

# Sédimentation de particules en écoulement tourbillonnaire : effets collectifs et anisotropie

**B. MARCHETTI, D. LOPEZ, L. BERGOUGNOUX, E. GUAZZELLI,  
G. BOUCHET**

Aix Marseille Université, CNRS, IUSTI UMR 7343, 13453 Marseille, France  
laurence.bergougnoux@univ-amu.fr

## Résumé :

*Les écoulements de particules sont présents dans un grand nombre de processus naturels ou industriels. Dans bien des cas, la sédimentation des particules est un phénomène dominant, complexe et fascinant, qu'il est important de contrôler et de comprendre de façon fondamentale. De nombreuses avancées ont été réalisées à bas nombres de Reynolds (sans inertie) mais le régime inertiel et turbulent n'a reçu que peu d'attention. L'objet de cette communication est l'étude de la sédimentation de particules à travers un écoulement constitué d'un réseau bidimensionnel de tourbillons. Après avoir analysé la sédimentation d'une particule sphérique isolée, nous nous intéressons, d'une part, au cas d'une fibre isolée, et, d'autre part, au cas d'un nuage de sphères.*

## Abstract:

*The dynamics of solid particles suspended in a fluid are a complex and fascinating problem of fluid mechanics, with applications in environmental and industrial processes, where sedimentation plays a central and fundamental role. Many advances have been made at low Reynolds numbers (without inertia) but the inertial and turbulent regimes have received poor attention. This communication deals with the sedimentation of particles on a flow of a two-dimensional array of vortices. After the case of the sedimentation of a single spherical particle, we focus on the case of a single fiber, and, secondly, on the case of a cloud of spheres.*

**Mots clefs : sédimentation, tourbillons, électro-convection, nuage de  
particules, fibres**

## 1 Introduction

Les écoulements de particules sont présents dans un grand nombre de processus naturels ou industriels. Les transports de sédiments dans les rivières et estuaires, de polluants dans l'atmosphère, la bioconvection du zooplancton, les courants de gravité et de turbidité près des rivages côtiers, les

écoulements pyroclastiques lors d'éruptions volcaniques en sont quelques exemples dans le domaine de l'environnement. Dans l'industrie, les procédés impliquant des écoulements de particules sont très nombreux : réacteurs à lits fluidisés, traitement des eaux, industries agroalimentaires, pharmaceutiques et cosmétiques. Dans tous ces exemples, la sédimentation des particules est un phénomène dominant, complexe et fascinant, qu'il est important de contrôler et de comprendre de façon fondamentale.

De nombreuses avancées ont été réalisées à bas nombres de Reynolds (sans inertie) [1, 2, 3, 4]. Mais le régime inertiel et turbulent n'a reçu que peu d'attention, tant du côté expérimental [5, 6] que du côté de la simulation numérique [7, 8, 9]. Les quelques travaux existants semblent suggérer une vitesse moyenne de sédimentation supérieure à la vitesse terminale de chute d'une particule et des régions plus concentrées dans les zones de faible vorticité. Mais cela reste à confirmer et une étude plus poussée de la structure de la suspension reste à faire.

Nous nous proposons ici d'étudier les effets collectifs entre particules sédimentant sous l'effet de la gravité en présence d'un écoulement 'turbulent' bidimensionnel. Comme nous le verrons plus tard, nous entendons par écoulement 'turbulent', un écoulement constitué d'un réseau de tourbillons crées par électro-convection dont nous contrôlons la position, la taille et la vitesse. Dans un premier temps, nous nous intéressons au cas d'une particule solide isolée, sphérique puis anisotrope ; dans un second temps, nous étudions le cas d'un nuage de particules sphériques.

## 2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (fig. 1) est constitué d'une cuve en PLEXIGLAS® de 400 x 60 x 500 mm<sup>3</sup> (LxPxH). Cette cuve est remplie d'une solution aqueuse d'acide citrique dont on fera varier la concentration afin d'ajuster les propriétés du fluide (masse volumique, viscosité et conductivité électrique). A l'aide de deux électrodes en carbone immergées de part et d'autre de la cuve, nous faisons circuler un courant continu de faible intensité à travers l'électrolyte (flèches vertes pointillées sur la figure 1). Enfin, un réseau d'aimants permanents (dont nous pouvons contrôler à la fois la taille, la position et l'intensité du champ magnétique) est placé contre la paroi arrière (fine) de la cuve, le champ magnétique, normal à la paroi, étant dirigé alternativement dans un sens puis dans l'autre (flèches noires). Le champ magnétique ainsi constitué, couplé au champ électrique, permet de générer, au sein du fluide, un réseau de forces de Laplace (flèches rouges), toutes dirigées suivant la direction de la gravité, mais orientées alternativement vers le haut ou vers le bas.

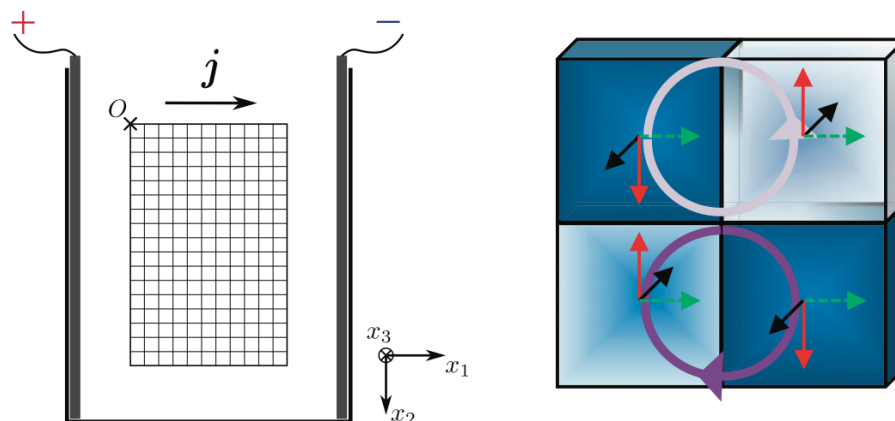


FIG. 1 – Dispositif expérimental et schéma agrandi du réseau de forces de Laplace. Les électrodes sont immergées de part et d'autre de la cuve ; les aimants sont placés contre la paroi arrière de la cuve ; le fluide, ensemené, est éclairé dans le plan  $(x_1, x_2)$  par une tranche Laser.

Ces forces de Laplace génèrent des écoulements de cisaillement qui, en raison du confinement créé par le réseau d'aimants, donnent naissance à un réseau de tourbillons, dont la taille est contrôlée par la distance entre les aimants et dont l'intensité est contrôlée par le champ magnétique des aimants permanents, l'intensité du courant électrique et la viscosité du fluide. La génération d'écoulement tourbillonnaire par électro-convection sur de faibles épaisseurs fût, entre autre, utilisée pour des études menées sur la turbulence 2D [11].

Ce réseau de tourbillons contrarotatifs a été caractérisé par PIV [12]. Nous avons mis en évidence un écoulement tourbillonnaire avec un réseau de points d'arrêt. Proche de ces points d'arrêt, l'écoulement peut être considéré comme élongationnel, alors qu'au centre des tourbillons, il peut être considéré comme purement rotationnel. A très bas nombre de Reynolds  $Re_k$  (basé sur la vitesse max du tourbillon, son diamètre et la viscosité cinématique du fluide), cet écoulement tourbillonnaire est très bien décrit par le modèle du tourbillon de Taylor-Green, comme on peut le voir sur les fig. 2a et 2b. Des écarts apparaissent lorsque le nombre de Reynolds augmente (fig. 2c) mais l'écoulement reste stationnaire tant que  $Re_k$  reste inférieur à 15.

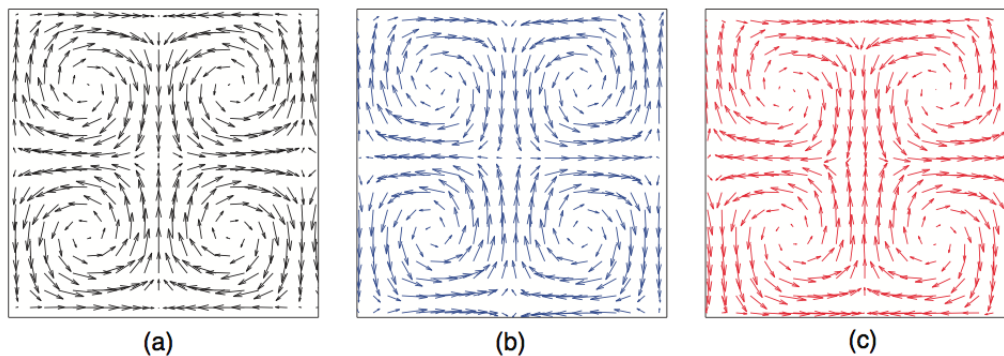


FIG. 2 – Comparaison de l'écoulement tourbillonnaire généré par électro-convection avec le modèle du tourbillon de Taylor-Green. Champ de vitesse ( $u_1, u_2$ ) du modèle (a), obtenu par PIV à  $Re_k \approx 0.3$  (b) et  $Re_k \approx 8$  (c).

L'écoulement généré est quasi-bidimensionnel dans le plan  $(x_1, x_2)$ . Cependant, un faible écoulement tridimensionnel apparaît quand le nombre de Reynolds devient significativement plus grand que l'unité. C'est ce que l'on peut observer sur la fig. 3 qui montre un champ de vitesse obtenu par PIV dans le plan  $(x_1, x_3)$  situé sur l'arête entre deux aimants, à  $Re_k \approx 7$ . La vitesse  $u_3$  (normale au plan des aimants) est beaucoup plus faible que la vitesse max des tourbillons ( $u_1$  ou  $u_2$ ), et ses maxima sont situés loin du plan des aimants.

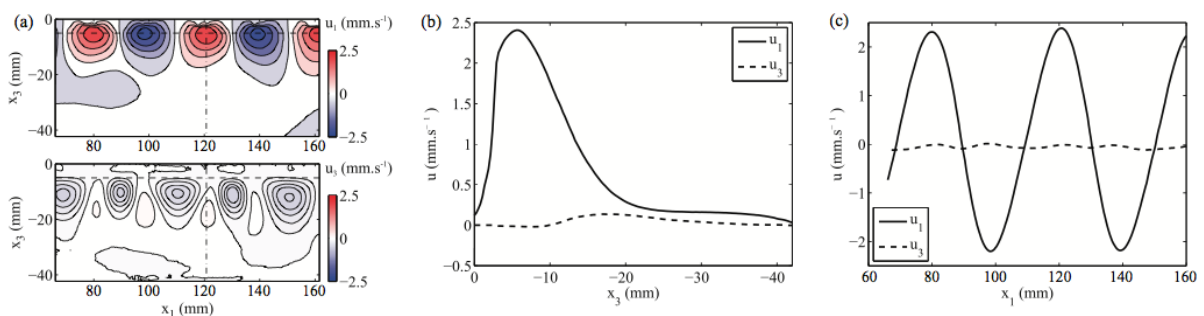
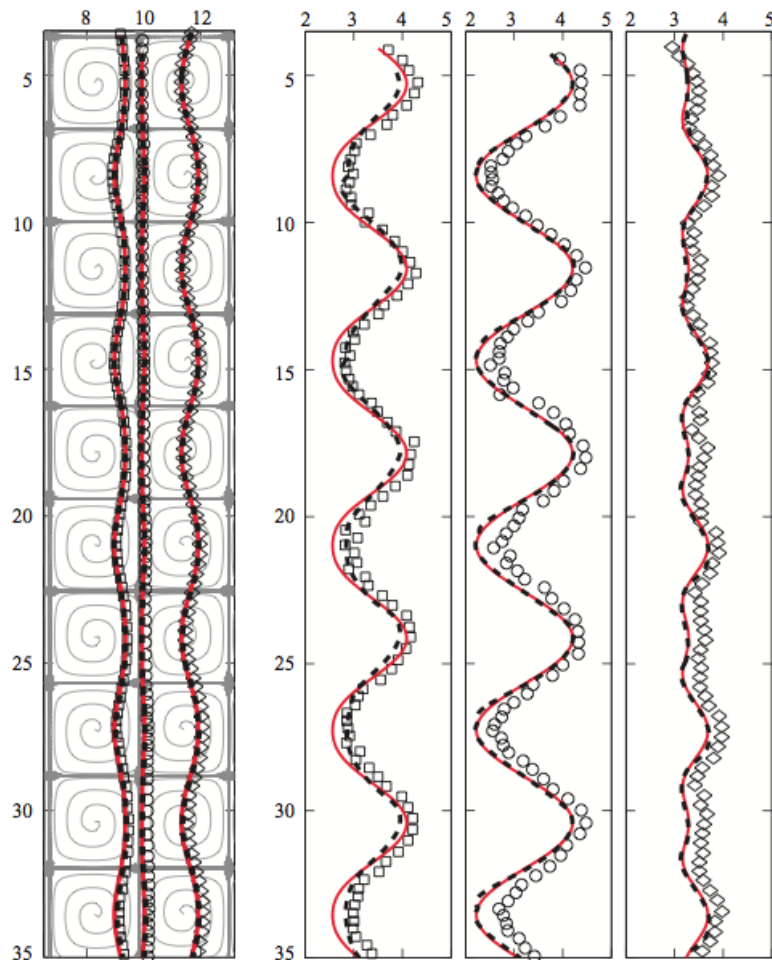


FIG. 3 – (a) Vitesses  $u_1$  et  $u_3$  obtenues par PIV dans le plan  $(x_1, x_3)$  situé entre deux rangées d'aimants. (b) Evolution des vitesses en fonction de la distance au plan des aimants (en  $x_1=120$  mm). (c) Evolution des vitesses le long des aimants à  $x_3=-5$  mm, soit à 7 mm du plan des aimants.

Dans la suite, nous avons travaillé dans le plan situé à 7 mm du plan des aimants, ce qui correspond à l'endroit où l'intensité des tourbillons est la plus forte (les vitesses  $u_1$  et  $u_2$  y sont maximales) et où la vitesse  $u_3$  est la plus faible (elle y est quasi-nulle). Ainsi, les trajectoires des particules en sédimentation seront examinées dans ce plan vertical, où l'écoulement peut être considéré comme 2D dans la gamme  $0.3 \leq Re_k \leq 8$  étudiée.

Les particules sont introduites par le haut de la cuve à l'aide d'un tube de verre (pour les particules sphériques) ou d'une petite cavité équipée d'une fente (pour introduire les fibres en contrôlant leur position et leur inclinaison initiale). Le tube ou la cavité peuvent être déplacés afin d'introduire les particules à différents endroits au sein du réseau de tourbillons. Lors de leur sédimentation, les particules sont suivies par traitement d'images utilisant la transformée de Hough circulaire (qui permet de détecter le centre des particules ainsi que leur orientation dans le cas des fibres). Comme nous avons utilisé la même caméra pour réaliser les PIV et les suivis de particules, les coordonnées des particules permettent de positionner ces dernières avec précision et de les suivre au cours du temps lors de leur sédimentation à travers le réseau de tourbillons.

FIG. 4 – (partie gauche) Comparaison entre trajectoires expérimentales (symboles) et modélisation numérique (lignes pleines) pour des particules ayant une vitesse de chute proche de la vitesse maximale des tourbillons.  
(partie droite) Comparaison similaire sur la vitesse verticale (selon la gravité).



### 3 Sédimentation d'une particule sphérique isolée

Nous avons testé différentes combinaisons de particules et de fluides. Les particules utilisées sont des billes de PMMA de diamètres compris entre 1 et 2 mm. Pour chaque cas, nous avons comparé la trajectoire de la particule à une simulation numérique inspirée de l'équation modèle (dite équation de Boussinesq-Basset-Oseen) développée par Maxey [13] (fig.4). Nous avons montré [14] qu'à très petit



nombre de Stokes ( $<0.01$ ), le modèle se réduit simplement au régime de Stokes (dans lequel la vitesse de la particule est juste la somme de sa vitesse de Stokes (vitesse de chute) et de la vitesse locale du fluide – donnée par l'écoulement tourbillonnaire). A plus haut nombre de Stokes ( $<0.1$ ), la vitesse de la particule est toujours décrite comme la somme de la vitesse locale du fluide et de la vitesse de chute de la particule, mais cette fois-ci, comme le nombre de Reynolds de la particule est de l'ordre de l'unité, la force de traînée de la particule n'est plus égale à la traînée de Stokes mais devient non-linéaire et il est alors nécessaire de la décrire par une autre corrélation, comme celle de Schiller-Naumann.

Quand la vitesse de chute de la particule est plus grande que la vitesse locale du fluide, les trajectoires des particules deviennent verticales droites avec de légères modulations dues à l'écoulement tourbillonnaire (fig. 5a). Quand, au contraire, la vitesse de chute est petite devant la vitesse locale du fluide, les particules ne sédimentent plus mais sont momentanément piégées dans une cellule, puis dans une autre... (fig. 5b). Entre ces deux cas extrêmes, les trajectoires des particules présentent des oscillations plus ou moins fortes (fig. 5c et 5d). Dans cette gamme de nombres de Stokes, nous avons montré que les contributions de la masse ajoutée et de la force de Basset sont négligeables et que seules la traînée et la flottabilité jouent.

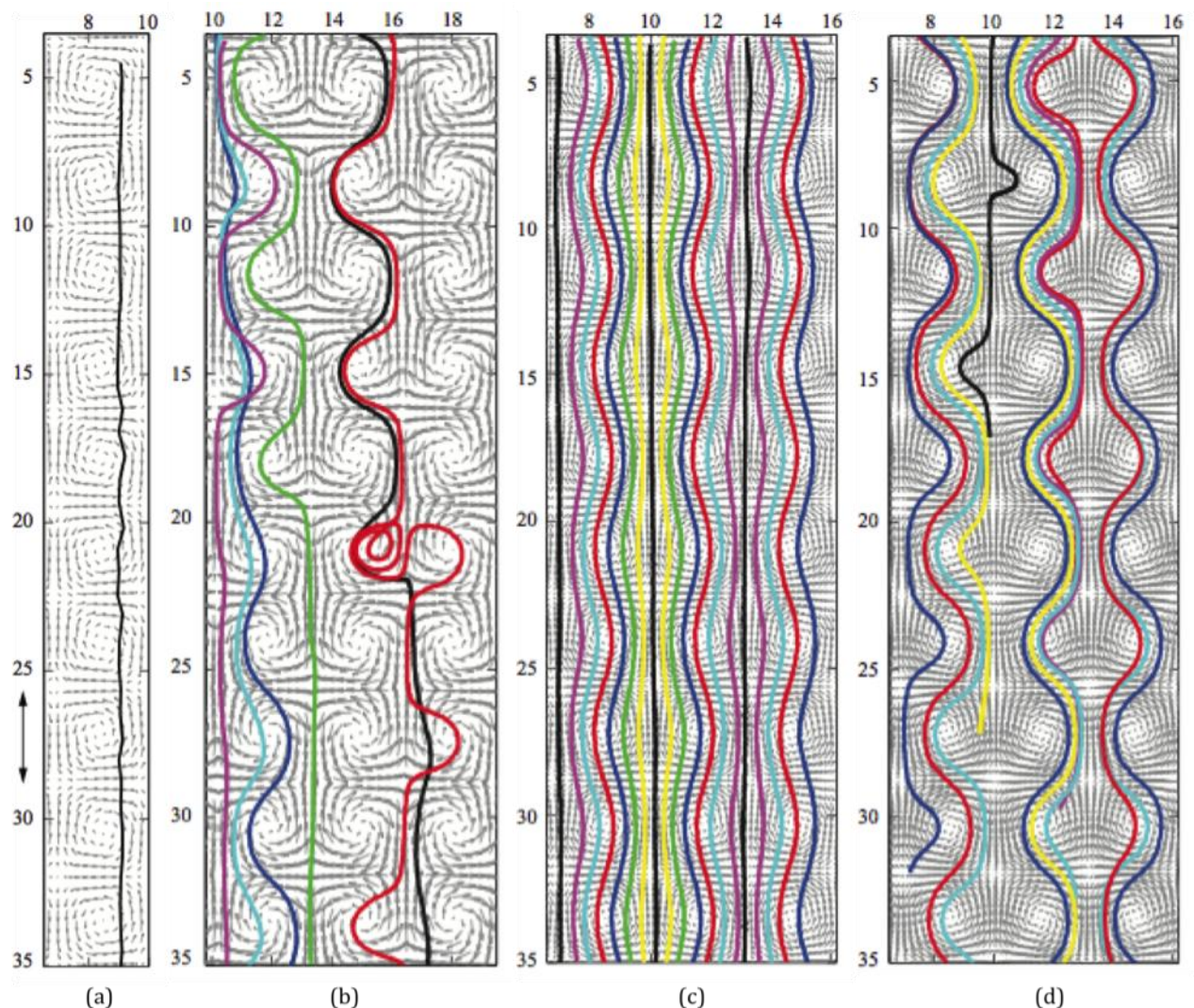
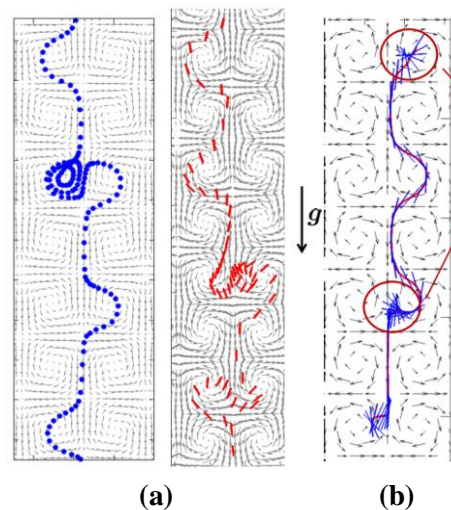


FIG. 5 – Trajectoires de particules sphériques isolées en sédimentation à travers un écoulement tourbillonnaire à nombres de Stokes faibles à modérés. Vitesse de chute de la particule (a) supérieure à la vitesse du fluide, (b) inférieure, (c) et (d) intermédiaire entre (a) et (b).

## 4 Sédimentation d'une particule anisotrope isolée

Nous nous sommes ensuite intéressés à la sédimentation d'une particule solide anisotrope isolée. Les particules utilisées sont des cylindres de nylon de rapport d'aspect égal à 10 (diamètre de 300  $\mu\text{m}$ , longueur de 3 mm). L'écoulement utilisé est le même que celui décrit précédemment. Nous avons utilisé le même modèle de trajectographie que précédemment, mais cette fois-ci, la vitesse de chute (qui dépend de l'orientation de la fibre) est calculée en utilisant le modèle de Jeffery (1922). Pour des sédimentations à très bas nombre de Reynolds (de particule), nous avons trouvé des trajectoires se rapprochant de celles observées dans le cas des sphères (fig. 6a), avec une alternance de zones dans lesquelles les fibres sont orientées selon l'écoulement, et des zones de 'flips' rapides (fig. 6b).

FIG. 6 – Trajectoires de particules en sédimentation à travers un écoulement tourbillonnaire. (a) Comparaison entre une particule sphérique (à gauche) et une fibre (à droite) à nombres de Reynolds et de Stokes comparables. (b) Alternance entre des zones de flips rapides (dans les cercles rouges) et des zones où la fibre est alignée le long de l'écoulement.



## 5 Sédimentation d'un nuage de particules sphériques

Enfin, nous nous sommes intéressés aux effets collectifs en étudiant la sédimentation d'un nuage de particules sphériques. Les particules sont des billes de Polystyrène de 600  $\mu\text{m}$  de diamètre. Elles sont initialement placées dans un tube de verre dont l'extrémité se trouve au cœur du réseau de tourbillons. Le nuage ainsi formé a un diamètre initial de l'ordre de 4 à 5 mm. Nous avons comparé le cas d'une sédimentation dans un fluide initialement au repos (fig. 7a) au cas d'une sédimentation à travers un réseau de tourbillons (fig. 7b). Nous avons montré que le nuage sédimente à une vitesse supérieure dans le réseau de tourbillons et que la dispersion des particules y est plus importante.

La modélisation numérique de la trajectoire du nuage sédimentant à travers le réseau de tourbillons, en prenant en compte les interactions entre les particules, est en cours.

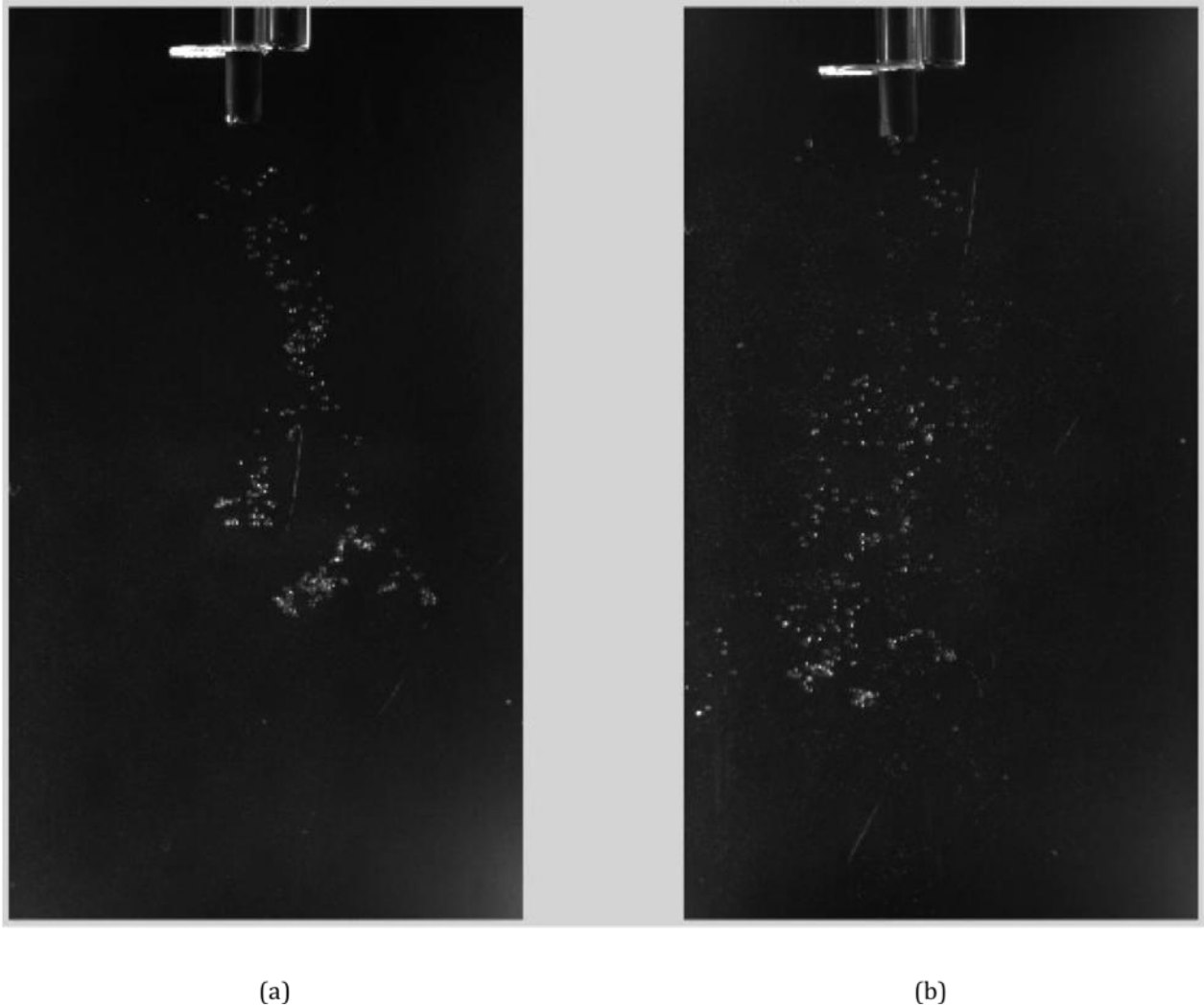


FIG. 7 – Sédimentation d'un nuage de particules (a) dans un fluide initialement au repos (b) à travers un réseau de tourbillons.

## Références

- [1] E. Guazzelli, "Evolution of particle-velocity correlations in sedimentation", *Phys. Fluids* 13, 1537 (2001).
- [2] L. Bergougnoux, S. Ghicini, E. Guazzelli, and E. J. Hinch, "Spreading fronts and fluctuations in sedimentation", *Phys. Fluids* 15, 1875-1887 (2003).
- [3] L. Bergougnoux, E. Guazzelli, "Non-Poisson statistics of settling spheres", *Phys. Fluids* 21 091701 (2009).
- [4] D. Chehata Gomez, L. Bergougnoux, E. Guazzelli, and E. J. Hinch, "Fluctuations and stratification in sedimentation of dilute suspensions of spheres", *Phys. Fluids* 21 093304 (2009).
- [5] A. Aliseda, A. Cartelier, F. Hainaux and J. C. Lasheras, "Effect of preferential concentration on the settling velocity of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence", *J. Fluid Mech.* 468, 77 (2002).
- [6] T. S. Yang and S. S. Shy, "The settling velocity of heavy particles in an aqueous near-isotropic turbulence", *Phys. Fluids* 15, 868 (2003).
- [7] T. Bosse, L. Kleiser and E. Meiburg, "Small particles in homogeneous turbulence : Settling velocity enhancement by two-way coupling", *Phys. Fluids* 18, 027102 (2006).

- [8] Y. Yang and U. Lei, “The role of the turbulent scales on the settling velocity of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence”, *J. Fluid Mech.* 371, 179 (1998).
- [9] P. Wang and M. R. Maxey, “Settling velocity and concentration distribution of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence”, *J. Fluid Mech.* 256, 27 (1993).
- [10] É. Guazzelli, “Evolution of particle-velocity correlations in sedimentation”, *Phys. Fluids* 13, 1537 (2001).
- [11] P. Tabeling, B. Perrin and S. Fauve, “Instability of a linear array of forced vortices”, *Europhys. Lett.* 3, 459 (1987).
- [12] Nous avons utilisé pour traiter nos mesures le programme DPIVsoft développé par P. Meunier et T. Leweke du Laboratoire IRPHE, Marseille UMR 6594 <https://www.irphe.univ-mrs.fr/~meunier/>
- [13] M.R. Maxey, “The motion of small spherical particles in a cellular flow field”, *Phys. Fluids* 30 (7), 1915-1928 (1987).
- [14] L. Bergougnoux, G. Bouchet, D. Lopez and É. Guazzelli, “The motion of solid spherical particles falling in a cellular flow field at low Stokes number”, *Phys. Fluids* 26, 093302 (2014).