et fluide).

- Les particules de plus grosses tailles (taille correspondant aux échelles inertielles de l'écoulement sous-jacent) agissent en réinjectant de l'énergie aux échelles inférieures à leur propres tailles. La signature spectrale de cette réinjection révèle un comportement inertiel, en accord avec un couplage lié à l'interaction des sillages inertiels des particules. Des mesures par adaptation d'indice optique, permettraient également de caractériser la dynamique du fluide autour des particules individuelles et de mettre en évidence l'existence de tels sillages.

- Enfin, nous avons remarqué dans la conclusion du chapitre précédent que la transition entre un mécanisme de couplage frictionnel et un mécanisme inertiel devait être piloté par le nombre de Reynolds particulaire, que nous avons estimé de l'ordre de $Re_p = \mathcal{O}(d_p/\eta)^{4/3}$. Au-delà de la valeur absolue du diamètre de la transition (que nous avons estimé autour de 500 μm pour nos expériences), cette relation montre également que la transition est pilotée par la taille relative des particules par rapport à l'échelle dissipative η . Bien qu'il ne s'agisse que d'un ordre de grandeur, ceci est bien en accord avec le fait que les différents mécanismes que nous observons correspondent à des particules dont le diamètre se trouve à des échelles tantôt plutôt dissipatives, tantôt plutôt inertielles.

DYNAMIQUE D'UN JET IMPACTANT UN LIT GRANULAIRE IMMERGÉ ET CONFINÉ

Sommaire

6.1	Introduction	92
6.2	Système expérimental & Méthode	96
6.2.1	Description de la cellule de Hele-Shaw	96
6.2.2	Méthodes de mesures : <i>Shadow-Particle Image Velocimetry</i> (S-PIV)	97
6.2.3	Protocole expérimental	97
6.2.4	Observations	98
6.3	Stability of a liquid jet impinging a confined saturated soil	98
6.3.1	Abstract	98
6.3.2	Article	99
6.3.3	Supplemental material	105
6.4	Résultats complémentaires : étude de la morphologie du cratère . .	106
6.5	Conclusion & Perspectives	108

Comme nous l'avons précédemment évoqué dans l'introduction (chapitre 1), les écoulements multiphasiques sont divers et variés. A cela s'ajoute le fait qu'un même écoulement peut être étudié différemment en fonction de la communauté scientifique à laquelle nous appartenons et en fonction du phénomène analysé.

Prenons pour exemple les dunes du désert saharien. La communauté "granulaire" se questionne sur le transport des grains de sable à petite échelle et faible vitesse mais à très grande fraction volumique, pour comprendre entre autre, la formation des dunes. De son côté, la communauté "turbulente" s'intéresse aux mécanismes du transport de ces mêmes grains à très grande échelle et vitesse élevée mais pour des fractions volumiques extrêmement faibles, afin de pouvoir prédire une tempête de sable. Nous constatons que ces deux communautés étudient le même système mais à des ordres de grandeurs très différents avec des approches très différentes. Dans les chapitres précédents, nous avons présenté une exploration d'un écoulement turbulent en présence d'une fraction volumique de particules élevée ($\Phi_v \sim 10\%$), ce qui nous rapproche de la communauté "granulaire". Au cours de l'année 2017, j'ai eu l'occasion de rejoindre cette communauté en participant à un projet de collaboration du programme ECOS-SUD porté par V. Vidal (du Laboratoire de Physique de l'ENS de Lyon) et par G. Varas (de l'Institut de Physique de la Pontificia Universidad Católica-

lica de Valparaíso (PUCV)). J'ai donc effectué un séjour de quatre semaines dans le laboratoire de G. Varas à Valparaíso.

A cette occasion, nous nous sommes intéressés à la resuspension de particules dans une cellule de Hele-Shaw par un jet impactant un lit granulaire. Cette configuration est complémentaire des expériences réalisées au cours de cette thèse et cela pour plusieurs raisons : (i) géométrie 2D, (ii) ensemencement en particules conséquent dans un régime laminaire et (iii) cette expérience est une vue d'esprit concrète d'une tranche de notre écoulement modèle de von Kàrmàn 3D, au cours de la phase initiale de mise en suspension des particules (avec un peu d'imagination...). De plus, les données acquises au cours de ce séjour ont été exploitées en collaboration entre les équipes dites "turbulence" et "granulaire" notamment S. Joubaud, G. Varas et V. Vidal.

A présent, dans ce chapitre, toujours dans le but d'appréhender les effets de couplage fluide-particules, nous allons mutualiser les savoirs faire des deux communautés pour étudier :

l'hydrodynamique d'un jet laminaire impactant un lit granulaire immergé durant la formation d'un cratère.

6.1 INTRODUCTION



FIGURE 51 – Exemples de cratères : (a) Cratère du Mont Bromo (Indonésie) formé par une éruption volcanique [en ligne <https://www.cntraveler.com/galleries/2014-12-03/the-most-intense-volcanic-craters-in-the-world>]; (b) Cratère formé par l'impact d'une météorite (Mars), [en ligne https://commons.wikimedia.org/wiki/File:ESA_373952_-_Perspective_view_towards_Worcester_crater.jpg]; (c) Cratère formé par l'impact d'obus [en ligne <https://i.redd.it/wjpu84u8rw711.jpg>]; (d) Cratère formé par une éruption volcanique (Chaîne des Puys) [en ligne <https://i.pinimg.com/originals/78/e9/a0/78e9a0f6be60aa915af33b7431f71199.jpg>]

La figure 51 représente des exemples de cratères. Généralement, la formation de telles structures géologiques se résume à un déplacement de grains (avec un amas de ceux-ci sur le côté et un déficit au centre). Ce n'est pas visible sur ces illustrations, mais les mécanismes de leur formation sont différents.

Nous distinguons trois mécanismes de formation :

- Cratère d'impact (le cas le plus fréquent) : sous l'effet de la force induite par l'impact d'un objet sur un milieu granulaire, les grains se déplacent pour former une excavation (exemple : gouttes d'eau qui tombe sur une plage de sable, météorite qui percute la surface d'une planète (Figure 51b&c) [56, 57])
- Cratère par émission de fluide : lorsqu'on injecte un fluide dans un milieu granulaire par le bas, le fluide va remonter, entraînant le déplacement des grains et progressivement la formation d'un cratère à la surface du milieu granulaire [58]. Ce type de cratère est similaire à ceux produits par éruption volcanique (Figure 51a&d)
- Cratère par érosion : Un milieu granulaire dont la surface est soumise à un écoulement tangentiel et/ou normal s'érode (une partie des grains sont éjectés puis déplacés suivant différentes méthodes de transport (exemple : les atterrissages (et/ou décollages futurs) extra-planétaires [59, 60] ; l'excavation du sable des fonds marins[61])

Bien que les cratères par érosion soient moins populaires que les deux autres, nous nous concentrerons uniquement sur ce mécanisme. En particulier, nous nous sommes intéressés (i) à la mise en suspension des particules et (ii) à l'interaction fluide-particules.

Les enjeux de la compréhension de ces mécanismes sont multiples et pluri-disciplinaires : protéger la biodiversité lors des excavations en hautes mers, simuler en laboratoire l'érosion des côtes, etc. De nombreuses applications se profilent également dans le domaine du génie hydraulique (stabilité des fondations maritimes, stabilité des sols) etc. Comprendre ces mécanismes s'avère également primordial pour la conquête spatiale. Ces dernières années, des sociétés ont développé des lanceurs spatiaux à usages multiples (capable d'atterrir à la suite d'une mise en orbite d'un satellite par exemple). De plus, certaines agences spatiales internationales associées avec de très importants propriétaires miniers se lancent dans des missions d'exploration pour de futures ressources... Ces engins d'exploration devront rentrer sur Terre pour rapporter les échantillons des minéraux collectés sur les astéroïdes (Hayabusa2, OSIRIS-REx). C'était déjà le cas à l'époque de l'exploration lunaire. L'introduction du rapport de L. Robert est explicite sur les enjeux de tels cratères : "*The lunar excursion module (LEM) of Apollo, in its descent toward the surface of the moon [...]. As it approaches the surface, the forces exerted by the exhausting rockets will be sufficiently large to cause a disturbance of the lunar surface material ; when this disturbance occurs, entrainment of dust by the gas flow may result in the formation of a crater immediately beneath the vehicle and a dust cloud around the vehicle. Such phenomena could present a hazard to the safe operation of the vehicle, and it is therefore important to determine the factors which could produce such a situation.*" [62].

Il existe de nombreuses études sur les cratères par érosion, nous rappelons ici uniquement quelques résultats de travaux sur des jets perpendiculaires à la surface érodée. Les premiers travaux se concentrent essentiellement sur la morphologie terminale des cratères [63-65] et sur l'évolution temporelle de la morphologie au cours

du temps [60, 66]. Ces expériences sont réalisées pour différents milieux : soit immergé, soit sec. Dans toutes ces expériences, les grains sont des particules sphériques, les jets souvent des jets turbulents. Il est probable que la NASA ait aussi mené de nombreuses études, les rapports sont nombreux mais pas toujours accessibles ou référencés. Les premiers résultats sont issus d'analyses des paramètres géométriques (largeur, profondeur du cratère, l'angle de la dune incidente du cratère). Celles-ci permettent aux auteurs de définir des formes typiques de cratère en fonction de la vitesse du jet. A partir de l'évolution temporelle, deux états sont distingués au cours du processus de formation : une première phase transitoire rapide puis une seconde où la morphologie évolue très lentement. Néanmoins, l'intérêt pour le milieu granulaire tel que la cohésion particules-particules et/ou l'extraction globale de la matière du milieu granulaire, est récent. Différents paramètres comme la viscosité de la solution immergeant les grains et/ou la rugosité, la forme des particules sont utilisés [67-70]. En parallèle de ces travaux, des modèles théoriques ou numériques ont été développés, soit sur la phase grains [71-73], soit sur la phase fluide, afin de rendre compte du seuil d'érosion avec des jets dans différents régimes [65, 70, 74]. La plupart de ces expériences sont 3D et ont toutes des vitesses de jet importantes. Notons, les travaux de Clark & Behringer qui décrivent une très originale brisure de symétrie [75]. Ces études macroscopiques ont mis en avant (i) des classes types de morphologies en fonction de la vitesse du jet (ces morphologies sont représentées sur la figure 52) et (ii) une dynamique d'érosion qui, après un régime transitoire extrêmement rapide, devient quasiment stationnaire (Figure 52)b, indépendamment de la morphologie et de la vitesse du jet. L'origine de ces études étant soit la propulsion d'engin spatial soit les ouvrages d'art immergé, le régime du jet y est souvent turbulent. Les travaux de Badr et Sutherland & Dalziel ont contribué à la modélisation du seuil des classes de géométrie et de la modélisation fluide à partir de la description auto-similaire du jet pour des régimes non turbulents [65, 70, 74].

Toutefois, à notre connaissance, aucune étude ne relate les aspects microscopiques du transport des grains, que ce soit à l'intérieur ou l'extérieur du cratère (Figure 52a). Et comme nous nous en sommes rendu compte dans les chapitres précédents, démêler les effets d'inertie des particules par rapport aux effets de la gravité (sédimentation) est très difficile en présence de la turbulence. Il alors est intéressant d'explorer ces interactions en l'absence de turbulence.

Objectifs

Pour commencer à explorer les effets de couplage fluide-particules, nous proposons une exploration hydrodynamique du jet pendant la formation d'un cratère 2D dans une cellule de Hele-Shaw. Pour cela, nous avons réalisé une mesure de vitesse du fluide au cours du processus d'érosion par un diagnostic optique : Particle Image Velocimetry (PIV).

L'objectif de ces travaux est de comprendre le couplage fluide-particules et ses conséquences sur la dynamique du jet durant la formation du cratère. En particulier, nous décrirons :

- Les différentes morphologies de cratères observés dans notre géométrie et le lien avec les travaux précédents

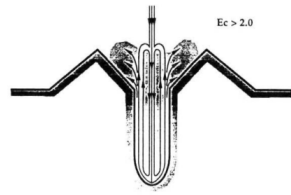


Fig. 4a. Strongly deflected jet regime I (SDJR I).

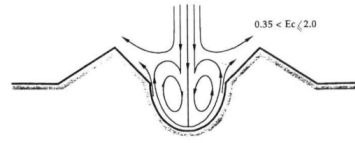


Fig. 4b. Strongly deflected jet regime II (SDJR II).

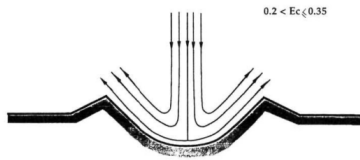


Fig. 4c. Weakly deflected jet regime I (WDJR I).

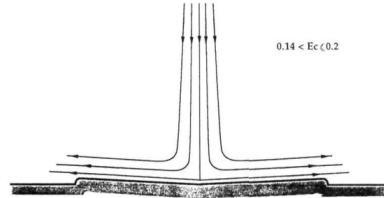
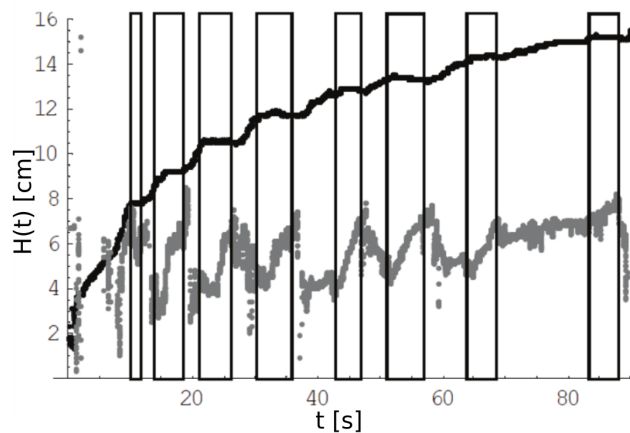


Fig. 4d. Weakly deflected jet regime II (WDJR II).

(a)



(b)

FIGURE 52 – a) Formes de cratères observées pour différentes vitesses initiales de jet et de l’angle d’ouverture de celui-ci [63]; b) Évolution temporelle de la profondeur du cratère (noir) et de l’angle d’avalanche des dunes formées autour du cratère (gris). A noter, nous remarquons la présence de légères oscillations entre la profondeur et l’angle au cours du temps (guide d’œil : créneaux) [60]

- L’apparition d’instabilités dans une certaine gamme de paramètres
- Le lien entre l’origine microscopique de ces instabilités et la morphologie macroscopique du cratère

L’organisation de ce chapitre est légèrement différente des précédents, il est divisé en deux parties. Dans la section suivante (6.2) nous proposons une description détaillée du dispositif expérimental et des méthodes de mesures. La section 6.3 retranscrit ensuite l’essentiel de nos travaux, dans un manuscrit soumis à Phys. Rev. Lett. Enfin, la dernière section (6.4) propose une étude complémentaire de la morphologie globale du cratère, et sa comparaison avec les travaux précédents pour quantifier l’effet du confinement sur sa dynamique de formation et sa forme terminale.

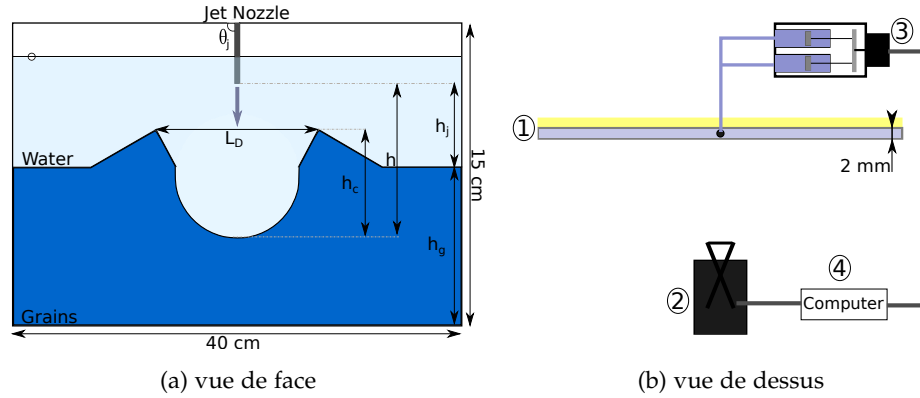


FIGURE 53 – a) Dispositif expérimental (vue de face); b) Dispositif expérimental (vue de dessus) 1-Cellule de Hele-Shaw avec le panneau LED, 2-Caméra, 3-Pousse-seringue, 4-Ordinateur de contrôle

6.2 SYSTÈME EXPÉRIMENTAL & MÉTHODE

6.2.1 Description de la cellule de Hele-Shaw

L'étude est quasi-2D donc le dispositif expérimental choisi est une cellule de Hele-Shaw de 40 cm de largeur et de 20 cm de haut (Figure 53a). Ce système est composé de deux plaques de verre de 8 mm d'épaisseur. Les deux plaques sont fixées sur un cadre en profilé Bosch 30 × 30 mm.. En bas et sur les côtés de la cellule, un joint de plastique rigide de 2,2 mm conserve l'espacement entre les plaques de verre. Pour que l'ensemble soit étanche, des mâchoires fixées sur le cadre serrent l'ensemble des pièces : plaques de verre et joint. Une ouverture cylindrique de 11 mm sur la plaque arrière de la cellule a été prévue pour servir de vidange. Toutefois, la dynamique à grande échelle du jet peut être influencée par cette vidange (position asymétrique du trou et probable effet siphon dû au système de vidange). Pour éviter cela, nous avons uniquement réalisé nos expériences lorsque le niveau d'eau dans la cellule était compris entre l'extrémité inférieure de l'injecteur et la hauteur de ce trou de vidange (la hauteur d'eau immergeant le lit granulaire n'a pas d'effet significatif ni sur les grains ni sur le jet [76]). Toute la cellule est démontable pour être nettoyée et faciliter le changement des grains.

Sur le haut et au centre du cadre, une charnière permet de fixer et de manipuler l'injecteur du jet à hauteur $h = [1, 3, 5, 8]$ cm. L'injecteur est un tuyau de laiton de 2 mm de diamètre extérieur et 1,4 mm de diamètre interne. L'injection est faite par un pousse-seringue maison composé de deux seringues de 80 mL. Le jet est à débit constant. Nous avons exploré différents débits $Q = [0.4, 1, 2, 3, 4]$ mL.s⁻¹, qui correspondent à une plage de nombre de Reynolds non turbulent $Re \sim \mathcal{O}(10 - 100)$.

Un lit granulaire (de hauteur $h_g = 5$ cm) remplit partiellement la cellule. Les grains sont des particules de verre sphériques (Sovitec), de diamètre $d_p = 750 \mu\text{m}$ et de densité $\rho = 2300 \text{ kg.m}^{-3}$. Ce lit granulaire baigne dans une solution composée d'eau et de traceurs. Les traceurs sont des microsphères de polyéthylène fluorescentes, de densité 995 kg.m^{-3} et de diamètre $d_t = 212 \mu\text{m}$ (Cospheric). Leur diamètre étant suffisamment petit et leur densité quasiment égale à celle de l'eau, les traceurs se

comportent comme des particules de fluide. Afin de suivre le comportement du jet, les seringues sont remplies avec cette même solution (eau et traceurs). Le rapport des diamètres $d_p/d_t > 3$ est suffisant pour distinguer correctement les traceurs des particules (c'est le seuil limite pour mesurer le champ de vitesse [77]). La visualisation des traceurs est rendue possible par un panneau LED placé à l'arrière de la cellule, qui éclaire l'expérience par transmission. (Figure 53b). Elle enregistre des images de 768×1024 px.² à une fréquence d'acquisition de 1600 fps pendant une durée d'environ ~ 5 s. Les traceurs sont opaques, ils sont visible comme de petites tâches sombres (~ 3 px). Les champ de vitesses sont obtenus à partir de ces images et d'une méthode présentée ci-dessous.

6.2.2 Méthodes de mesures : Shadow-Particle Image Velocimetry (S-PIV)

La dynamique du jet au cours de la formation du cratère est étudiée à partir de champ de vitesses eulériennes. Ces champs sont obtenus d'une part à l'aide d'une méthode d'ombroscopie (décrite ci-dessus) et d'autre part grâce à une analyse de Particle Image Velocimetry (PIV). Cette méthode non intrusive est basée sur l'intercorrélation de trames de paires d'images successives, dans le but d'extraire les champs (2D) de vitesses instantanés eulériens de l'écoulement.

Les champs PIV ont été calculés par un code open source PIVLab [78] légèrement modifié pour intégrer directement une augmentation du contraste entre les traceurs et les particules au moyen de la méthode d'égalisation adaptative des histogrammes (CLAHE) et directement parallélisé sur nos calculateurs. L'algorithme choisi est un algorithme dit multi-pass [de 128×128 à 16×16], c'est-à-dire que la zone d'interrogation où est calculée la corrélation est évolutive. Cela permet de mesurer une plus grande gamme de vitesse mais malgré cela, nos champs de vitesse sont uniquement valides dans le cratère et non à la sortie de l'injecteur.

6.2.3 Protocole expérimental

A l'état initial, le fluide à l'intérieur de la cellule est au repos. La caméra et le pousse-seringue sont pilotés par l'ordinateur. Lorsque l'expérience est mise en route, la solution contenue dans la seringue est injectée dans la cellule. Le jet ainsi créé par l'injecteur érode le lit de particules. Entre chaque réalisation, pour conserver la compacité du lit de particules ("bed loose packing"), les particules sont remises à niveau à l'aide d'une règle-équerre en prenant garde d'uniquement étaler les tas de particules de façon rectiligne pour conserver sa compacité d'origine.

Nous avons réalisé cinq fois l'expérience avec le même jeu de paramètres (h, Q), afin d'être certain de la répétabilité du processus de la formation des cratères et de pouvoir réaliser une analyse robuste des grandeurs physiques qui seront étudiées par la suite.

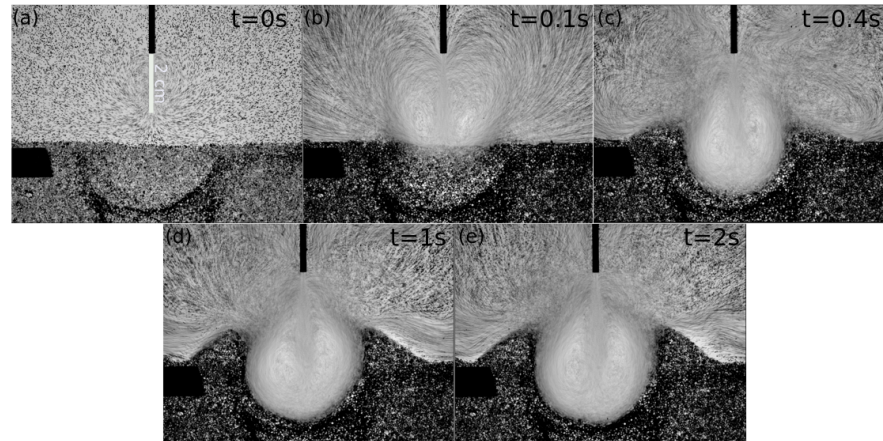


FIGURE 54 – Série temporelle de la dynamique du cratère ($h = 3 \text{ cm}$, $Q = 4 \text{ mL}\cdot\text{s}^{-1}$), ces images ont été acquises avec un long temps de pause $\tau = 50 \text{ ms}$. Pour les zones où le fluide se déplace lentement nous observons des lignes de champs. (a) à $t = 0 \text{ s}$, le lit de grain est horizontal; (b) à $t = 0.1 \text{ s}$, prémisse d'érosion; (c) à $t = 0.4 \text{ s}$, les grains déplacés par le jet se sont déposés sur le côté du cratère en formant des dunes.

6.2.4 Observations

Sur la figure 54, nous observons la formation d'un cratère au cours du temps pour une hauteur d'injection $h = 3 \text{ cm}$ et un débit $Q = 4 \text{ mL}\cdot\text{s}^{-1}$. A l'état initial, l'interface fluide/grain est horizontale (Figure 54a). Après impact du jet, les grains sont transportés par le jet pour être déposés sous forme de dunes autour du cratère créé. Nous remarquons que le jet est de plus en plus piégé par les parois du cratère (Figure 54b&c). Puis le cratère évolue lentement, cette état est dit asymptotique (Figure 54d&e). L'angle d'ouverture du jet est maximal et constant, deux cellules de convection sont formées.

Nous pouvons constater que ce processus se déroule en deux phases : (i) un premier état transitoire très rapide et (ii) un second état dans lequel le cratère n'évolue que très lentement en fonction du temps. L'ensemble des résultats présentés dans la suite sont tous obtenus durant cette seconde phase.

6.3 STABILITY OF A LIQUID JET IMPINGING A CONFINED SATURATED SOIL

Cette section correspond à un manuscrit soumis à Physical Review Letters.

6.3.1 Abstract

This work focuses on the dynamics of a liquid jet impacting the free surface of a confined, immersed granular bed. Although previous works have considered the erosion process and the morphology of the granular surface, few attention has been given to the hydrodynamics of the jet. Here we show that when the liquid jet forms a

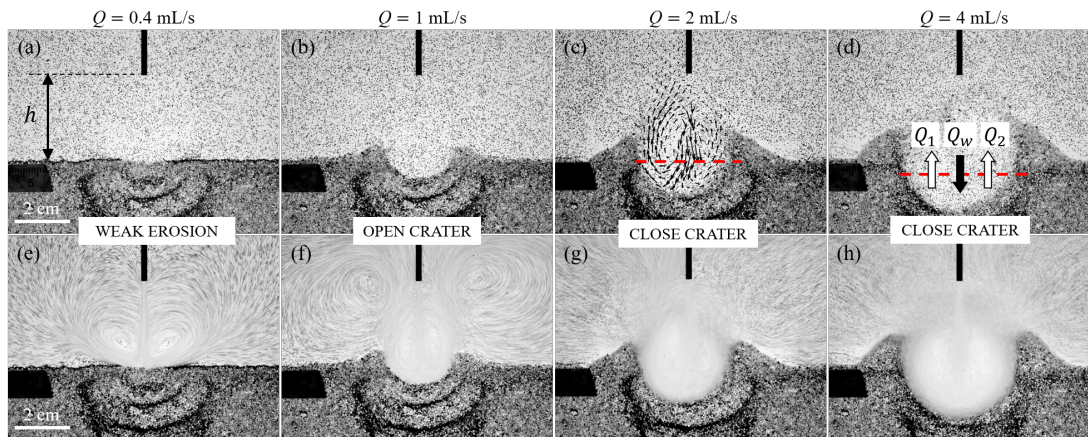


FIGURE 55 – Crater morphology for different liquid flow rates Q [$h = 3$ cm]. The upper panel (a-d) shows a snapshot and the lower panel (e-h) displays the average over the last 1000 images. (c) shows an example of PIV computation. The red dashed lines in (c,d) display the section upon which the incident (downward) flux Q_w and the upward side fluxes Q_1 and Q_2 are computed.

crater, two situations arise. The jet is stationary for weak or no erosion, as well as for open craters, while in close craters, it displays a wide range of behaviors, from quasi-periodic oscillations to symmetry breaking and exploration of different states in time. An analysis of the different system states leads to the emergence of a bifurcation diagram depending on a dimensionless parameter, J , comparing the jet impact force to the force necessary to eject a grain. The frequency of the jet oscillations depends on the inertial velocity, the jet dispersion and the ratio between the injector cross-section and the confinement length.

6.3.2 Article

Understanding and predicting soil erosion is a challenge arising in many fields, from dredging and mining industrial processes to hazard mitigation linked to soil instability [79]. Since the Apollo and Viking programs, the erosion and cratering mechanisms have focused great interests for practical application to retrograde rockets landing on planetary regoliths [59, 60, 75, 80, 81]. When a jet impinges a granular bed, several factors such as the speed of the jet, its diameter, the fluid density and the characteristics of the porous medium come into play. Most studies focused on quantifying the shape of the eroded soil and establishing the driving parameters for modeling. The pioneer work of Aderibigbe et al. [63] described two major flow regimes associated with the deflection of a water jet, which in turn modifies the shape of the crater. Later studies of two-phase systems with gas or liquid impacting jets proposed an accurate description of the erosion threshold, bedload transport or crater morphology [60, 65, 70, 74, 75, 82, 83]. Although different mechanisms have been clearly identified, such as viscous erosion, bulk shear or liquid diffusion [60], few attention has been given to the possible appearance of flow instabilities, which may lead to drastic consequences in terms of applications. Clark and Behringer reported a horizontal symmetry breaking when *“the sidewalls of the inner crater range from*

nearly vertical to overhanging and a circular-like flow pattern emerges", leading to strongly asymmetric craters [75]. Similarly, Metzger et al. described crater depth oscillations, which seem to "correlate to periodic avalanching of the outer crater" [60]. However, to our knowledge, none of these studies focused on the dynamics of the jet itself. Yet it is well-known, since the first observation of the edge-tone phenomenon by Sondhaus in 1854 [84], that jets impacting on a solid obstacle or confined in a cavity can develop self-sustained oscillations [62, 85-90]. Do these oscillations arise when the jet impacts a porous medium? What is the coupling with crater morphology? The present work focuses on the stability of a liquid jet when impacting a confined saturated granular bed. We quantify both the jet hydrodynamics and the soil surface morphology, and demonstrate the appearance of a new instability, based on the fluid-particles coupling.

The experimental device consists of a Hele-Shaw cell (40 cm width, 15 cm height, gap $e = 2.2$ mm) partially filled with glass beads (Sovitec glass spheres) of diameter $d = 750$ μm , immersed in water. The particles have a density $\rho_p = 2300$ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ and a density difference $\Delta\rho$ with the surrounding fluid. In all experiments, the granular layer height is fixed to 5 cm so that the maximum of the scour is always far from cell bottom. Four different impingement heights $h = [1, 3, 5, 8]$ cm are used. A home-made push-syringe generates a water jet at constant flow-rate Q through a cylindrical injector of inner diameter 1.4 mm (cross-sectional area S) located at a height h above the granular bed. The water level remains constant and well-above the injector throughout the entire experiment using an exhaust hole located at the top of the cell. To perform Particle Image Velocimetry (PIV) analysis, the liquid is seeded with isodense tracers (Cospheric, diameter 212 μm). Images are recorded with a fast camera (Phantom Miro M110) at 1600 fps (size 768×1024 pix^2), and the PIV field is computed by means of the open source code PIVLab [78]. The contrast between the tracers and the background and glass beads is increased by means of a *contrast limited adaptive histogram equalization* (CLAHE) algorithm for each image. To get the largest velocity range from the nozzle to the crater bottom, a multipass PIV method with an interrogation window from 128×128 to 16×16 pixels is applied. Finally, to check the reproducibility and increase the statistics, each experiment with fixed parameters (h, Q) is repeated 5 times.

At low flow-rate Q and large h , the liquid jet is not strong enough to form a crater (Fig. 55a). As the jet speed increases or the impingement height decreases, a crater is formed (Fig. 55b,c,d). After a rapid transient, the crater morphology reaches a state in which it only evolves slowly in time (see Supplemental Material, Fig.S1). Figure 56 displays the crater morphology in this latter regime, in the parameters space (h, Q). We recover the classical morphologies described in the literature [63]: weak (\times) or no erosion (\square), strongly deflected jet regimes, which generate a peculiar crater morphology resembling an indentation ($+$), or well-developed craters (central and bottom pictures, inset Fig. 56). The open craters (∇) are distinguished from the close craters (\circ) by analysing the average intensity over the last 1000 images (Fig. 55, bottom panel). Open craters are clearly identified as they display buckling streamlines on each side of the impacting jet, due to the return flow which is not trapped inside the crater (Fig. 55e,f).

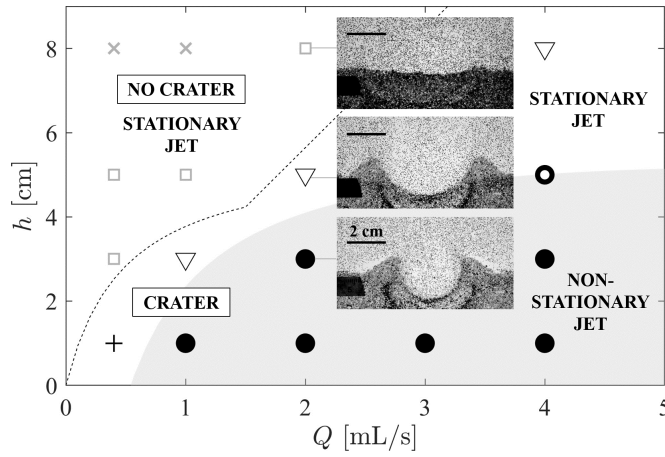


FIGURE 56 – Crater morphology and jet stability in the phase space (Q, h) . \times no erosion; \square weak erosion; $+$ jet indentation; ∇ open crater; \circ close crater with stationary (black & white) or non-stationary (black) jet. Dashed line : $J = 0.6$ (see text and equation 18). The gray zone (guide for the eye) shows the existence of jets oscillations.

Coupling PIV analysis of the fluid flow and crater morphology evidences a region where the impinging jet does not have the classical self-similar profile and displays a non-stationary behavior (Fig. 56, gray region). We denote Q_w the incident flux and Q_i ($i = 1, 2$) the reflected fluxes on each side of the incident jet, computed as the spatial average of the downward and upward liquid flows through the horizontal line at the center of the crater (Fig. 55d). Figures 57a-d display the time evolution of Q_1 and Q_2 for different jet dynamics. No erosion or open craters are characterized by a stationary jet, with symmetric fluxes (Fig. 57a). Jets in close craters, on the contrary, exhibit a wide range of dynamics, from fully asymmetric (Fig. 57b) to symmetric with self-sustained oscillations (Fig. 57d), including the exploration of different states in time (Fig. 57c). A system state is defined as a constant mean value of $Q_{1,2}$, superimposed with fluctuations. Note that except for fully asymmetric states, jets in close craters always exhibit fluctuations or quasi-periodic oscillations of Q_1 and Q_2 in phase opposition, corresponding to lateral displacements of the incident jet. The dynamics of these oscillations or states exploration is of the order of 0.1 to 1 s, during which the global crater morphology does not exhibit any significant change (see Supplemental Material, Fig.S1).

To characterize the system dynamics, we introduce a dimensionless parameter adapted from the erosion parameter E previously defined for submerged impinging circular jets as the ratio between the force exerted by the impacting jet on a bed particle located under the jet at the original bed surface to its resistive force [63]. It is adapted here to the confined geometry and scales as the velocity ratio of the jet impacting the initial bed surface and the particle velocity :

$$J = \frac{Q}{(2eh \tan \alpha)u} \quad (18)$$

where $u = \sqrt{(\Delta\rho/\rho)gd}$ is the inertial particle velocity corrected from buoyancy effects with g the gravitational acceleration and α the half-angle of the liquid jet. This latter

is measured experimentally from the PIV flow fields and found to vary with the jet flow rate as $\alpha = \alpha_0 + (\alpha^* - \alpha_0)Q/Q_c$ for $Q \leq Q_c$ and $\alpha = \alpha^*$ for $Q \geq Q_c$, with $\alpha_0 = 2^\circ$, $\alpha^* = 8^\circ$ and $Q_c = 1.5$ mL/s. Note that J corresponds to the square root of a Shields number based on the average velocity of the jet impacting the initial bed surface. The critical value $J \simeq 0.6$ captures well the transition between weak or no erosion, and the formation of a crater (Fig. 56, dashed line).

The exploration of different system states is quantified by introducing an asymmetry parameter, ξ , defined for each system state as $\langle Q_1 \rangle / \langle Q_1 + Q_2 \rangle$ where $\langle \cdot \rangle$ indicates the time average of the signal. We exclude here the transition regions. For $\xi = 0.5$, $\langle Q_1 \rangle = \langle Q_2 \rangle$, while for $\xi = 0$ or 1 , all the upward flow is locked on one side of the crater (fully asymmetric jet). The experiments corresponding to a same value of the dimensionless parameter J are concatenated, so we can estimate not only the different

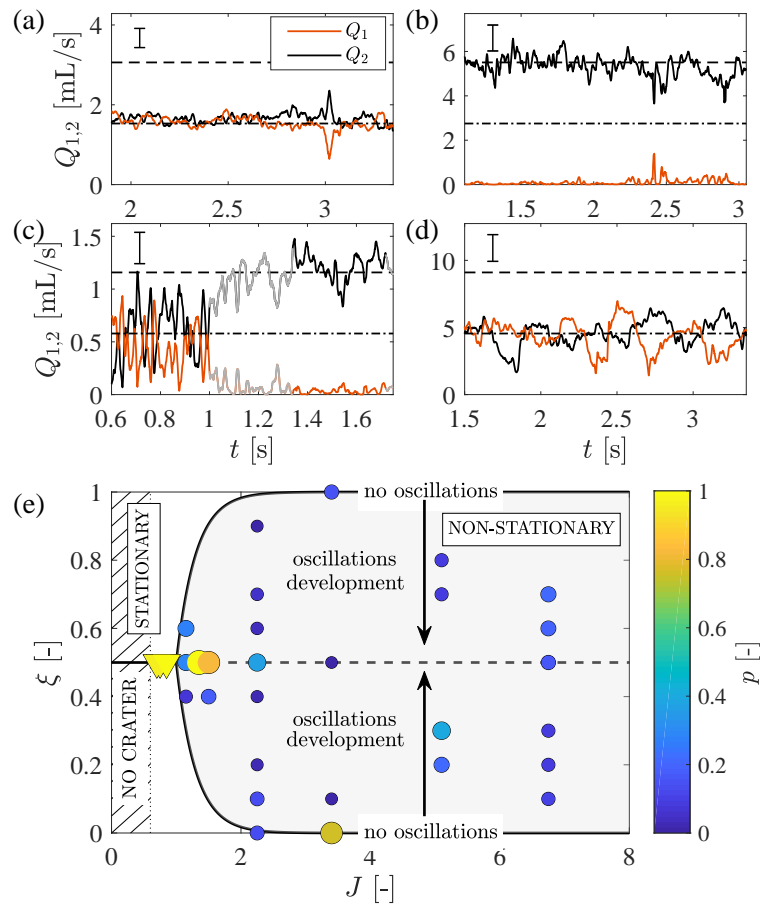


FIGURE 57 – (a-d) Different flow regimes [Q_1 , orange; Q_2 , black; $\langle Q_w \rangle$, dashed where $\langle \cdot \rangle$ denotes the time average (errorbar = standard deviation of $\langle Q_w \rangle$ fluctuations); $\langle Q_w/2 \rangle$ dash-dotted] (h [cm], Q [mL/s], J). (a) Symmetric (3, 1, 0.75); (b) asymmetric (1, 2, 3.39); (c) different states (1, 1, 2.26), the gray parts of the signals indicate the transition regions; (d) quasi-periodic oscillations (3, 4, 2.26). (e) System asymmetry ξ as a function of J . Hatched region : no crater formation, ∇ = open craters, \circ = close craters. Gray zone : non-stationary jet which explores different states. The colorbar represent the percentage of time spent by the system in each state $\{\xi\}$ for a given J .

system states, but also the probability p of the system to explore such state in time. Figure 57e summarizes the system states and liquid jet dynamics when increasing J . The transition from a stationary to a non-stationary jet occurs through a bifurcation diagram, with a transition at $J^* \simeq 1$. The jet oscillations with Q_1 and Q_2 in phase opposition are absent when the jet is fully asymmetric ($\xi = 0$ or 1), and develop gradually when $|\xi - 1/2|$ decreases to zero, until steady, quasi-periodic oscillations appear (Fig. 57d).

Figure 58a, inset, displays the oscillations frequency as a function of J , in the region where they develop ($J > J^*$, gray region). To scale the frequency, we introduce the global Strouhal number $St = fL/V$ based on the jet velocity at the injector outlet, $V = Q/S$, and on the impingement length $L = h$ [62]. St exhibits a power-law behavior as a function of J , $St = \beta J^\gamma$ with $\gamma \simeq -1$ and $\beta \simeq 0.07$ (Figure 58a). Rewriting this law using Eq. 18 provides the frequency evolution as a function of the system's parameters :

$$f = 2\beta \left(\frac{u}{S/e} \right) \tan \alpha. \quad (19)$$

The oscillation frequency is therefore driven by the particle inertial velocity u , including buoyancy correction, the jet dispersion α and the ratio between the injector cross-section S and the confinement length e . It only depends indirectly on the jet speed at the outlet through the jet half-angle α . The dashed line in Figure 58, inset, corresponds to the frequency computed from equation 19 with $\alpha = \alpha^*$, which is the case for most experiments showing oscillations ($Q \geq Q_c$). It captures successfully the order of magnitude ($\simeq 2.7$ Hz) of the observed frequency, using the empirical parameter $\beta \simeq 0.07$.

The appearance of self-sustained oscillations for confined jets impinging an obstacle is commonly explained as a feedback mechanism resulting in the formation of a large, coherent structure [62, 85, 88, 89]. Two possible mechanisms, acoustic or hydrodynamic, can be at the origin of the feedback loop : (1) the impinging jet generates acoustic waves which propagate upstream and interact with the nozzle; (2) downstream-convected structures are advected by a recirculation flow and force in-phase oscillations at the nozzle exit. These mechanisms, however, are not at stake here for the following reasons. (1) The acoustic feedback loop is characterized, at low Mach number, by a constant Strouhal number [89], which discards this origin for the observed oscillations. (2) Feedback effect due to the growth and recirculation of flow disturbances generates oscillations whose frequency increases with the jet speed [87], which is not observed in our experiments.

Figure 58b presents the spatiotemporal evolution of the images intensity along a horizontal section of about 1 cm height encompassing the crater aperture. Each column is the average over the section height, and $x = 0$ is at the vertical of the nozzle. The crater aperture width, W , exhibits clear oscillations, with a frequency of about 2.5 Hz (white dashed lines), similar to the jet flow oscillations (2.44 Hz for this experiment). These oscillations correspond to the quasi-periodic motion of grains forming the dunes at the crater aperture, visible in Fig. 55d. The self-sustained oscillations are therefore generated by a coupling between the fluid and grains, which explains why the frequency is almost independent on the jet speed ($\alpha = \alpha^*$ in most

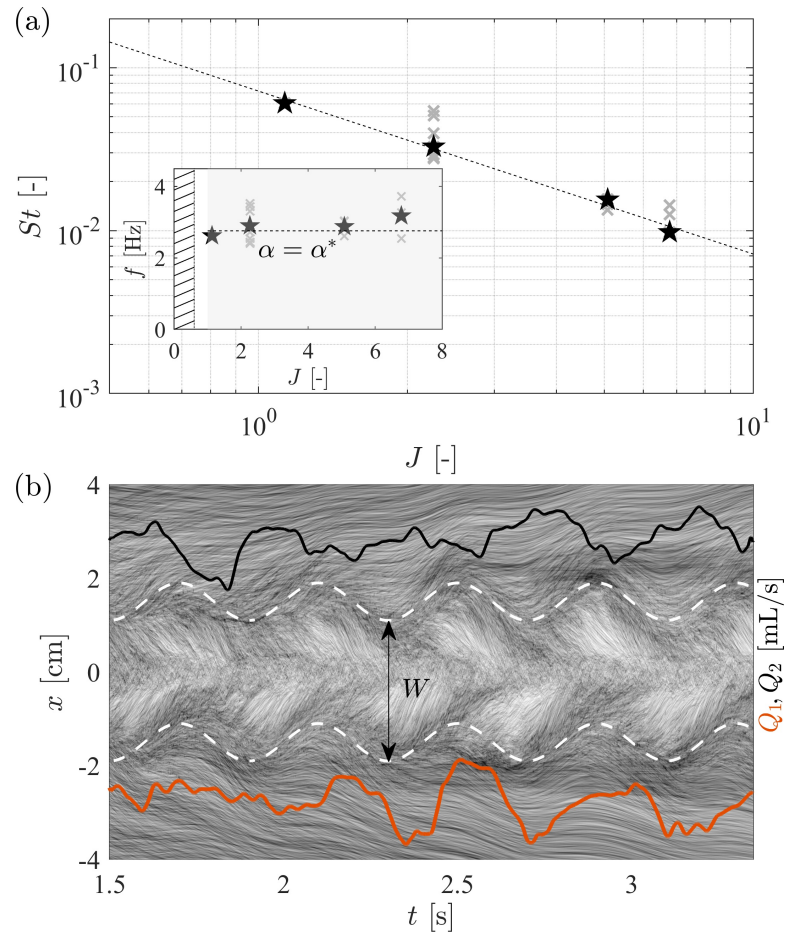


FIGURE 58 – (a) Strouhal number St as a function of J (\times raw data, \star data averaged for a given J). Dashed line : fit of the average values, $St = \beta J^{-1}$ with $\beta \simeq 0.07$. Inset : jet oscillation frequency f . Hatched region : no or weak erosion; gray area : oscillations. Dashed line : frequency given by equation 19 for $\alpha = \alpha^*$. (b) Spatiotemporal evolution of the images intensity along a horizontal region encompassing the crater aperture. The crater aperture width W is visible as the clear, oscillating region [$h = 3$ cm, $Q = 4$ mL/s]. Orange & black lines : data Q_1 & Q_2 from Fig. 57d, vertically shifted for clarity. White dashed lines : harmonic oscillations at 2.5 Hz (guides for the eye).

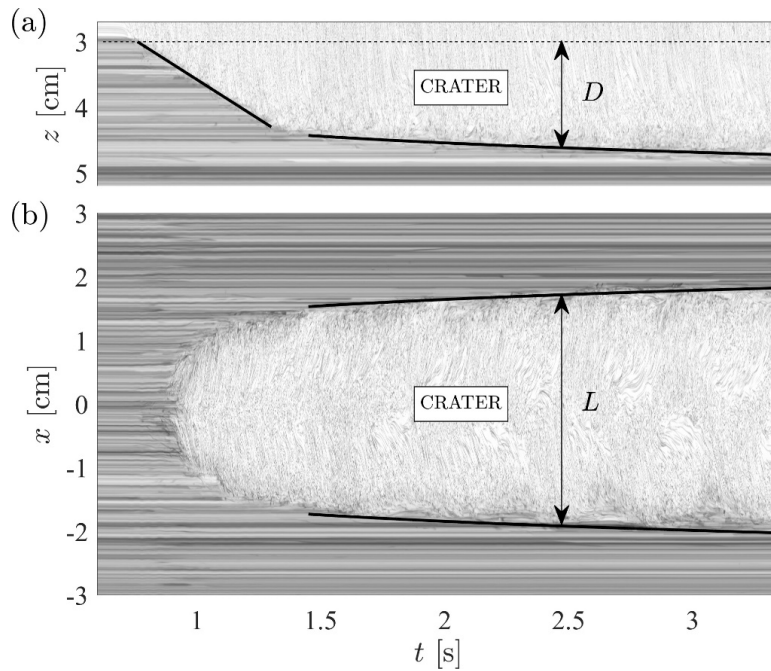


FIGURE 59 – Spatiotemporal evolution of the crater depth D (a) and width L (b) at the altitude where the fluxes are computed (red line, Fig.1c) [$h = 3$ cm, $Q = 4$ mL/s].

experiments with oscillations) but strongly depends on the inertial particle velocity u .

Impinging jets over deformable granular beds in confined environment thus lead to the appearance of flow oscillations for close crater geometries. Although further dependence with the confinement should be assessed, this study shows that the strong coupling between fluid and particles is responsible for these instabilities generation, which could be responsible for safety failure in many practical situations. This work was supported by Programa de Cooperación Científica ECOS/CONICYT C14E07, the Laboratoire International Associé “Matière : Structure et Dynamique” (LIA-MSD, France-Chile), the French research program ANR-16-CE30-0028 and IDEXLYON of the University of Lyon in the framework of the French program “Programme Investissements d’Avenir” (ANR-16-IDEX-0005).

6.3.3 Supplemental material

Figure 59 displays the temporal evolution of the crater depth D and width L , this latter being computed at the altitude used for fluxes computation (core of the crater, red line Fig.1c,d). After a rapid transient, the crater orphology only evolves slowly in time. A logarithmic function described well this slow evolution (black lines, guides for the eyes), as already reported in the literature [60, 65, 75].

6.4 RÉSULTATS COMPLÉMENTAIRES : ÉTUDE DE LA MORPHOLOGIE DU CRATÈRE

Dans la littérature, les systèmes expérimentaux étudiés sont généralement des tranches de système semi-3D, c'est-à-dire que le jet a un développement libre dans toutes les directions et seulement ensuite une tranche 2D est étudiée. Dans cette partie, nous décrivons et discutons par rapport aux résultats de la littérature, les observations issues des mesures de la morphologie du cratère dans l'état où il n'évolue plus que très lentement dans le temps (Figure 59), pour être certain d'étudier des mécanismes similaires.

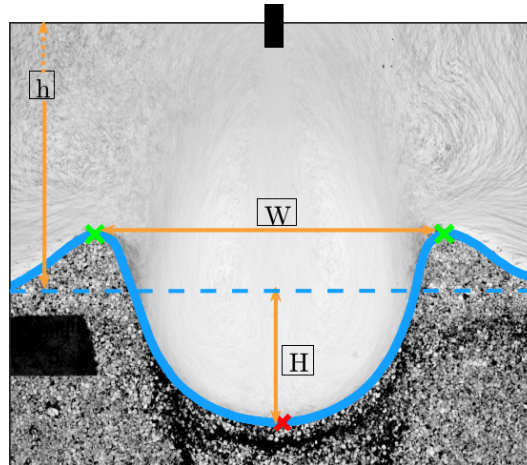


FIGURE 60 – Image moyennée sur environ 1s lorsque l'évolution du cratère est très lente (Figure 59). L'interface fluide/grains est représentée en bleu. Nous distinguons très bien le lit de particules qui est net par rapport à la zone fluide où les traceurs constituent des lignes de courant bien visibles au-dessus des dunes au repos. Différentes grandeurs géométriques sont obtenues à partir de l'interface : W représente la distance entre le sommet des dunes, H la profondeur du cratère par rapport à la hauteur initiale du lit de particules, h indique la hauteur de l'injecteur par rapport à la hauteur initiale du lit de particules.

Sur la figure 60, nous avons représenté une image moyenne pour un débit $Q = 4 \text{ mL.s}^{-1}$ et une hauteur d'injection $h = 5 \text{ cm}$. Les images ont été extraites à la fin du processus, là où l'évolution morphologique est très lente. L'image moyenne est une moyenne temporelle sur environ une seconde : $I_m = \langle \bar{I}_m(t) \rangle_s$. A partir de ces images, nous avons détecté l'interface du cratère puis extrait la profondeur : H et la largeur W . Ces grandeurs ont ensuite été moyennées sur l'ensemble des réalisations.

Cette approche qualitative nous permet de comparer notre système 2D à des systèmes plus ou moins 3D. Au premier ordre, nous comparons notre morphologie en fonction de J . De plus, l'évolution est confrontée au paramètre d'érosion E_c introduit Aderibigbe & Rajaratnam comme le rapport de la force du jet sur un grain et de la force de résistance de ce grain [63]. Nous n'allons pas discuter tous les nombres sans dimension utilisés dans les travaux antérieurs, ils sont tous proportionnels à la vitesse initiale du jet (tout comme J introduit dans l'article). Cela est raisonnable car

la force d'impact du jet est proportionnelle à la vitesse initiale de celui-ci. De plus, c'est un des paramètre pilote majeur de ces expériences.

— Profondeur : $\frac{\bar{H}}{h}$ (J)

Sur la figure 61a, nous montrons la profondeur asymptotique du cratère. Celle-ci est linéairement proportionnelle à J donc à la vitesse du jet. C'est aussi le cas pour les travaux de Aderibigbe & Rajaratnam et ceux de Lamarche et Al. [63, 69].

— Rapport d'aspect : $\frac{\bar{W}}{\bar{H}}$ (J)

La figure 61b représente le rapport d'aspect du cratère en fonction J. Celui-ci est inversement proportionnel à J et il devient constant pour des $J \geq 1$. Les travaux de Badr et Al. et Aderibigbe & Rajaratnam montrent que le rapport d'aspect devient constant lorsque l'angle d'ouverture du jet est fortement confiné par les parois du cratère. Sur la figure 52a, nous remarquons que plus E_c croit (i.e. J), plus le jet est confiné par les parois du cratère. Ce sont des morphologies similaires qui sont représentées sur le diagramme des phases de la figure 56.

Sur la figure 61, les barres d'erreur sont inférieures à la taille des symboles, nous pouvons être satisfait de la robustesse du système expérimental. Les variations au cours des cinq répétitions sont très faibles.

Pour conclure, l'évolution de la morphologie des cratères, confiné dans une cellule de Hele-Shaw, en fonction de la hauteur de l'injecteur h et du débit Q est très semblable à celle des systèmes semi-3D. Aucune spécificité de confinement ne semble se développer par rapport aux mécanismes 3D.

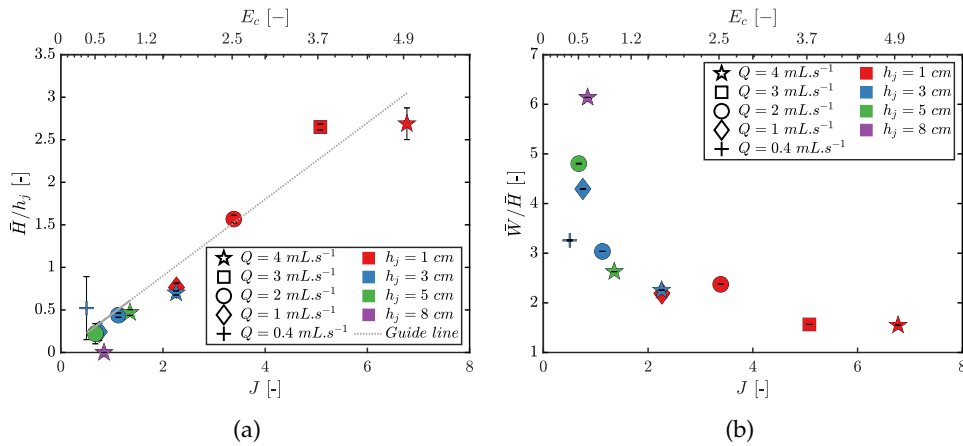


FIGURE 61 – Grandeurs géométriques du cratère (a) Evolution temporelle de la profondeur du cratère normalisée par la hauteur de l'injecteur. \bar{H}/h est linéairement proportionnel aux paramètres d'érosion J (i.e. à la vitesse initiale du jet);(b) Evolution du rapport d'aspect du cratère asymptotique en fonction J. Tout comme dans la littérature, ce rapport d'aspect est inversement proportionnel à J [63] (A noter, E_c n'est pas linéaire, il est ici à titre de comparaison)

6.5 CONCLUSION & PERSPECTIVES

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés au processus de formation de cratère par un jet dans un environnement confiné, en particulier nous avons mesuré la vitesse de l'écoulement du jet localement. Nous avons observé l'apparition d'une oscillation du jet (à très faible fréquence) pour différents types de cratères. De plus, l'analyse morphologique du diagramme spatio-temporel (Figure 58b) montre que les avalanches successives à l'intérieur du cratère sont en phase avec les oscillations hydrodynamiques du jet, c'est-à-dire que les avalanches des grains entre les dunes oscillent au cours du temps à une fréquence très proche de la fréquence d'oscillation du jet. La comparaison morphologique de nos résultats avec des systèmes expérimentaux similaires non confinés ne montre aucun phénomène spécifique dû au confinement du système expérimental. Donc, le couplage fluide-particules est responsable de l'instabilité du jet observé.

Pour déterminer les mécanismes de ce couplage, il serait nécessaire de faire une analyse simultanée des deux phases pour mesurer à la fois les vitesses, l'accélération des grains et du fluide. Toutefois, il serait indispensable de balayer un espace des phases plus importants (diamètres, densités, rugosité des grains) pour déterminer les ou les paramètres pilotes. De plus, il serait également intéressant de déterminer les caractéristiques du jet en l'absence des particules (le confinement semble modifier le coefficient d'entraînement du jet).

Pour aller plus loin, il serait envisageable d'augmenter la vitesse du jet dans le but de se placer dans des régimes de turbulence transitoire ou pleinement développée. De par la resuspension des particules au cours de l'érosion, cette expérience nous offre la possibilité de mettre en avant des études où les couplages fluide-particules sont très importants. Elles pourront être menées soit en confrontant, soit en mutualisant les savoirs de deux communautés scientifiques différentes, simplement en changeant le régime du jet (bas ou haut nombre de Reynolds).

CONCLUSION & PERSPECTIVES

Nous nous sommes intéressés dans cette thèse à l'étude des régimes fortement couplés apparaissant entre un écoulement turbulent et une phase dispersée de particules modérément inertielles (dont le rapport de densité par rapport au fluide est de l'ordre de 2), lorsque l'ensemencement en particules est important (fractions volumiques en particules allant jusqu'à 20%).

L'étude des profils moyens de distribution spatiale des particules, pilotés par la stratification résultant de l'équilibre entre la gravité et la resuspension hydrodynamique et par la centrifugation associée à la rotation globale du fluide, révèle des couplages subtils apparaissant dès que la fraction volumique excède quelques fractions de pourcentage. Ces premières observations suggèrent plusieurs mécanismes de couplages possibles se produisant (i) au niveau même de l'injection d'énergie mécanique dans la suspension, (ii) à l'émergence des effets collectifs liés à des couplages entre particules modifiant localement (en espace et dans les échelles) la dynamique de la suspension et (iii) des interactions microscopiques cumulées au niveau de l'interface entre les particules et le fluide. Afin d'explorer plus précisément ces possibles couplages, nous avons mené, dans un premier temps, une étude de l'impact global de la phase dispersée sur l'efficacité énergétique de l'entraînement de la suspension, à l'aide des mesures de la puissance mécanique totale requise pour maintenir la suspension en mouvement à vitesse macroscopique imposée, puis, dans un second temps, une étude multi-échelle permettant d'étudier la modification de la dynamique de la suspension aux différentes échelles de la turbulence, à travers des mesures de fluctuations de pression dynamique.

Les mesures globales ont confirmés l'existence d'un impact macroscopique des couplages avec un comportement non trivial, où, en fonction de la taille et de la fraction volumique, la présence de particules pouvaient améliorer ou au contraire atténuer l'efficacité énergétique du forçage (caractérisé par la puissance adimensionnée quantifiée par le paramètre K_p). Notamment, deux régimes radicalement différents se distinguent en fonction de la taille des particules : (i) pour les petites particules, la puissance requise pour mettre la suspension en mouvement est plus importante que pour le cas d'un fluide monophasique de densité équivalente; (ii) pour les plus grosses particules, la puissance requise pour mettre la suspension en mouvement est au contraire moindre que pour un fluide monophasique de densité équivalente (avec une inversion de tendance à plus forte fraction volumique). Dans tous les cas, le comportement observé est non-linéaire en fonction de la fraction volumique. Ceci suggère l'existence de mécanismes de couplage différents en fonction de la nature des particules, probablement liés à des effets frictionnels à l'interface particule/fluide pour les petites inclusions (contribuant à augmenter la dissipation de la suspension par rapport au cas monophasique) ou liés au contraire à la réinjection d'énergie cinétique

aux petites échelles sous l'effet de l'interaction de sillage pour les plus grosses particules.

L'étude des couplages multi-échelles menée à l'aide des mesures de fluctuations de pression, va dans les sens de la pertinence de ces mécanismes. Cette étude révèle que l'impact des particules comporte d'une part une contribution triviale à grande échelle, liée à une simple correction de la densité effective accrue de la suspension par rapport au cas monophasique de référence, et d'autre part une contribution à petite échelle liée au couplage entre les phases. Le cas des petites particules (pour lequel l'effet global sur la puissance allait dans le sens d'une dissipation augmentée) révèle un comportement de type *rhéologie effective* de la suspension, avec une viscosité effective du milieu augmentée (compatible avec l'interprétation d'un couplage frictionnel entre les phases), se traduisant par une diminution du régime turbulent inertiel de la suspension par rapport au cas monophasique. Le cas des grosses particules révèle au contraire un prolongement vers les petites échelles de ce régime inertiel, compatible avec une réinjection inertielle d'énergie cinétique par l'interaction des sillages des particules lorsque celles-ci sont suffisamment grandes. La transition entre les deux régimes de couplages se produit dans notre expérience pour des particules dont le diamètre est de l'ordre de $500\mu\text{m}$, ce que nous avons montré (par une estimation du nombre de Reynolds particulaire correspondant) comme étant le bon ordre de grandeur de la taille attendue pour une transition entre un régime de traînée laminaire et de traînée inertielle entre les particules et fluide.

Ces travaux ouvrent diverses perspectives. Du point de vue de la modélisation des suspensions turbulentes de petites particules, il serait intéressant d'étendre la notion de rhéologie effective, couramment utilisée pour l'étude des suspensions laminaires, au cas de la modélisation de la turbulence dans les modèles bi-fluide. Pour le cas des suspension de plus grosses particules, pour lesquelles le couplage avec l'écoulement semble être pilotés par les effets inertiels, il serait intéressant de faire une comparaison plus systématique entre les résultats expérimentaux (y compris dans les régimes dilués), les simulations numériques résolvant pleinement les particules (de type parois immergées) et les simulations de types particules ponctuelles, mais prenant en compte des effets de traînée non-linéaire (et potentiellement aussi les effets de masse ajoutée, de gradients de pression et de force d'histoire). Dans un cas comme dans l'autre, il serait également intéressant de caractériser plus finement l'impact à grande échelle des couplages identifiés à petite échelle, par exemple en terme de modification du tenseur de Reynolds de la suspension, ou de modélisation sous-maille pour la dynamique effective de la suspension, en vue du développement de simulations numériques de type RANS ou LES. Enfin, une exploration plus fine des mécanismes de couplage évoqués ci-dessus pourraient être effectuée à l'aide d'expériences utilisant des fluides et des particules dont les indices optiques sont adaptés. En effet, en l'absence d'adaptation d'indice optique, les suspensions fortementensemencées, telles que celles que nous avons étudiées, sont globalement opaques, interdisant tout diagnostic optique (de type PIV, PTV ou LDV) direct pour caractériser finement la dynamique turbulente de la suspension. C'est pour cette raison que nous nous sommes tournés vers des mesures de pression. Réaliser de telles mesures optiques seraient extrêmement enrichissant, puisqu'elles permettraient non seulement d'accéder à la

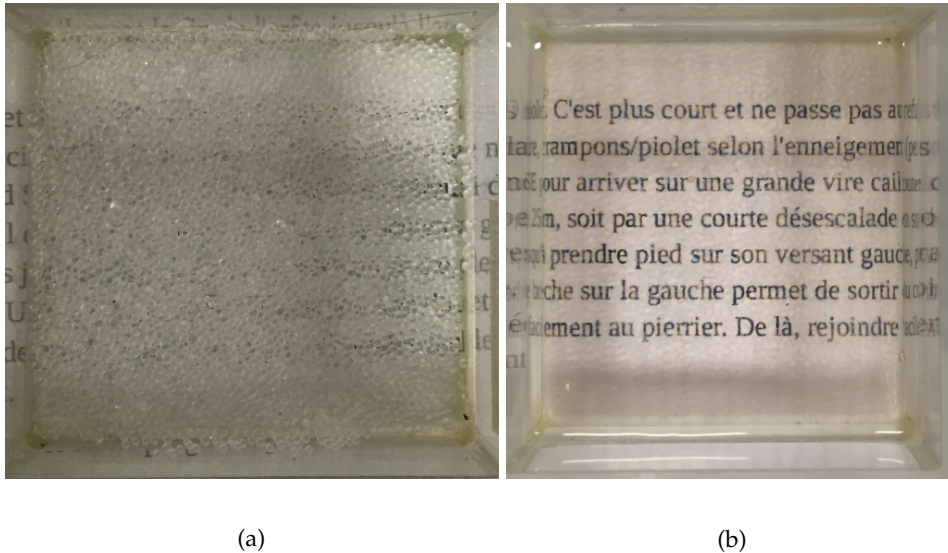


FIGURE 62 – (a) Tas de billes de borosilicates au fond d'un récipient, et (b) les billes de borosilicate dans une solution de thiocyanate d'ammonium. La visualisation du texte laisse penser que les diagnostics optiques classiques sont réalisables

dynamique de la suspension, mais également de sonder le couplage entre les phases, en caractérisant par exemple l'écoulement du fluide autour des particules, de sorte à confirmer les couplages frictionnels et l'apparition de sillages inertiels pour les plus grosses particules. Dans le cadre de cette thèse, des premiers essais ont été réalisés en vue de telles expériences. L'adaptation de l'indice optique pour certains types de verres est relativement simple en utilisant des fluides relativement visqueux (comme le glycérol) dont l'indice optique est relativement élevé. Il est toutefois plus compliqué de trouver des combinaisons de matériau de particules et de fluide peu visqueux compatibles. Deux options sont possibles : les associations verre de borosilicate / DMSO (diméthylsulfoxyde) ou verre de borosilicate / NH_4SCN (thiocyanate d'ammonium). Les premiers tests que nous avons réalisés suggèrent qu'une meilleure adaptation est obtenue pour le second couple. La figure 62 montre l'effet de l'adaptation d'indices avec ce couple. Ceci est très encourageant pour la mise au point future d'expériences de suivi de particules utilisant cette combinaison de particules et de fluide.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Katepalli R. SREENIVASAN. « An update on the energy dissipation rate in isotropic turbulence ». *Phys. Fluids* **10**. (1998), 528-529. ISSN : 10706631. DOI : [10.1063/1.869575](https://doi.org/10.1063/1.869575)
- [2] Jean Hugues TITON et Olivier CADOT. « The statistics of power injected in a closed turbulent flow : Constant torque forcing versus constant velocity forcing ». *Phys. Fluids* **15**. (2003), 625-640. ISSN : 10706631. DOI : [10.1063/1.1539856](https://doi.org/10.1063/1.1539856)
- [3] Florent RAVELET et al. « Supercritical transition to turbulence in an inertially driven von Kármán closed flow ». *J. Fluid Mech.* **601**. (2008), 339-364. ISSN : 00221120. DOI : [10.1017/S0022112008000712](https://doi.org/10.1017/S0022112008000712). arXiv : [0801.3357](https://arxiv.org/abs/0801.3357)
- [4] U FRISCH. *Turbulence : The Legacy of A. N. Kolmogorov*. Cambridge University Press, 1995
- [5] Joseph BOUSSINESQ. « Sur la resistance qu'oppose un fluide indefini en repos, sans pesanteur, au mouvement varie d'une sphere solide qu'il mouille sur toute sa surface, quand les vitesses restent bien continues et assez faibles pour que leurs carres et produits soient negligi ». *CR Acad. Sc. Paris* **100** (1885), 935-937
- [6] A. B. BASSET. *Treatise on Hydrodynamics*. T. 2. 1888, 285-297
- [7] C. W. OSSEN. « Hydrodynamik » (1927), 132
- [8] Mr R MAXEY et Jj J RILEY. « Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow ». *Phys. Fluids* **26**. (1983), 883. ISSN : 00319171. DOI : [10.1063/1.864230](https://doi.org/10.1063/1.864230). arXiv : [arXiv : 1011.1669v3](https://arxiv.org/abs/1011.1669v3). URL : <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pof1/26/4/10.1063/1.864230>{\%}5Cnhttp://link.aip.org/link/PFLDAS/v26/i4/p883/s1{\&}Agg=doi
- [9] Renée GATIGNOL. « The Faxén formulas for a rigid particle in an unsteady non-uniform Stokes-flow ». *J. Mécanique théorique appliquée* **2**. (1983), 143-160
- [10] M UHLMANN. « An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows ». *J. Comp. Phys.* **209** (2005), 448-476. DOI : [DOI10.1016/j.j.comp.phys.2005.03.017](https://doi.org/10.1016/j.j.comp.phys.2005.03.017)
- [11] Holger HOMANN et Jérémie BEC. « Finite-size effects in the dynamics of neutrally buoyant particles in turbulent flow ». *J. Fluid Mech.* **651** (2010), 81-91. ISSN : 00221120. DOI : [10.1017/S0022112010000923](https://doi.org/10.1017/S0022112010000923). arXiv : [0909.5628](https://arxiv.org/abs/0909.5628)
- [12] Aurore NASO et Andrea PROSPERETTI. « The interaction between a solid particle and a turbulent flow ». *New J. Phys.* **12** (2010). ISSN : 13672630. DOI : [10.1088/1367-2630/12/3/033040](https://doi.org/10.1088/1367-2630/12/3/033040)
- [13] Said ELGHOBASHI. « An updated classification map of particle-laden turbulent flows ». *Fluid Mech. its Appl.* **81** (2006), 3-10. ISSN : 09265112. DOI : [10.1007/1-4020-4977-3_1](https://doi.org/10.1007/1-4020-4977-3_1)

- [14] L P WANG et M R MAXEY. « Settling velocity and concentration distribution of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence ». *J. Fluid Mech.* **256** (1993), 27-68
- [15] A ALISEDA et al. « Effect of preferential concentration on the settling velocity of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence ». *J. Fluid Mech.* **468** (2002), 77-105. DOI : [10.1017/S0022112002001593](https://doi.org/10.1017/S0022112002001593). URL : http://journals.cambridge.org/article{_}S0022112002001593
- [16] Jonathan J. STICKEL et Robert L. POWELL. « Fluid Mechanics and Rheology of Dense Suspensions ». *Annu. Rev. Fluid Mech.* **37.** (2005), 129-149. ISSN : 0066-4189. DOI : [10.1146/annurev.fluid.36.050802.122132](https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.36.050802.122132)
- [17] Élisabeth GUAZZELLI et Olivier POULIQUEN. « Rheology of dense granular suspensions ». *J. Fluid Mech.* **852** (2018), P11-P173. ISSN : 14697645. DOI : [10.1017/jfm.2018.548](https://doi.org/10.1017/jfm.2018.548)
- [18] G. BELLANI et E. A. VARIANO. « Slip velocity of large neutrally buoyant particles in turbulent flows ». *New J. Phys.* **14** (2012). ISSN : 13672630. DOI : [10.1088/1367-2630/14/12/125009](https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/12/125009)
- [19] Nauman M. QURESHI et al. « Turbulent transport of material particles : An experimental study of finite size effects ». *Phys. Rev. Lett.* **99.** (2007), 1-11. ISSN : 00319007. DOI : [10.1103/PhysRevLett.99.184502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.184502). arXiv : [0706.3042](https://arxiv.org/abs/0706.3042)
- [20] Andrea PROSPERETTI. « Life and death by boundary conditions ». *J. Fluid Mech.* **768** (2015), 1-4. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/jfm.2015.32](https://doi.org/10.1017/jfm.2015.32)
- [21] Markus UHLMANN. « Interface-resolved direct numerical simulation of vertical particulate channel flow in the turbulent regime ». *Phys. Fluids* **20.** (2008). ISSN : 10706631. DOI : [10.1063/1.2912459](https://doi.org/10.1063/1.2912459)
- [22] Wontae HWANG et John K. EATON. *Homogeneous and isotropic turbulence modulation by small heavy particles*. T. 564. 2006, 361. ISBN : 0022112006. DOI : [10.1017/S0022112006001431](https://doi.org/10.1017/S0022112006001431)
- [23] A. FERRANTE et S. ELGHOBASHI. « On the physical mechanisms of two-way coupling in particle-laden isotropic turbulence ». *Phys. Fluids* **15.** (2003), 315-329. ISSN : 10706631. DOI : [10.1063/1.1532731](https://doi.org/10.1063/1.1532731)
- [24] G HETSRONI et Particles-turbulence G INTERACTIONF. « PARTICLES-TURBULENCE G. INTERACTIONf ». *Int. J. Multiph. Flow* **15.** (1989), 735-746
- [25] C. POELMA et al. « Particle–fluid interactions in grid-generated turbulence ». *J. Fluid Mech.* **589** (2007), 315-351. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112007007793](https://doi.org/10.1017/S0022112007007793). URL : http://www.journals.cambridge.org/abstract{_}S0022112007007793
- [26] R A GORE et C T CROWE. « Effect of particle size on modulating turbulent intensity : influence of radial location ». *Am. Soc. Mech. Eng. Fluids Eng. Div. FED.* T. 80. 2. 1989, 31-35
- [27] T. S. YANG et S. S. SHY. « Two-way interaction between solid particles and homogeneous air turbulence : particle settling rate and turbulence modification measurements ». *J. Fluid Mech.* **526** (2005), 171-216. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112004002861](https://doi.org/10.1017/S0022112004002861)

- [28] D. J. PARKER. « Positron emission particle tracking and its application to granular media ». *Rev. Sci. Instrum.* **88**. (2017). ISSN : 10897623. DOI : [10.1063/1.4983046](https://doi.org/10.1063/1.4983046)
- [29] S. BALACHANDAR et John K. EATON. « Turbulent Dispersed Multiphase Flow ». *Annu. Rev. Fluid Mech.* **42**. (2010), 111-133. ISSN : 0066-4189. DOI : [10.1146/annurev.fluid.010908.165243](https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.010908.165243). URL : <http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.fluid.010908.165243>
- [30] M. CISSE et al. « Turbulence attenuation by large neutrally buoyant particles ». *Phys. Fluids* **27**. (2015). ISSN : 10897666. DOI : [10.1063/1.4922241](https://doi.org/10.1063/1.4922241). arXiv : [1501.00700](https://arxiv.org/abs/1501.00700)
- [31] R. ANGST et M. KRAUME. « Experimental investigations of stirred solid/liquid systems in three different scales : Particle distribution and power consumption ». *Chem. Eng. Sci.* **61**. (2006), 2864-2870. ISSN : 00092509. DOI : [10.1016/j.ces.2005.11.046](https://doi.org/10.1016/j.ces.2005.11.046)
- [32] Martina MICHELETTI et al. « Particle Concentration and Mixing Characteristics of Moderate-to-Dense Solid-Liquid Suspensions ». *Ind. Eng. Chem. Res.* **42**. (2003), 6236-6249. ISSN : 08885885. DOI : [10.1021/ie0303799](https://doi.org/10.1021/ie0303799)
- [33] Yohei SATO et Koichi HISHIDA. « Transport process of turbulence energy in particle-laden turbulent flow ». *Int. J. Heat Fluid Flow* **17**. (1996), 202-210. ISSN : 0142727X. DOI : [10.1016/0142-727X\(96\)00035-5](https://doi.org/10.1016/0142-727X(96)00035-5)
- [34] W BUJALSKI et al. « Suspension and Liquid Homogenization in High Solids Concentration Stirred Chemical Reactors ». *Chem. Eng. Res. Des.* **77**. (1999), 241-247. ISSN : 02638762. DOI : [10.1205/026387699526151](https://doi.org/10.1205/026387699526151)
- [35] Daniel P LATHROP et al. « Turbulent flow between concentric rotating cylinders at large Reynolds number ». *Phys. Rev. Lett.* **68**. (1992), 1515-1518. ISSN : 00319007. DOI : [10.1103/PhysRevLett.68.1515](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.1515)
- [36] R LABBE et al. « Power Fluctuations in Turbulent Swirling Flows To cite this version : » **6**. (1996), 1099-1110
- [37] Aryesh MUKHERJEE et Victor STEINBERG. « Von Kármán swirling flow between a rotating and a stationary smooth disk : Experiment ». *Phys. Rev. Fluids* **3**. (2018), 1-10. ISSN : 2469990X. DOI : [10.1103/PhysRevFluids.3.014102](https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.3.014102)
- [38] Louis MARIÉ. « Transport de moment cinétique et de champ magnétique par un écoulement tourbillonnaire turbulent : influence de la rotation ». Thèse de doct. 2003
- [39] F RAVELET. « Bifurcations globales hydrodynamiques et magnetohydrodynamiques dans un écoulement de von Karman turbulent ». Thèse de doct. 2005, 269
- [40] N. MORDANT et al. « Characterization of turbulence in a closed flow ». *J. Phys. I* **7**. (1997), 1729-1742. ISSN : 11554304
- [41] Nathanaël MACHICOANE et al. « Large sphere motion in a nonhomogeneous turbulent flow ». *New J. Phys.* **16** (2014). ISSN : 13672630. DOI : [10.1088/1367-2630/16/1/013053](https://doi.org/10.1088/1367-2630/16/1/013053)

- [42] Yuri BURNISHEV et Victor STEINBERG. « Turbulence and turbulent drag reduction in swirling flow : Inertial versus viscous forcing ». *Phys. Rev. E - Stat. Non-linear, Soft Matter Phys.* **92**. (2015), 1-7. ISSN : 15502376. DOI : [10.1103/PhysRevE.92.023001](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.92.023001)
- [43] Yuri BURNISHEV et Victor STEINBERG. « Influence of polymer additives on turbulence in von Karman swirling flow between two disks. II ». *Phys. Fluids* **28**. (2016). ISSN : 10897666. DOI : [10.1063/1.4942401](https://doi.org/10.1063/1.4942401)
- [44] Yuri BURNISHEV et Victor STEINBERG. « Torque and pressure fluctuations in turbulent von Karman swirling flow between two counter-rotating disks. I ». *Phys. Fluids* **26**. (2014). ISSN : 10897666. DOI : [10.1063/1.4873201](https://doi.org/10.1063/1.4873201)
- [45] S. FAUVE et al. « Pressure fluctuations in swirling turbulent flows ». *J. Phys. II Fr.* **3**. (1993), 271-278. ISSN : 01698095. DOI : [10.1016/S0169-8095\(01\)00076-X](https://doi.org/10.1016/S0169-8095(01)00076-X). arXiv : [arXiv:1011.1669v3](https://arxiv.org/abs/1011.1669v3). URL : <http://jp2.journaldephysique.org/articles/jp2/abs/1993/03/jp2v3p271/jp2v3p271.html><http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S016980950100076X>
- [46] O. CADOT et al. « Characterization of the low-pressure filaments in a three-dimensional turbulent shear flow ». *Phys. Fluids* **7**. (1995), 630-646. ISSN : 10706631. DOI : [10.1063/1.868586](https://doi.org/10.1063/1.868586). URL : <http://link.aip.org/link/PHFLE6/v7/i3/p630/s1?Agg=doi>
- [47] Peter Dearborn HUCK. « Particle dynamics in turbulence : from the role of inhomogeneity and anisotropy to collective effects ». Thèse de doct. 2017
- [48] Th.N. ZWIETERING. « Suspending of solid particles in liquid by agitators ». *Chem. Eng. Sci.* **8**. (1958), 244-253. ISSN : 00092509. DOI : [10.1016/0009-2509\(58\)85031-9](https://doi.org/10.1016/0009-2509(58)85031-9)
- [49] Romain MONCHAUX et al. « Analyzing preferential concentration and clustering of inertial particles in turbulence ». *Int. J. Multiph. Flow* **40** (2012), 1-18. ISSN : 03019322. DOI : [10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.12.001](https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.12.001). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.12.001>
- [50] Elisabeth GUAZZELLI et Jeffrey F MORRIS. *A physical introduction to suspension dynamics*. T. 45. Cambridge University Press, 2011
- [51] Luca BRANDT. « Turbulence modulation by finite-size inertial particles ». *Eur. Fluid Mech. Conf.* 2018
- [52] Sagar ZADE et al. « Experimental investigation of turbulent suspensions of spherical particles in a square duct ». *J. Fluid Mech.* **857** (2018), 748-783. ISSN : 14697645. DOI : [10.1017/jfm.2018.783](https://doi.org/10.1017/jfm.2018.783). arXiv : [1809.06607](https://arxiv.org/abs/1809.06607)
- [53] J.-F. PINTON et R. LABBÉ. « Correction to the Taylor hypothesis in swirling flows ». *J. Phys. II* **4**. (1994), 1461-1468. ISSN : 1155-4312. DOI : [10.1051/jp2:1994211](https://doi.org/10.1051/jp2:1994211)
- [54] M. BOURGOIN et al. « Investigation of the small-scale statistics of turbulence in the Modane SiMA wind tunnel ». *CEAS Aeronaut. J.* **9**. (2018), 269-281. ISSN : 18695590. DOI : [10.1007/s13272-017-0254-3](https://doi.org/10.1007/s13272-017-0254-3)

- [55] Laurent CHEVILLARD et al. « A phenomenological theory of Eulerian and Lagrangian velocity fluctuations in turbulent flows ». *Comptes Rendus Phys.* **13**. (2012), 899-928. ISSN : 16310705. DOI : [10.1016/j.crhy.2012.09.002](https://doi.org/10.1016/j.crhy.2012.09.002). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.crhy.2012.09.002>
- [56] Nadine G. BARLOW et al. « Standardizing the nomenclature of Martian impact crater ejecta morphologies ». *J. Geophys. Res. E Planets* **105**. (2000), 26733-26738. ISSN : 01480227. DOI : [10.1029/2000JE001258](https://doi.org/10.1029/2000JE001258)
- [57] Vincent J LANGLOIS et Cathy QUANTIN. « Dynamics of ejecta during the formation of an impact crater : discrete numerical simulations ». **13** (2019), 2-3
- [58] Germán VARAS et al. « Dynamics of crater formations in immersed granular materials ». *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.* **79**. (2009), 1-7. ISSN : 15393755. DOI : [10.1103/PhysRevE.79.021301](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.79.021301). arXiv : [0901.3526](https://arxiv.org/abs/0901.3526)
- [59] Leornard ROBERTS. « VISIBILITY AND DUST EROSION DURING THE LUNAR LANDING ». *Natl. Aeronaut. Sp. Administration* (1963), 155-170
- [60] Philip T. METZGER et al. « Craters formed in granular beds by impinging jets of gas ». *AIP Conf. Proc.* **1145** (2009), 767-770. ISSN : 0094243X. DOI : [10.1063/1.3180041](https://doi.org/10.1063/1.3180041). arXiv : [0905.4851](https://arxiv.org/abs/0905.4851)
- [61] Thomas PEACOCK et Matthew H. ALFORD. « We are 50 kilometers off the coast of San Diego ». *Sci. Am.* **318**. (2018), 72-77. ISSN : 00368733. DOI : [10.1038/scientificamerican0518-72](https://doi.org/10.1038/scientificamerican0518-72). URL : <http://dx.doi.org/10.1038/scientificamerican0518-72>
- [62] D ROCKWELL et E NAUDASCHER. « Self-Sustained Oscillations of Impinging Free Shear Layers ». *Annu. Rev. Fluid Mech.* **11**. (1979), 67-94. ISSN : 0066-4189. DOI : [10.1146/annurev.fl.11.010179.000435](https://doi.org/10.1146/annurev.fl.11.010179.000435)
- [63] O. O. ADERIBIGBE et N. RAJARATNAM. « Erosion of loose beds by submerged circular impinging vertical turbulent jets ». *J. Hydraul. Res. Rech. Hydraul.* **35**. (1996), 567-574. ISSN : 00221686. DOI : [10.1080/00221689609498762](https://doi.org/10.1080/00221689609498762)
- [64] H. KOBUS et al. « Etude du champ d'écoulement et des phénomènes d'affouillement des jets continus et pulsés à l'impact sur un fond mobile ». *J. Hydraul. Res.* **17**. (1979), 175-192. ISSN : 00221686. DOI : [10.1080/00221687909499582](https://doi.org/10.1080/00221687909499582)
- [65] Sarah BADR et al. « Erosion threshold of a liquid immersed granular bed by an impinging plane liquid jet ». *Phys. Fluids* **26**. (2014). ISSN : 10897666. DOI : [10.1063/1.4863989](https://doi.org/10.1063/1.4863989)
- [66] Hunter ROUSE. « An analysis of sediment transportation in the light of fluid turbulence ». (1939)
- [67] F. BRUNIER-COULIN et al. « Local mechanisms of cohesive soil erosion ». *Scour Eros. - Proc. 8th Int. Conf. Scour Erosion, ICSE 2016* (2016), 943-949. DOI : [10.1201/9781315375045-121](https://doi.org/10.1201/9781315375045-121)
- [68] Florian BRUNIER-COULIN et al. « Experimental investigation of impinging jet erosion on model cohesive granular materials ». *EPJ Web Conf.* T. 140. 2017, 0-3. DOI : [10.1051/epjconf/201714008002](https://doi.org/10.1051/epjconf/201714008002)

- [69] Casey Q LAMARCHE et Jennifer Sinclair CURTIS. « Cratering of a particle bed by a subsonic turbulent jet_ Effect of particle shape, size and density ». *Chem. Eng. Sci.* **138** (2015), 432-445. ISSN : 0009-2509. DOI : [10.1016/j.ces.2015.08.030](https://doi.org/10.1016/j.ces.2015.08.030). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ces.2015.08.030>
- [70] Bruce R. SUTHERLAND et Stuart DALZIEL. « Bedload transport by a vertical jet impinging upon sediments ». *Phys. Fluids* **26**. (2014). ISSN : 10897666. DOI : [10.1063/1.4867707](https://doi.org/10.1063/1.4867707)
- [71] S. B. KUANG et al. « Discrete particle simulation of jet-induced cratering of a granular bed ». *Powder Technol.* **239** (2013), 319-336. ISSN : 00325910. DOI : [10.1016/j.powtec.2013.02.017](https://doi.org/10.1016/j.powtec.2013.02.017)
- [72] Casey Q. LAMARCHE et al. « Two-fluid modeling of cratering in a particle bed by a subsonic turbulent jet ». *Powder Technol.* **318** (2017), 68-82. ISSN : 1873328X. DOI : [10.1016/j.powtec.2017.05.008](https://doi.org/10.1016/j.powtec.2017.05.008). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.powtec.2017.05.008>
- [73] Philip T. METZGER et al. « Jet-induced cratering of a granular surface with application to lunar spaceports ». *J. Aerosp. Eng.* **22**. (2009), 24-32. ISSN : 08931321. DOI : [10.1061/\(ASCE\)0893-1321\(2009\)22:1\(24\)](https://doi.org/10.1061/(ASCE)0893-1321(2009)22:1(24))
- [74] Sarah BADR et al. « Crater jet morphology ». *Phys. Fluids* **28**. (2016). ISSN : 10897666. DOI : [10.1063/1.4943160](https://doi.org/10.1063/1.4943160). URL : <http://dx.doi.org/10.1063/1.4943160>
- [75] Abram H. CLARK et Robert P. BEHRINGER. « Jet-induced 2-D crater formation with horizontal symmetry breaking ». *Granul. Matter* **16**. (2014), 433-440. ISSN : 14347636. DOI : [10.1007/s10035-014-0501-9](https://doi.org/10.1007/s10035-014-0501-9)
- [76] Sarah BADR et EROSION. « Erosion d'un milieu granulaire par un jet » (2015)
- [77] K. T. KIGER et C. PAN. « PIV technique for the simultaneous measurement of dilute two-phase flows ». *J. Fluids Eng. Trans. ASME* **122**. (2000), 811-818. ISSN : 1528901X. DOI : [10.1115/1.1314864](https://doi.org/10.1115/1.1314864)
- [78] William THIELICKE et Eize J. STAMHUIS. « PIVlab – Towards User-friendly, Affordable and Accurate Digital Particle Image Velocimetry in MATLAB ». *J. Open Res. Softw.* **2** (2014). ISSN : 2049-9647. DOI : [10.5334/jors.bl](https://doi.org/10.5334/jors.bl)
- [79] Mark FOSTER et al. « The statistics of embankment dam failures and accidents ». *Can. Geotech. J.* **37**. (2000), 1000-1024. ISSN : 00083674. DOI : [10.1139/t00-030](https://doi.org/10.1139/t00-030)
- [80] Kyle J. BERGER et al. « Role of collisions in erosion of regolith during a lunar landing ». *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.* **87**. (2013), 1-14. ISSN : 15393755. DOI : [10.1103/PhysRevE.87.022205](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.87.022205)
- [81] John E. LANE et Philip T. METZGER. « Estimation of Apollo lunar dust transport using optical extinction measurements ». *Acta Geophys.* **63**. (2015), 568-599. ISSN : 18957455. DOI : [10.1515/acgeo-2015-0005](https://doi.org/10.1515/acgeo-2015-0005)
- [82] Pascale AUSSILLOUS et al. « Investigation of the mobile granular layer in bedload transport by laminar shearing flows ». *J. Fluid Mech.* **736** (2013), 594-615. ISSN : 14697645. DOI : [10.1017/jfm.2013.546](https://doi.org/10.1017/jfm.2013.546)

- [83] M. HOUSSAIS et al. « Rheology of sediment transported by a laminar flow ». *Phys. Rev. E* **94**. (2016), 1-10. ISSN : 24700053. DOI : [10.1103/PhysRevE.94.062609](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.94.062609). arXiv : [1509.08395](https://arxiv.org/abs/1509.08395)
- [84] C SONDHAUSS. « Ueber die beim Ausströmen der Luft entstehenden Töne ». *Ann. Phys.* **167**. (1854), 214-240
- [85] Chih Ming Ho. « Dynamics of an impinging jet. part 1. the feedback phenomenon ». *J. Fluid Mech.* **105** (1981), 119-142. ISSN : 14697645. DOI : [10.1017/S0022112081003133](https://doi.org/10.1017/S0022112081003133)
- [86] Donald ROCKWELL. « Oscillations of impinging shear layers ». *AIAA J.* **21**. (1983), 645-664. ISSN : 00011452. DOI : [10.2514/3.8130](https://doi.org/10.2514/3.8130)
- [87] E. VILLERMAUX et E. J. HOPFINGER. « Self-sustained oscillations of a confined jet : a case study for the non-linear delayed saturation model ». *Phys. D Nonlinear Phenom.* **72**. (1994), 230-243. ISSN : 01672789. DOI : [10.1016/0167-2789\(94\)90212-7](https://doi.org/10.1016/0167-2789(94)90212-7)
- [88] A. MAUREL et al. « Experimental study of self-sustained oscillations in a confined jet ». *Phys. Rev. E - Stat. Physics, Plasmas, Fluids, Relat. Interdiscip. Top.* **54**. (1996), 3643-3651. ISSN : 1063651X. DOI : [10.1103/PhysRevE.54.3643](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.54.3643)
- [89] D. VARIERAS et al. « Self-sustained oscillations of a confined impinging jet ». *Flow, Turbul. Combust.* **78**. (2007), 1-15. ISSN : 13866184. DOI : [10.1007/s10494-006-9017-7](https://doi.org/10.1007/s10494-006-9017-7)
- [90] Yong LI et Xiao MING. « Oscillations of a planar impinging jet induced by a potential-core confined airfoil ». *Eur. J. Mech. B/Fluids* **57** (2016), 40-49. ISSN : 09977546. DOI : [10.1016/j.euromechflu.2016.02.007](https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2016.02.007). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.euromechflu.2016.02.007>
- [91] A. LA PORTA et al. « Fluid particle accelerations in fully developed turbulence ». *Nature* **409**. (2001), 1017-1019. ISSN : 00280836. DOI : [10.1038/35059027](https://doi.org/10.1038/35059027). arXiv : [0011017 \[physics\]](https://arxiv.org/abs/0011017)
- [92] N. MORDANT et al. « Lagrangian velocity fluctuations in fully developed turbulence : Scaling, intermittency, and dynamics ». *J. Stat. Phys.* **113**. (2003), 701-717. ISSN : 00224715. DOI : [10.1023/A:1027352417365](https://doi.org/10.1023/A:1027352417365)
- [93] Daniel SCHANZ et al. « 'Shake The Box' - a 4D PTV algorithm : Accurate and ghostless reconstruction of Lagrangian tracks in densely seeded flows ». *17th Int. Symp. Appl. Laser Tech. to Fluid Mech.* (2014), 7-10
- [94] Nicholas T. OUELLETTE et al. « A quantitative study of three-dimensional Lagrangian particle tracking algorithms ». *Exp. Fluids* **40**. (2006), 301-313. ISSN : 07234864. DOI : [10.1007/s00348-005-0068-7](https://doi.org/10.1007/s00348-005-0068-7)

MÉTHODE DE SUIVI LAGRANGIEN DE PARTICULES (LAGRANGIAN PARTICLE TRACKING-LTV)

Comme nous l'avons présenté en introduction, la notion d'échelle est importante pour appréhender la physique des écoulements turbulents [4]. Les champs *Eulériens* de vitesses et leurs dérivées (accélération, ...) ne permettent pas de développer des raisonnements à travers les échelles d'un écoulement turbulent. Pour aller plus loin dans l'analyse et la compréhension des phénomènes physiques de la turbulence, que ce soit avec ou sans particules, il est indispensable de s'intéresser à l'évolution des statistiques de fluctuations de vitesses et d'accélérations. A l'époque de Richardson, les étudiants suivaient individuellement des ballons évoluant dans l'atmosphère libre pour reconstruire leurs trajectoires. Au début des années 2000, grâce à l'évolution des technologies, les premières mesures *Lagrangiennes* expérimentales ont été réalisées, simultanément par deux équipes pour un même écoulement (le von Kàrmàn). L'une de ces équipes, part une méthode issue de la physique des particules ("CLEO III strip detector"), a mesuré l'accélération lagrangienne [91]. Et l'autre équipe, à l'aide d'une méthode acoustique ultra-sonore, a mesuré la vitesse lagrangienne [92]. Depuis, les méthodes et les avancées technologiques ont rendu possible de telles mesures à partir de la visualisation directe de traceurs dans les écoulements. Les mesures de vitesses et d'accélérations le long d'une trajectoire de particules sont devenu classiques.

La technique de suivi lagrangien de particules (LTV), plus communément appelée "Particle Tracking Velocity-PTV", est développée différemment en fonction du matériel utilisé et des systèmes étudiés. La méthode que nous utilisons est composée de cinq étapes principales. Chacune de ces étapes est présentée en détail ci-dessous. Le but est de passer de la position d'une particule vue en pixel par les capteurs des caméras (2D), à la position de la même particule dans le monde réel (3D) :

$$\mathcal{T} : (x_p, y_p) \in \Omega_{\text{pixel}} \rightarrow (x, y, z) \in \Omega_{\text{real world}}$$

Étape 0 : "Calibration"

Avant de déduire la position 3D d'un objet dans le monde réel à partir d'un jeu d'images stéréographiques, il est nécessaire de réaliser une calibration capable d'associer chaque pixel des capteurs 2D de chacune des caméras à un rayon de lumière dans le monde réel 3D.

D'ordinaire, la calibration consiste, à partir d'un ensemble de caméras (2, 3 ou plus) fixées et dirigées vers un même volume de mesure avec des points de vues différents,

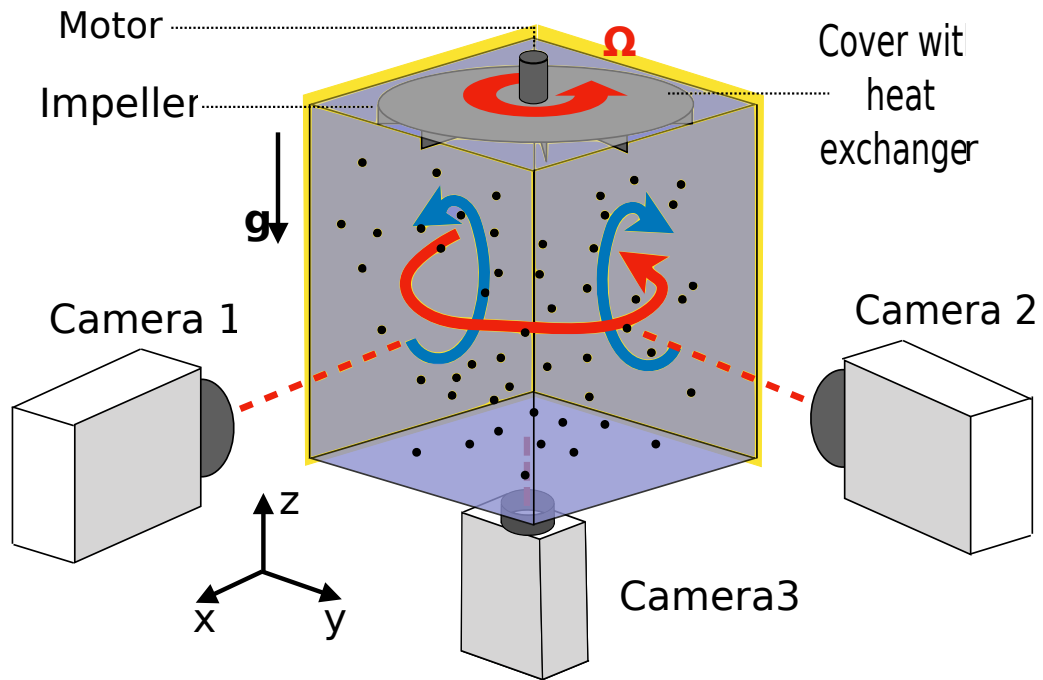


FIGURE 63 – Dispositif expérimental

à enregistrer simultanément l'image de l'objet dont la position réelle est connue en différents points grâce à toutes les caméras. Cet ensemble d'images ainsi que les coordonnées exactes associées dans le monde réel rendent compte de la transformation entre le monde réel (3D) et chacun des pixels (2D) des caméras. Pour obtenir cette transformation, il est nécessaire de construire un modèle optique qui transforme chaque point de l'image en rayon lumineux. Le modèle couramment utilisé est le modèle linéaire de Tsai qui néglige les aberrations optiques. Habituellement, les volumes étudiés représentent une fraction faible du volume total des expériences. Les mires de calibration sont soit un objet fixe constitué de marches de différentes épaisseurs sur lequel sont dessinés des points à équidistance, soit des panneaux rectangulaires sur lesquels des points sont imprimés à équidistance (mire plane). Cette mire plane est alors déplacée de plan en plan pour balayer l'ensemble du volume souhaité.

Dans notre cas, nous avons souhaité calibrer le volume total pour visualiser l'écoulement à grande échelle. Il est alors difficile de déplacer dans tout le volume une mire plane simultanément visible par toutes les caméras. Nous avons donc enregistré l'image d'une sphère déplacée sur toute la hauteur de la cuve, en chacun des points de la maille dont la position est parfaitement connue dans le monde réel (3D). Cette sphère a l'avantage, quel que soit le point de vue des caméras, d'apparaître comme un disque plein. Un point en dehors de la maille est tout de même exploitable à l'aide d'une projection linéaire des points parfaitement connus dans le reste du volume donc les particules qui vont parcourir les coins de la boîte seront exploitables.

Nous avons positionné trois caméras à 90° les unes des autres, c'est-à-dire que chaque couple de caméras filme une direction commune (Caméra 1 et 2 : \vec{Z} , caméra 1 et 3 : \vec{Y} , caméra 2 et 3 : \vec{X}). Pour balayer l'ensemble de la maille nous avons utilisé des systèmes de translations composées de guides rails et de moteurs pas à pas (Figure 63).

Etape 1 : Détection du centre des particules

Les centres des particules sont détectées sur les images $[x_{px}, y_{px}]$ (2D) acquises par chaque caméra. Pour cela, nous avons modifié des algorithmes ordinairement utilisés pour des expériences d'écoulement mono-disperse, dans le but d'extraire les centres en fonction du diamètre des particules $[x_{px}, y_{px}, r_{px}]$.

Cette étape est numériquement très couteuse en temps de calcul, nous avons alors parallélisé l'ensemble des images de chacun des films afin de la rendre plus efficace (gain de temps d'environ 20 fois).

Etape 2 : "Center to Rays"

A ce stade, la position des particules est connue dans le plan du capteur, c'est-à-dire une coordonnée 2D. La calibration permet d'associer à chaque centre de particule détecté un rayon représentant l'ensemble des positions de ce centre dans le monde réel. Ce rayon est caractérisé par un point d'origine et un vecteur directeur. Pour un centre donné, le point d'origine est la position moyenne du centre de la particule projetée sur tous les plans de calibration. Le vecteur directeur correspond à une interpolation linéaire des centres de la particule projetés sur chacun des plans de calibration.

$$[x_{px}, y_{px}, z_{px}^i, r_{px}] \rightarrow [X; (\vec{u}, \vec{v}, \vec{w}), r_{rw}]$$

Etape 3 : "Rays to matches"

Cette étape consiste à rechercher l'intersection (avec une certaine marge d'erreur) des rayons 3D associés aux images de chaque caméra. Cette intersection correspond à la position de la particule dans le monde réel. C'est pour cela que la calibration est réalisée simultanément par chaque caméra. Pour ne pas comparer la totalité des paires de rayons de l'ensemble des particules détectées, nous avons utilisé un algorithme développé par S. Huisman. L'idée générale de cet algorithme est de partitionner l'espace de mesure en voxels et de regarder si des rayons se croisent à l'intérieur des voxels, puis d'itérer à nouveau le partitionnement lorsqu'il y a intersection entre des rayons. Le fractionnement du volume successif est limité à l'erreur de calibration et il permet finalement d'isoler une triade de rayons dont l'intersection est la position de la particule dans le monde réel.

Etape 4 : "Tracking"

Maintenant, nous sommes en possession d'une collection de points à différents instants. Le but de cette quatrième étape est de reconstruire les trajectoires des particules depuis ces nuages de points. Pour cela, l'idée la plus simple est de regarder le plus proche voisin à l'instant précédent et à l'instant suivant. Ainsi, instant après instant, les positions d'une même trajectoire sont connectées entre elles. Dans le cas de notre expérience, la densité de particule est faible, nous avons utilisé un algorithme

qui associe à une position à un instant donné ($\vec{X}(x, y, z, t_i)$) le plus proche voisin à l'instant suivant ($\vec{X}(x, y, z, t_{i+1})$).

Lorsque la densité de particules est importante, les trajectoires se croisent et donc cette méthode n'est plus suffisante. Il est alors nécessaire de prédire la position de la particule au temps futur (par exemple par la vitesse moyenne de l'écoulement) ou d'utiliser des méthodes sophistiquées [93, 94].

ARTICLE - SÉDIMENTATION D'UNE SUSPENSION PARAMAGNÉTIQUE

J. VESSAIRE, N. PLIHON, R. VOLK, M. BOURGOIN **Sedimentation of a suspension of paramagnetic particles in an external magnetic field**, *submitted to Phys. Rev. E*, *arXiv ref. : arXiv :1905.04036v1 [cond-mat.soft]* (2019)

Sedimentation of a suspension of paramagnetic particles in an external magnetic field

J. VESSAIRE, N. PLIHON, R. VOLK, M. BOURGOIN

Univ Lyon, ENS de Lyon, Univ Claude Bernard, CNRS, Laboratoire de Physique, F-69342 Lyon,
France

Abstract :

We investigate the sedimentation of initially packed paramagnetic particles in presence of a homogeneous external magnetic field, in a Hele-Shaw cell filled with water. Although the magnetic susceptibility of the particles is small and the particle-particle induced magnetic interactions are significantly smaller compared to the gravitational acceleration, we do observe a measurable reduction of the decompaction rate as the amplitude of the applied magnetic field is increased. While induced magnetic dipole-dipole interactions between particles can be either attracting or repulsive depending on the particles relative alignment, our observations reveal an effective overall enhancement of the cohesion of the initial pack of particles due to the induced interactions, very likely promoting internal chain forces in the initial pack of particles. The influence of the magnetic field on the particles once they disperse after being decompacted is on the other hand found to remain marginal.

Key words : Particles-interactions, magnetics particles, sedimentation

INTRODUCTION

The present study was initially motivated by the broad topic of transport of particles in flows, which is of broad interest for fundamental scientific issues, industrial applications and natural systems. In nature, the formation of rain droplets in clouds, pyroclastic flows, dispersion of pollutants in the atmosphere or planet formation in accretion disks are just a few examples. In industrial applications, one can mention spray combustion in Diesel engines, pneumatic transport of granular

media or mixing process. Most of these situations are quite complex due to the turbulent nature of the carrier flow, which makes the coupling between the particle dynamics and the flow random and multi-scale. Further complexities arise, when particles can interact between each other (for instance if they are charged or magnetized).

When it comes to the modeling of such particle laden flows, several situations must be distinguished depending on the nature of the particles. For sufficiently small particles, for which a point-wise approximation is relevant, the dynamics is well captured by the celebrated Maxey-Riley-Gatignol equation⁹. Depending on the size and the particle density, corrections to this equation (such as Faxén corrections) can be introduced to some extent⁶. In the recent years, thanks to the development of new technologies, in particular in the field of high speed digital imaging and particle tracking methods, the experimental study of turbulent transport has revolutionized our capacities to characterize the motion of particles, even in highly turbulent flows^{4,14}. Similar advances have also been achieved in numerical simulations, with the emergence of direct numerical simulations capable to resolve the full dynamics of the particles (beyond the point particle approximation) from first principles¹⁵. Many of these experimental and numerical studies (see^{10,11,16,18} among others) have revealed the lack of a reliable theoretical framework to efficiently model the dynamics of finite size particles. Improving the usual models (or finding new modeling approaches) for the turbulent transport of particles remains crucial to account for subtle intricate effects such as wake effects on particle-flow interaction, the interplay between inertia and gravitational settling, the role of collective effects and clustering, etc.⁵.

In this broad context of inertial particle laden flows, the present work is a preliminary study in a long-term perspective aiming at addressing more particularly the role played by particle-particle interactions (which may become important in densely seeded situations) in the overall particle-turbulence interaction process. Such interactions are common in fluidized beds or in natural systems such as clouds, where water droplets tend to be charged.

In order to improve our understanding of the role played by the many possibly coupled phenomena above mentioned, it is wise to go step by step and consider first simpler situations in order to disentangle possible individual contributions of the different effects, before considering the fully coupled situation. In the present article, we therefore focus on some basic aspects of the role played by particle-particle interactions, considering the simplified situation where the flow is initially at rest and the particles are initially packed and also at rest. More precisely, we investigate the sedimentation of paramagnetic particles, subjected to gravity and to a tunable external homogeneous

magnetic field, packed in a Hele-Shaw cell.

The goal of the present study is to address the question whether such paramagnetic particles may be good candidates to address experimentally the impact of particle-particle interactions in flows laden with inertial particles (with density higher than that of the fluid). The interest of using paramagnetic particles relies on the fact that the amplitude of –dipole-dipole– interactions between particles can be directly tuned by adjusting the amplitude of the applied magnetic field. The drawback is that the magnetic susceptibility of such particles is low (on the order of 10^{-5}), and hence it is unclear whether the resulting magnetic forces between particles can reasonably compete with hydrodynamical forces. The chosen configuration for this preliminary study, with initially packed particles in a fluid at rest aims at considering first the most favorable situation regarding the possible impact of magnetic forces. This choice of such a configuration somehow moves the original motivation in the context of particle-laden flows, to the field of granular physics, where we investigate the decompaction of a granular system with particles with tunable interactions. Interestingly, beyond our longterm goal in the context of particle laden flows, this opens new perspectives for future dedicated studies with the same experimental setup to address interesting questions in the field of granular and deformable porous media.

Figure 1 represents a time series of the investigated decompaction and sedimentation process. The situation is relatively canonical in the context of granular media research. Over the last decades, numerous studies have indeed investigated the sedimentation of such a granular pack in newtonian fluids^{1–3,8,17,19}. The question of the nature and the dynamics of interface instabilities in the early stage of the decompaction has received particular interest. Notably, the emergence of a fingering instability has been demonstrated, recalling the well-known Rayleigh-Taylor instability which classically develops at a horizontal interface between two fluids with different densities (the denser being on top)^{12,13}. Several authors have investigated theoretically and experimentally the fingering instability of the particle pack / fluid interface in a Hele-Shaw cell^{8,17,19}, proposing fluid interpretation *à la* Rayleigh-Taylor.

The present study does not address the fingering instability (which will be considered in future studies) but focuses on characterizing the decompaction and fluidization rate of the particles pack when magnetic interactions are present. These interactions are driven here by the induced magnetization of the particles by the external field and are of the type *induced dipole-induced dipole*. As such, depending on the relative position and alignment of the particles the interactions can be either attractive or repulsive. It is therefore unclear, *a priori*, whether they will contribute to an increased

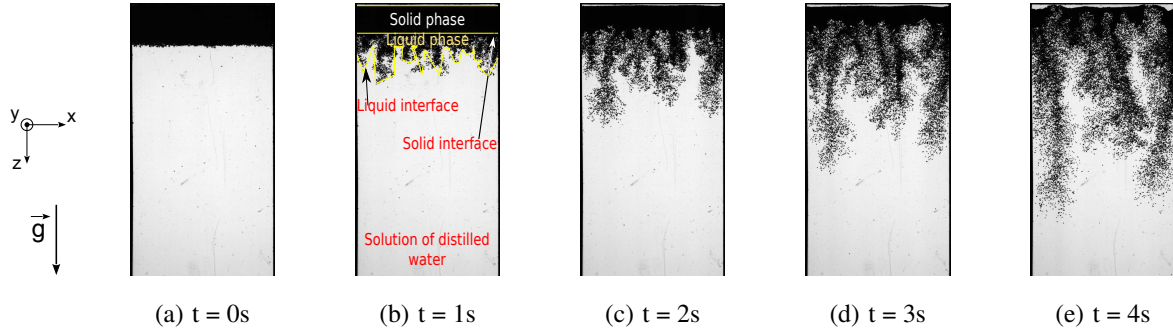


FIG. 1. Temporal series of images showing sedimentation subjected to gravity and an horizontal magnetic field in a steady flow with $250\mu\text{m}$ in diameter paramagnetic particles in a closed Hele-Shaw cell. The cell is 200 mm high, 50 mm wide and 1 mm depth.

cohesion of the pack of particles or on the contrary they will accelerate its decompaction. Besides, considering the small value of the magnetic susceptibility of the paramagnetic particles considered, it is also *a priori* unclear whether a measurable influence of the additional particle-particle magnetic interactions could be detected.

The article is organized as follows : in section I we present the overall process of sedimentation of paramagnetic particles and the possible relevant dimensionless parameters of the problem; in section II we describe the experimental setup ; section III presents the main results, showing the impact of particle-particle interactions on the decompaction rate. The article ends with a brief discussion of the observed trends and possible perspectives of this work both in the context of particle laden flows and granular media.

I. SEDIMENTATION OF PARAMAGNETIC PARTICLES WITH AN APPLIED EXTERNAL MAGNETIC FIELD

We briefly describe here the investigated decompaction and sedimentation process of dense particles in water as illustrated in Fig. 1. Particles are small ($250\mu\text{m}$ in diameter) monodisperse spherical beads with density $\rho = 1.2\text{ g/cm}^3$. After the particle pack is prepared (see section II for further details on the preparation step) the Hele-Shaw is rotated to bring the particle pack upwards. The time origin ($t = 0\text{ s}$) is defined when the cell reaches the vertical position with the particle pack on top. On the first frame (Fig. 1a), we see the initial pack of particles, standing above water (note that the particles are fully permeated with water). The shape of the “particle-bed/water” interface is nearly flat and horizontal. On the next three frames (Fig. 1b-d), showing the subsequent

decompaction and sedimentation of the particles, two main regions can be defined for the particle suspension: (i) in the upper part, particles remain packed and form a homogeneous and compact pack at rest, (ii) below the interface is disturbed giving rise to fingers of dispersed sedimenting particles. Following classical granular *terminology*⁷, we shall call *solid* phase the upper compact region of particles and *liquid* phase the lower sedimenting region. We therefore distinguish two interfaces: (i) the first between the *solid* and *liquid* phases of particles, (ii) the second between the *liquid* phase of particles and water. As the sedimentation process goes on, the volume of the *solid* phase reduces (we shall refer to this as the *decompaction* or the *liquefaction* of the solid phase) and at the same time the area of the *liquid* interface increases (the solid-liquid interface slowly moves up while the liquid-water interface develops larger fingers). In the last frame (Fig. 1e), the solid phase has totally *melted* and disappeared. As the *liquid* fingers of particles develop, the dynamics of the suspension becomes strongly influenced by the induced recirculation flow of water in the cell and by lateral confinement effects due to the finite size of the cell.

In the present work we focus on the dynamics of the initial decompaction process ($t \lesssim 3$ s) and do not address specific long-term finite size effects. We investigate the liquefaction rate of the *solid* phase as well as the growth rate of the *liquid* phase, with the goal to highlight the impact of particle-particle interactions on the global sedimentation behavior, when imposing a tunable homogeneous magnetic field $\vec{B}_0 = B_0 \vec{z}$, with z the vertical direction such that gravity acceleration is $\vec{g} = g \vec{z}$.

In absence of any external magnetic field ($B_0 = 0$ G), particles are only subjected to gravity \vec{g} (and eventually hydrodynamic interactions).

In presence of a homogeneous magnetic field ($B_0 \neq 0$ G), all particles acquire an identical induced magnetic moment \vec{M} given by:

$$\vec{M} = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{\chi_m}{\mu_0} \vec{B}_0, \quad (1)$$

where r is the radius of the particles, μ_0 the vacuum permittivity and χ_m the magnetic susceptibility of the particles. In addition to gravity, each particle is then subjected to the magnetic force exerted by the magnetization of the other particles. The magnetic force \vec{f}_m^i acting on particle i can then be written as

$$\vec{f}_m^i = \left(\vec{M}_i \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{B}_i, \quad (2)$$

where \vec{M}_i is the induced magnetization of particle i and $\vec{B}_i = \vec{B}_0 + \sum_{k \neq i}^{N_p} \vec{b}_{ki}$ the total magnetic field at the position of particle i , including both the applied field \vec{B}_0 and the total induced magnetic field $\vec{b}_i = \sum_{k \neq i}^{N_p} \vec{b}_{ki}$ from all other particles than i . Note that as we consider here the case of a homogeneous applied magnetic field \vec{B}_0 , there is no net force exerted by \vec{B}_0 on the magnetized particles and f_m^i is simply given by

$$\vec{f}_m^i = \left(\vec{M}_i \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{b}_i. \quad (3)$$

We recall that the dipolar magnetic field \vec{b}_{ki} generated by a particle k with magnetization \vec{M}_k at the position of particle i is given by

$$\vec{b}_{ki} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{3\vec{r}_{ki} \left(\vec{M}_k \cdot \vec{r}_{ki} \right)}{|\vec{r}_{ki}|^5} - \frac{\vec{M}_k}{|\vec{r}_{ki}|^3} \right) \quad (4)$$

where \vec{r}_{ki} is the separation vector between particle k and particle i . Considering the rapid decay of \vec{b}_{ki} with $|\vec{r}_{ki}|$, contributions to \vec{b}_i mostly come from the nearest neighbors, which in the initially compact pack are at a distance \vec{r}_{ki} commensurate with the particle diameter $d = 2r$ (although the orientation -repulsive or attractive- of the force changes depending on the position of the considered neighbors around particle i). As a consequence, the typical expected order of magnitude for $|\vec{b}_i|$ is given by $\mu_0 M / 4\pi r^3$, and considering Eqs. (1) & (3), the typical order of magnitude of the magnetic force is

$$\mathcal{O} \left(|\vec{f}_m^i| \right) \propto \frac{r^2 \chi_m^2 B_0^2}{\mu_0} \quad (5)$$

Based on these estimates, we can then define a dimensionless number Ψ comparing the amplitude of magnetic particle-particle magnetic force and gravity (including effect of buoyancy) acting on each particle:

$$\Psi = \frac{\chi_m^2 B_0^2}{\mu_0 r |\rho_p - \rho_w| g} \quad (6)$$

with ρ_p and ρ_w the density of the particles and of water respectively. We shall refer to Ψ as the *magnetic Bond* number.

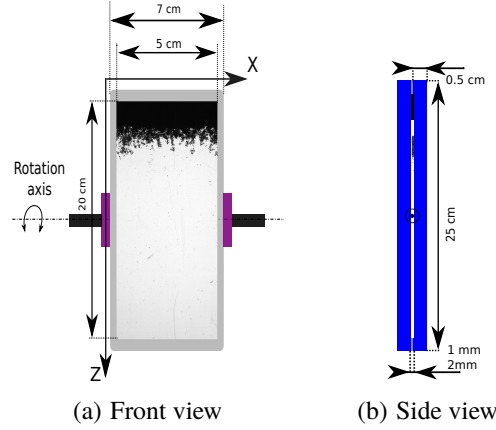


FIG. 2. *The Hele-Shaw cell.*

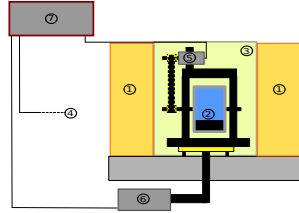


FIG. 3. Experimental setup : 1-coils, 2-Hele-Shaw cell, 3-LED panel, 4-High speed Camera, 5-stepper motor, 6-vibrator pot, 7-Raspberry-Pi.

II. EXPERIMENTAL SETUP

Experiments were performed in a sealed Hele-Shaw cell (200 mm in height, 50 mm in width, with a gap of 1 mm), filled with distilled water and paramagnetic particles. A small amount of surfactant (Sodium dodecyl sulfate) is also added to stabilize the solution and to prevent aggregation of the particles. Fig.-2 shows a schematic of the cell and a typical recorded image of settling particles. The gap of the Hele-Shaw cell is fixed by a thin (1 mm in thickness) internal plastic frame clamped between two plexiglass plates. Two pivots screwed on the sides of the cell at mid-height allow to rotate the cell.

As particles, we used 250 μm (in diameter) polythene (PE) micro-spheres, with density $\rho_p = 1.2 \text{ g.cm}^{-3}$ doped with iron oxyde (FeO) in order to be paramagnetic (BKPMS particles from *Cospheric LLC, Santa Barbara, CA USA*). We have determined their magnetic susceptibility χ_m from a SQUID magnetometer measurement on individual particles, carried at the CML (Center of Magnetometry of Lyon), leading to a value $\chi_m \simeq 4.2 \cdot 10^{-3}$.

Two coils in Helmholtz configuration surround the cell in order to apply a homogeneous hor-

horizontal magnetic field \vec{B}_0 , parallel to the x axis, aligned with the width of the cell (Fig. 3). The coils are driven with a 10 kW power supply (*Danfysik System 9100*). When fed by the maximum available current, a rapid increase of the coils temperature is observed, requiring an efficient cooling using a dedicated recirculation of cold water. The maximum amplitude of the applied magnetic field is $B_0^{max} \approx 0.12$ T.

In order to carry a systematic investigation with good statistical convergence, for a given value of the applied magnetic field, of the order of 50 sedimentation experiments are repeated with the same initialization protocol. For a good reproducibility of experimental conditions, the setup is fully automatized, the rotation been ensured by a stepper motor controlled from a Raspberry Pi nano-computer with a pre-programmed cycle. Special care has been taken to properly condition the initial pack of particles in between rotations in order to have a particle-bed/water interface as flat and horizontal as possible before each rotation. This is achieved by applying to the celle several rapid oscillations and simultaneously vibrating the cell with an electrodynamic shaker. This optimal pack conditioning protocol is also automatized (and is part of the global rotation cycle controlled by the nano-computer) what warrants that the exact same protocol is applied for every experiment. Note that in spite of this care, the initial compaction of the particle bed may still present some variations from one realization to another. To limit any bias due to such variations of initial conditions, we remove from the ensemble of realizations those for which the initial height of the particle bed deviates from the average height by more than 10%. This ensures considering realizations with almost identical initial compaction. As a consequence of this selection, of the order of 15% of the realizations are dropped.

Measurements are based on high-speed backlight imaging of the cell, which is illuminated from behind by a LED panel. Recordings are performed using a high speed camera (*Flare 2M360-CL from IO Industries*) operated with a resolution of 2048×1088 pixels at a frame rate of 300 fps. The starting of the recordings is triggered by the controller nano-computer and is synchronized with the rotation cycle.

III. EXPERIMENTAL RESULTS

We present in this section results on the *liquefaction* rate of the *solid* phase and the simultaneous growth of the *liquid* phase of the suspension in the early stage of the sedimentation, right after the

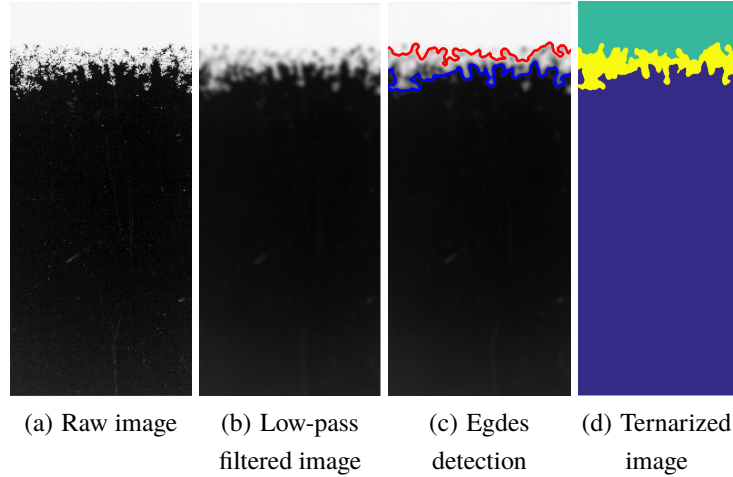


FIG. 4. Successive steps of image processing to determine the *solid* phase (upper green area in fig.(d)) and *liquid* phase (middle yellow area in fig.(d)) of particles starting from the raw image (fig.4a).

cell reaches its vertical position. To quantitatively address these questions we use image processing tools to detect the *solid-liquid* and *liquid-water* interfaces.

A. Edge detection & area calculation

The successive image processing steps are illustrated in Fig. 4 (note that, compared to previous figures, negative images are shown, particles appear now as bright).

Fig. 4(a) shows a raw image, where the *solid* phase appears as a continuous bright region on the top whereas the *liquid* phase is characterized by some fragmentation of the intensity pattern below. We first apply a Gaussian low-pass filter in order to blur the image in the liquid phase: as a result (i) nearby particles in the fragmented region become connected and (ii) the locally smoothed intensity in the *liquid* region decreases as shown in Fig. 4(b). We use a Gaussian convolution kernel with a width of 1.5 particle diameter in order to reconnect the fragmented areas up to this scale. Few blobs of particles separated by more than 1.5 d can still be present; those will be considered as having already left the *liquid* phase and are excluded from the detection. Note that the Gaussian filtering has no major effect on the *solid* phase region of the image which has constant and homogeneous intensity. Then, two successive thresholdings of the image are operated. The first uses a relatively low threshold chosen in order to keep all the particles (non-dark pixels) in both the *solid* and *liquid* phases. An edge detection algorithm is then run on the binarized image to determine the *liquid-*

water interface (blue line in Fig. 4(c)). The second thresholding uses a higher value of the threshold, chosen to keep only the bright pixels in the continuous region corresponding to the *solid* phase. Another edge detection then retrieves the *solid-liquid* interface (solid red line in Fig. 4(c)). The two different binarized images can also be combined to create a ternarized image showing the *solid* phase (upper green region in Fig. 4(d)), the *liquid* phase (middle yellow region in Fig. 4(d)) and water (lower blue region Fig. 4(d)).

This image processing sequence is performed for all frames of each recording, in order to monitor the time evolution of the areas $A_s(t)$ and $A_l(t)$ of the *solid* and *liquid* phases respectively. In the sequel, for a given experiment (*i.e.* a given value of the applied magnetic field amplitude B_0) we investigate the time evolution of the *solid* and *liquid* phase areas ensemble-averaged over the full set of realizations:

$$\langle A_{s,l} \rangle (t) = \frac{1}{N_{movie}} \sum_{k=1}^{N_{movie}} A_{s,l}^k(t - t_{0,k}), \quad (7)$$

with N_{movie} the total number of movies (realizations) recorded for each experiment ($N_{movie} \gtrsim 40$ for each value of applied magnetic field amplitude B_0). Note that k denotes the frame number corresponding to time t for each movie, where the reference time $t_{0,k}$ to the instant where the cell reaches its vertical orientation after each rotation. For the sake of clarity, we shall omit from now the average brackets when presenting the results and simply refer to $A_{s,l}(t)$ for the ensemble-averaged areas of the *solid* and *liquid* phases.

B. Liquefaction dynamics and particle concentration

1. Evolution of solid and liquid phases

Fig. 5(a) shows the time evolution of the *solid* phase area $A_s(t)$ for the case without any applied magnetic field ($B_0 = 0$ G) and for the case with $B_0 = 800$ G ($\Psi \simeq 0.26$). A common pattern can be seen where after a short period (of the order of 300 ms) with almost no apparent evolution, a rapid decrease of $A_s(t)$ occurs followed by a slower linear decrease. A first visible impact of the magnetic field appears in the long term behavior, where we see that the *solid* phase *liquefies* slower in the presence of an applied magnetic field. At $t = 3$ s we observe indeed that the remaining area of *solid* phase is the largest for $B_0 = 800$ G and the smallest when no magnetic field is applied.

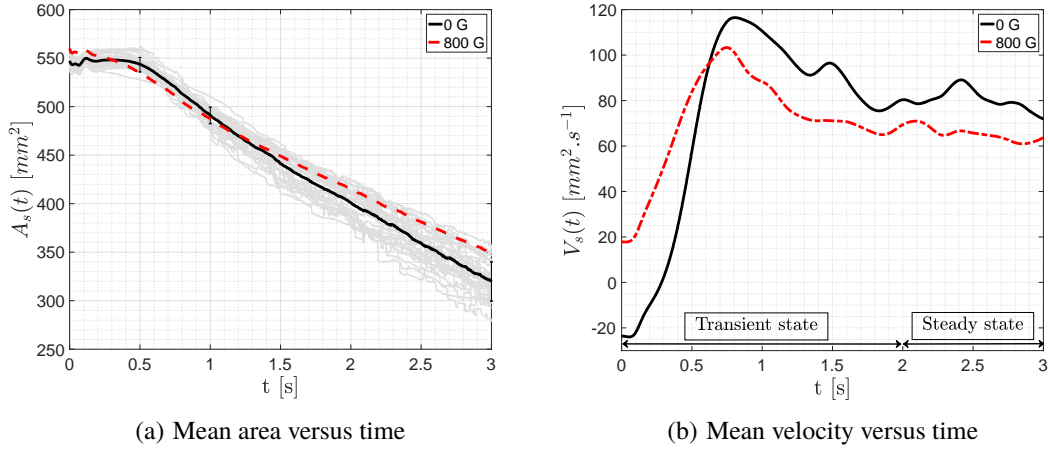


FIG. 5. (a) Averaged time evolution of the solid area without any applied magnetic field (solid black line) and with an applied field with amplitude $B_0 = 800$ G (dashed red line, corresponding to a magnetic Bond number $\Psi \simeq 0.26$). To illustrate the averaging procedure, the light gray lines represent the individual time evolution of the solid area for 50 independent realizations for the case without any applied magnetic field. The solid black line correspond to the average of the light gray lines. The bars at 0.5 s, 1 s and 3 s indicate the standard deviation among the 50 realizations at each of these instants. (b) Time evolution of the *liquefaction* velocity for $B_0 = 0$ G (solid black line) ; $B_0 = 800$ G (dashed red line).

In order to further characterise the influence of the magnetic field on the acceleration/deceleration of *liquefaction* we introduce the *liquefaction rate*:

$$V_s(t) = -\frac{dA_s(t)}{dt}. \quad (8)$$

Note that V_s has units of m^2s^{-1} . Fig. 5(b) shows the time evolution of the *liquefaction* rate. Two regimes are clearly visible: after a short transient with a rapid increase of the *liquefaction* rate followed by a local maximum, the a constant asymptotic terminal value V_s^∞ is reached. It can be noted that in spite of the large number of recorded movies for each experiment, while the raw curves for $A_s(t)$ appear relatively smooth and well converged, their derivative still exhibit some visible noise. We therefore estimate V_s^∞ by averaging $V_s(t)$ typically on the time interval $t \in [2 \text{ s} - 3 \text{ s}]$. Equivalently, we can estimate the terminal *liquefaction* rate from a linear fit of the long term trend of $A_s(t)$.

During the initial transient phase we can notice the presence of the small peak at very short time (around $t \approx 150$ ms), reminiscent of a small damped oscillation of the cell when it stops at its final vertical position just after the rotation. In the subsequent increase of the *liquefaction* rate a systematic trend can be observed where the larger the magnetic field, the larger the *liquefaction*

rate. The mild overshoot preceding the terminal regime occurs at a similar time $t \approx 0.7$ s regardless of the amplitude of the magnetic field, although it seems slightly more peaked as the amplitude of the magnetic field increases.

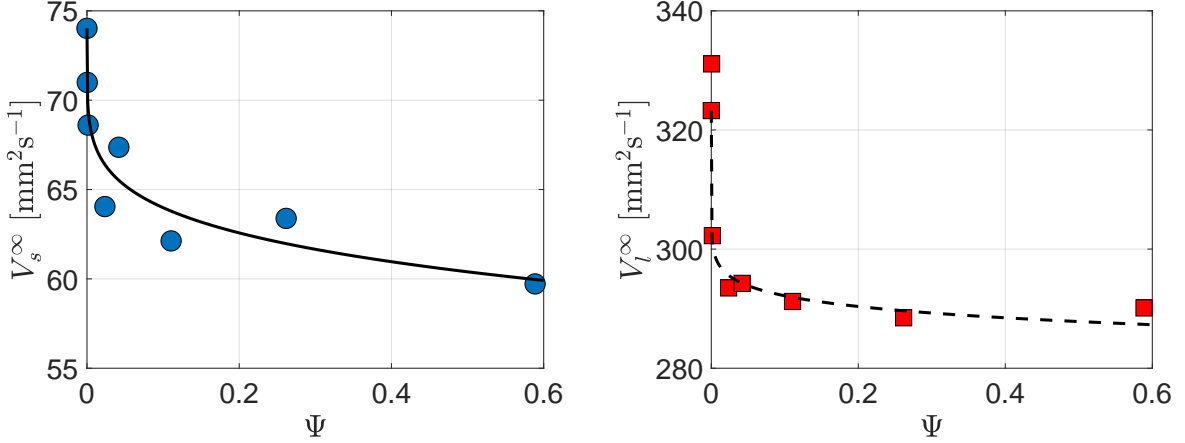


FIG. 6. (a) Terminal *liquefaction* rate of the *solid* phase as a function of the amplitude of the magnetic Bond number, representing the amplitude of the applied magnetic field. The dot-dashed line represent the power law trend in eq. 10 with $a_s = 0.54 \pm 0.2$ and $b_s = 0.19 \pm 0.08$. (b) Terminal growth rate of the *liquid* phase as a function of the magnetic Bond number. The dot-dashed line represent the power law trend in eq. 10 with $a_l = 0.17 \pm 0.05$ and $b_s = 0.08 \pm 0.04$.

Concerning the terminal *liquefaction* regime, Fig. 6(a) shows the *liquefaction* average terminal rate V_s^∞ as a function of the magnetic Bond number. In agreement with the qualitative observed trend of $A_s(t)$, we see that, in spite of some scatter, the terminal *liquefaction* rate of the *solid* phase globally decreases when the magnetic field increases.

A similar analysis has been performed for the growth of the *liquid* phase, defining the *liquid* growth rate as:

$$V_l(t) = \frac{dA_l(t)}{dt}. \quad (9)$$

Fig. 6(b) shows the *liquid* average terminal growth rate as a function of the magnetic Bond number. Trends similar to those of the *liquefaction* of the *solid* phase are observed, with a global decrease of the *liquid* growth rate as the magnetic field increases.

The observed trends for the *solid* and the *liquid* phases show consistently that as the magnetic field amplitude increases, the *solid* phase is stabilized (in the sense that it *liquefies* slower) while the *liquid* phase is less supplied with particles and hence it also grows slower. To further characterize the trends of the terminal liquefaction rate of the *solid* phase and the terminal growth rate of the

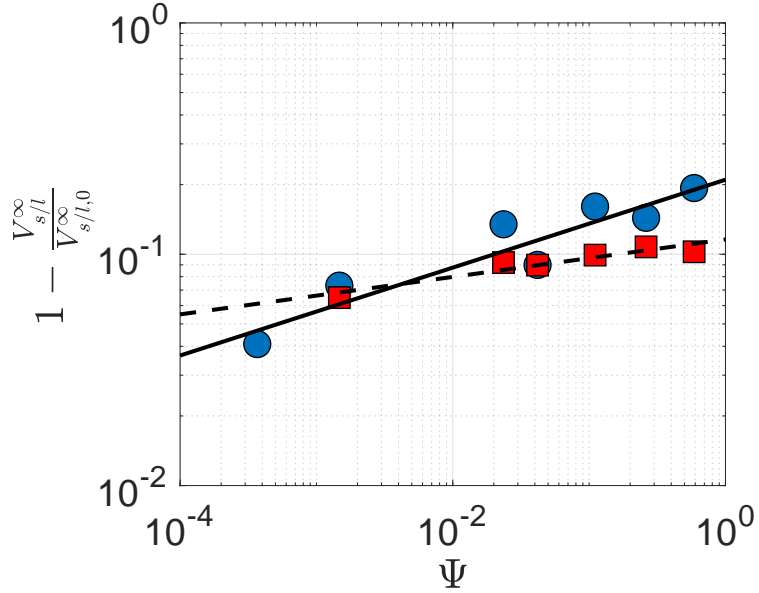


FIG. 7. Relative liquefaction (for the *solid* phase, blue circles (\circ)) and growth rate (for the *liquid* phase, red squares(\square)) as a function of the magnetic Bond number. Dot-dashed and solid lines correspond to the power-law fit (10).

liquid phase, we introduce the relative terminal rates defined respectively as $1 - V_s^{\infty}/V_{s,0}^{\infty}$ and $1 - V_l^{\infty}/V_{l,0}^{\infty}$ where the subscript 0 indicates the values when no magnetic field is applied ($B_0 = 0$). Fig. 7 shows a log-log representation of the relative terminal rates as a function of the magnetic Bond number Ψ . For both the *solid* and the *liquid* phase, the trends are reasonably fitted by a power law such that

$$1 - \frac{V_{s/l}^{\infty}}{V_{s/l,0}^{\infty}} = a_{s/l} \Psi^{b_{s/l}}, \quad (10)$$

with

$$a_s = 0.21 \pm 0.08, \quad b_s = 0.19 \pm 0.08 \quad (11)$$

and

$$a_l = 0.12 \pm 0.01, \quad b_l = 8.1 \cdot 10^{-2} \pm 0.04. \quad (12)$$

These trends reveal that the influence of the magnetic field is significantly stronger in hindering the liquefaction of the *solid* phase, than in hindering the growth rate of the *liquid* phase. This could be expected considering that in the more dilute *liquid* phase the inter-particle distance is

larger than in the compact *solid* phase where particles are in contact with each other. The induced magnetic particle-particle interactions are then reduced in the *liquid* phase which is indeed found to be marginally affected by the applied magnetic field. An interesting question then concerns the evolution of the particle concentration (and hence of the inter-particle distance) in the *liquid* phase. This particle concentration results from the balance between the particles being supplied from the *liquefaction* of the *solid* phase and of the growth with time of the *liquid* area $A_l(t)$ as the *liquid* phase develops. We investigate this balance in the next sub-section.

2. Particle concentrations in the solid and liquid phases

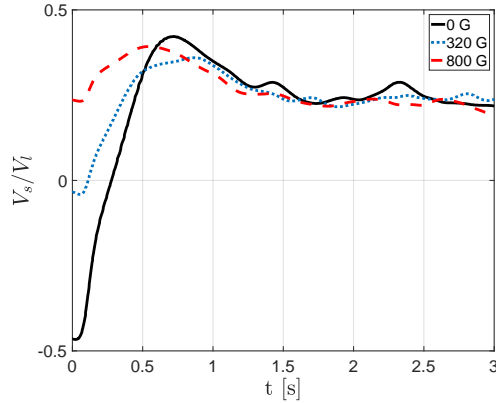


FIG. 8. Evolution with time of the *solid* to *liquid* rate ratio. In the terminal steady state, the *solid* to *liquid* rate ratio reaches an asymptotic value of the order of 0.25, independent of the magnetic field amplitude, indicating that the *liquid* phase is about four times more dilute than the *solid* phase.

Let ρ_l and ρ_s be the particle concentration (number density) in the *liquid* and the *solid* phase respectively. The particle concentration ρ_s in the *solid* phase is assumed to be constant and fixed by the compacity of the initial pack. Initially, the *liquid* phase is empty and emerges when the *solid* phase starts *liquefying*. The particle concentration in the *liquid* phase is therefore expected to have a non-trivial time evolution.

Keeping in mind that the cell is sealed, and hence the total number N_p of particles remains constant, the density in both phases can be directly related to the rates of *liquefaction* of the *solid* phase V_s and the rate V_l at which the *liquid* phase grows. Assuming that all particles remain either in the *liquid* or the *solid* phase (this approximation neglects the few particle blobs eventually detaching from the *liquid* phase) and that the concentration within each phase is relatively homogeneous, we

can indeed write

$$N_p = \rho_l(t)A_l(t) + \rho_s(t)A_s(t). \quad (13)$$

The conservation of the total number of particles then imposes $dN_p/dt = 0$ which, considering Eq. 13 and assuming that ρ_s remains constant, leads to

$$\frac{V_s(t)}{V_l(t)} = \Gamma_{ls}(t) + \frac{d\Gamma_{ls}(t)}{dt} \frac{A_l(t)}{V_l(t)}, \quad \text{with} \quad \Gamma_{ls}(t) = \frac{\rho_l(t)}{\rho_s(t)}. \quad (14)$$

This relation directly links the *liquid to solid* concentration ratio Γ_{ls} to the corresponding areas and growth rates and in particular to the *solid to liquid* rate ratio $V_s(t)/V_l(t)$, which is represented in Fig. 8. In principle, Eq. 14 is a simple differential equation for Γ_{ls} with empirically known time dependent coefficients ($V_s(t)/V_l(t)$ and $A_l(t)/V_l(t)$, which are directly accessible from the measurements), from which we could derive the time evolution of Γ_{ls} . We focus here though on the long term asymptotic behavior, where the ratio $V_s(t)/V_l(t)$ is constant, and found to be of the order of $V_s^\infty/V_f^\infty \approx 0.25$ independently of the amplitude of the applied magnetic field (see Fig. 8). In this stationary regime, the solution of Eq. 14 is $\Gamma_{ls}^\infty = V_s^\infty/V_f^\infty$, hence $\Gamma_{ls}^\infty \approx 0.25$ independently of the amplitude of the applied magnetic field. This means that the *liquid* phase is about four times more dilute than the *solid* phase, and that the particle average concentration in the *liquid* phase is not affected by the presence of the magnetic field.

IV. DISCUSSION AND CONCLUSION

Our experiments reveal that, even if the magnetic Bond numbers investigated in the present study remains relatively low (not exceeding 0.6), measurable effects are still observed regarding the impact of an applied magnetic field on the decompaction rate under gravity of a pack of paramagnetic particles. Overall the influence of an increasing magnetic field on the decompaction of the *solid* pack exhibit several interesting features :

- In the initial phase, the *liquefaction* is accelerated in presence of the magnetic field;
- The terminal *liquefaction* rate is on the contrary reduced by the magnetic field and so is the growth rate of the *liquid* phase, although the impact of the magnetic field on the *liquid* phase remains marginal;

- The terminal concentration of the *liquid* phase is about a quarter that of the *solid* phase and does not depend on the applied magnetic field.

Some features of these trends can be qualitatively interpreted in terms of magnetic induced interactions between the particles in the *solid* phase. The reduction of the terminal *liquefaction* rate with magnetic field suggests a stabilizing effect of the magnetic field on the *solid* pack. A possible interpretation of this could be the formation of chain-forces of particles sustained by attractive magnetic interactions reinforcing the global cohesion of the pack of particles. The origin of the initial acceleration of the decompaction is less clear. It may result from the vertical repulsion between parallel induced dipoles from successive layers in the initially compact *solid* phase which could promote the initial destabilization of the *solid*-water interface. Thus loosen, particles in the interface could then self-organize to form the stabilizing chain-forces aforementioned. Finally, the independence of particles concentration in the *liquid* phase very likely reveals that when the particles are sufficiently dilute the typical inter-particle distance is so that the magnetic interaction between induced dipoles becomes negligible compared to gravity and hydrodynamic interaction. In such situation, the magnetic field then is not expected to have any significant impact on the inner structure of the dilute *liquid* phase.

This final observation suggests that paramagnetic particles as the one investigated here are very likely not good candidates regarding the original motivation of the present work, aiming at using such magnetic particles in laden turbulent flows to model interacting particles with tunable interactions, as the interactions will be too weak (unless going to extremely dense seedings) compared to hydrodynamic forces. Regarding this aspect related to turbulent particle-laden flows, using ferromagnetic particles (rather than paramagnetic) shall allow to reach magnetic Bond numbers of the order of unity at reasonable seeding densities.

The study of paramagnetic particles still deserves however further developments. The proposed qualitative scenario for the decompaction process investigated in the present work suggests indeed that most of the action of the magnetic field affects primarily the *solid* phase and the *solid-liquid* interface, while the *liquid* phase itself remains mostly insensitive to the applied field. One could then expect a clear signature of the magnetic field on the fingering (Rayleigh-Taylor like) instability occurring in the early stage of the decompaction at the interface between the *solid* phase and the water. The scenario where the magnetic field would tend to increase the cohesion of the pack by magnetically induced chain-forces can be expected to act as an enhanced effective surface tension

of the interface, with a possible stabilizing effect regarding the fingering instability. In the continuity of the present study, we would like to investigate the fingering instability, by a systematic investigation of the structure and the dynamics of the *solid-liquid* interface (in order to extract information on the wavelength and growth rate of the instability) as a function of the amplitude of the applied magnetic field.

V. ACKNOWLEDGMENTS

This work benefited from the financial support of the Project IDEXLYON of the University of Lyon in the framework of the French program "Programme Investissements d'Avenir" (ANR-16-IDEX-0005). We would also like to thank Damien Leroy for helping us with the SQUID measurements to determine the magnetic susceptibility of our particles.

REFERENCES

- ¹R. A. Bagnold. Experiments on a Gravity-Free Dispersion of Large Solid Spheres in a Newtonian Fluid under Shear. *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **225**, (1954).
- ²G. K. Batchelor. Sedimentation in a dilute dispersion of spheres. *J. Fluid Mech.*, **52**, (1972).
- ³G. K. Batchelor and R. W. Janse Van Rensburg. Structure formation in bidisperse sedimentation. *J. Fluid Mech.*, **166**, (1986).
- ⁴M. Bourgoïn, J.-F. P., and R. Volk. Lagrangian methods in experimental fluid mechanics. In Thomas von Larcher and Paul D. Williams, editors, *Modeling Atmospheric and Oceanic Flows: Insights from Laboratory Experiments and Numerical Simulations*. (2014).
- ⁵M. Bourgoïn and H. Xu. Focus on dynamics of particles in turbulence. *New J. Phys.*, **16**, (2014).
- ⁶E Calzavarini, Romain Volk, Mickael Bourgoïn, E Leveque, J F. Pinton, and F Toschi. Acceleration statistics of finite-sized particles in turbulent flow: the role of Faxen forces. *Journal of Fluid Mechanics*, 630:179–189, 2009.
- ⁷H. M. Jaeger and S. R. Nagel. Granular solids, liquids, and gases. *Rev. Mod. Phys.*, **68**, (1996).
- ⁸A. Lange, M. Schröter, M. A. Scherer, A. Engel, and I. Rehberg. Fingering Instability in a Water-Sand Mixture. *Eur. Phys. J. B*, **484**, (1997).
- ⁹M. R. Maxey and J. J. Riley. Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Phys. Fluids*, **26**, (1983).

- ¹⁰N. M. Qureshi, U. Arrieta, C. Baudet, A. Cartellier, Y. Gagne, and M. Bourgoïn. Acceleration statistics of inertial particles in turbulent flow. *Eur. Phys. J. B*, **66**, (2008).
- ¹¹N. M. Qureshi, M. Bourgoïn, C. Baudet, A. Cartellier, and Y. Gagne. Turbulent transport of material particles: An experimental study of finite size effects. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, (2007).
- ¹²J. W. S. Rayleigh. Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. *Proc. London Math. Soc.*, **14**, (1883).
- ¹³G. Taylor. The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Planes. I. *Proc. R. Soc. London.*, ser. A **201**(1065):192–196, (1950).
- ¹⁴F. Toschi and E. Bodenschatz. Lagrangian Properties of Particles in Turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **41**, (2009).
- ¹⁵M. Uhlmann. An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows. *J. Comp. Phys.*, **209**, (2005).
- ¹⁶M. Uhlmann and A. Chouippe. Clustering and preferential concentration of finite-size particles in forced homogeneous-isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.*, **812**, (2017).
- ¹⁷J. Vinningland, Ø Johnsen, E. Flekkøy, R. Toussaint, and K. Måløy. Experiments and simulations of a gravitational granular flow instability. *Phys. Rev. E*, **76**, (2007).
- ¹⁸R. Volk, E. Calzavarini, G. Verhille, D. Lohse, N. Mordant, J.-F. Pinton, and F. Toschi. Acceleration of heavy and light particles in turbulence: Comparison between experiments and direct numerical simulations. *Physica D*, **237**, (2008).
- ¹⁹C. Völtz, W. Pesch, and I. Rehberg. Rayleigh-Taylor instability in a sedimenting suspension. *Phys. Rev. E*, **65**, (2001).