

Microstructure et anisotropie macroscopique de suspensions hors régime de Stokes

Q. JIANG, Y. BRUNET

Université de Lille 1, Laboratoire de Mécanique de Lille, Cité scientifique, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex

Résumé :

Une évaluation expérimentale sur une suspension 2D de la fonction de distribution de paires est présentée pour différents régimes hydrodynamiques caractérisés par des nombres de Reynolds particulières variant de 1 à 1000. Les résultats montrent une anisotropie de la microstructure due à des phénomènes de sillage. Une anisotropie de la répartition macroscopique de phase solide apparaît lorsque les nombres de Reynolds particulière dépassent 100. Comme elle ne peut être pleinement expliquée à partir des fonctions de distribution de paires, une explication basée sur la formation de chaînes de particules perpendiculaires à l'écoulement moyen sera proposée.

Abstract:

Experimental measurements of the pair probability distribution functions on a 2D suspension are presented for a range of particle Reynolds number from 1 to 1000. Results exhibit anisotropy of the microstructure due to wake mechanisms. An anisotropy of macroscopic repartition of solid phase appears at Reynolds number higher than 100. This anisotropy cannot be fully explained by the pair probability distribution functions. An explanation based on the formation of particle chains perpendicular to the mean flow is suggested.

Mots clefs: lit fluidisé, microstructure, anisotropie

1 Introduction

Dans une suspension de particules hors du régime de Stokes, la présence de sillages rend les interactions hydrodynamiques fortement anisotropes. Cette anisotropie se retrouve lors de l'étude de la microstructure de la suspension, par exemple sur la fonction de distribution de paires. Etudier expérimentalement la microstructure d'une suspension nécessite de connaître à chaque instant la position de toutes les particules, ce qui semble actuellement possible que sur des suspensions bidimensionnelles.

Nous présenterons ici des résultats sur la microstructure de suspensions bidimensionnelles pour des nombres de Reynolds particulières de l'ordre de l'unité et de quelques centaines. L'influence de la microstructure sur la répartition de la phase solide à l'échelle macroscopique sera abordée dans la dernière partie.

2 Dispositif expérimental

Le dispositif utilisé est une cellule de Hele-Shaw composée de deux plaques de verre parallèles d'épaisseur 6mm, suffisamment rigides pour assurer leur parallélisme. La veine d'essais a une épaisseur $e = 3,1\text{mm}$, une largeur $L = 100\text{mm}$ et une hauteur $H = 600\text{mm}$. Le fluide est amené par une pompe à débit variable. Il traverse une chambre de tranquillisation puis un injecteur composé de deux rangées de 20 jets de diamètre 1mm disposés en quinconce. Les particules mono-dispersées au nombre de $N = 1200$ ont un diamètre $2a = 3\text{mm}$. Le mouvement de la phase solide est ainsi quasi-bidimensionnel le rapport entre l'épaisseur de la veine d'essais et le diamètre des particules étant de 1,03.

Le nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement autour d'une particule ou nombre de Reynolds particulière Re_p est donné par : $Re_p = \frac{U_v 2a}{\nu(1-\phi)}$ où U_v est la vitesse la vitesse débitante, et $\frac{U_v}{1-\phi}$ une évaluation de la vitesse interstitielle.

Nos expériences sont réalisées avec deux types de fluide de l'eau déminéralisée et une huile cosmétique. Les nombres d'Archimède $A_r = \frac{g(\rho_p - \rho_f)(2a)^3}{\rho_f \nu^2}$ sont respectivement $3.4 \cdot 10^5$ pour l'eau et 44,2 pour l'huile.

g est l'accélération gravitationnelle, ρ_f et ρ_p les masses volumiques du fluide et des particules, ν la viscosité cinématique du fluide. Les expériences sont réalisées pour deux fractions volumiques de phase solide ϕ de 0,23 et 0,20. Les valeurs correspondantes du nombre de Reynolds particulières Re_p sont 0,63 et 0,7 pour l'huile, 364 et 389 pour l'eau.

Les mesures sont effectuées par traitement d'images où les particules apparaissent en noir sur un fond blanc uniformément éclairé (Fig.1). L'écoulement est filmé à l'aide d'une caméra vidéo numérique de résolution 768 x 576 qui permet d'acquérir 25 images par seconde. Le diamètre d'une particule sur l'image est de 5 pixels. Ainsi, la précision sur la position des particules est 0,6mm.



Fig. 1 – Image prise pendant l'expérience, $Re_p = 389$ et $\phi = 0,20$ pour l'huile.

Les fractions volumiques locales et instantanées sont déduites du nombre de particules observées sur des volumes de section $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Les valeurs moyennes résultent de moyennes d'ensemble sur 1130 images consécutives séparées par un intervalle de temps supérieur au temps de Stokes $\frac{U_v}{2a}$. Un exemple de fraction volumique est présenté sur la Fig.2. La fraction volumique est spatialement homogène (rectangle noir sur la Fig. 2) pour tous les écoulements étudiés à l'exception de zones d'environ 2cm le long des parois latérales et juste en aval de l'injecteur.

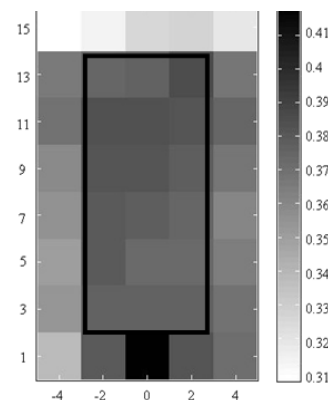


Fig. 2 – Carte de fraction volumique locale ϕ pour $Re_p = 250$ et $A_r = 3.4 \cdot 10^5$. Le rectangle noir délimite la zone où la répartition de fraction volumique est homogène.

Les vitesses de particules mesurées par PTV (Particle Tracking Velocimetry) montrent que l'ensemble des particules est animé d'un mouvement moyen très lent structuré sous forme de deux tourbillons contra-rotatifs ascendant au centre de la veine d'essais. La vitesse moyenne des particules est en tout point de la zone

homogène inférieure à 3 % de la vitesse interstitielle du fluide. Le mouvement moyen du fluide résulte de l'équilibre entre le poids apparent et la force de traînée exercés sur chaque particule. La force de traînée obtenue avec une bonne approximation par $F_D = C_x \pi a^2 \left(\frac{1}{2} \rho_f U_r^2 \right)$ est donc affectée de moins de 1% par le mouvement moyen des particules. Ainsi nous pouvons supposer que toutes les particules ont des conditions hydrodynamiques similaires dans cette zone. Dans la gamme de Re_p considérée, les coefficients C_x sont de l'ordre de 10 pour l'huile et 1 pour l'eau.

3 Microstructure

La microstructure de la phase solide est étudiée à l'aide de la fonction de distribution de paires (fonction de paires):

$$P(\vec{r}) = \frac{S}{N_s^2} \sum_{i=1}^{N_s} \sum_{j \neq i} \delta(\vec{r} - \vec{r}_{i-j})$$

Où S est la surface de zone étudiée et N_s : le nombre de particules dans cette zone.

Cette fonction renseigne sur des fluctuations de répartition moyenne de phase solide dans le voisinage proche d'une particule arbitrairement choisie (particule test). Ces fluctuations résultent des interactions entre particules. A grande distance de la particule test, l'effet de ses interactions ne se fait plus sentir et la fonction de distribution de paires devient identiquement égale à 1.

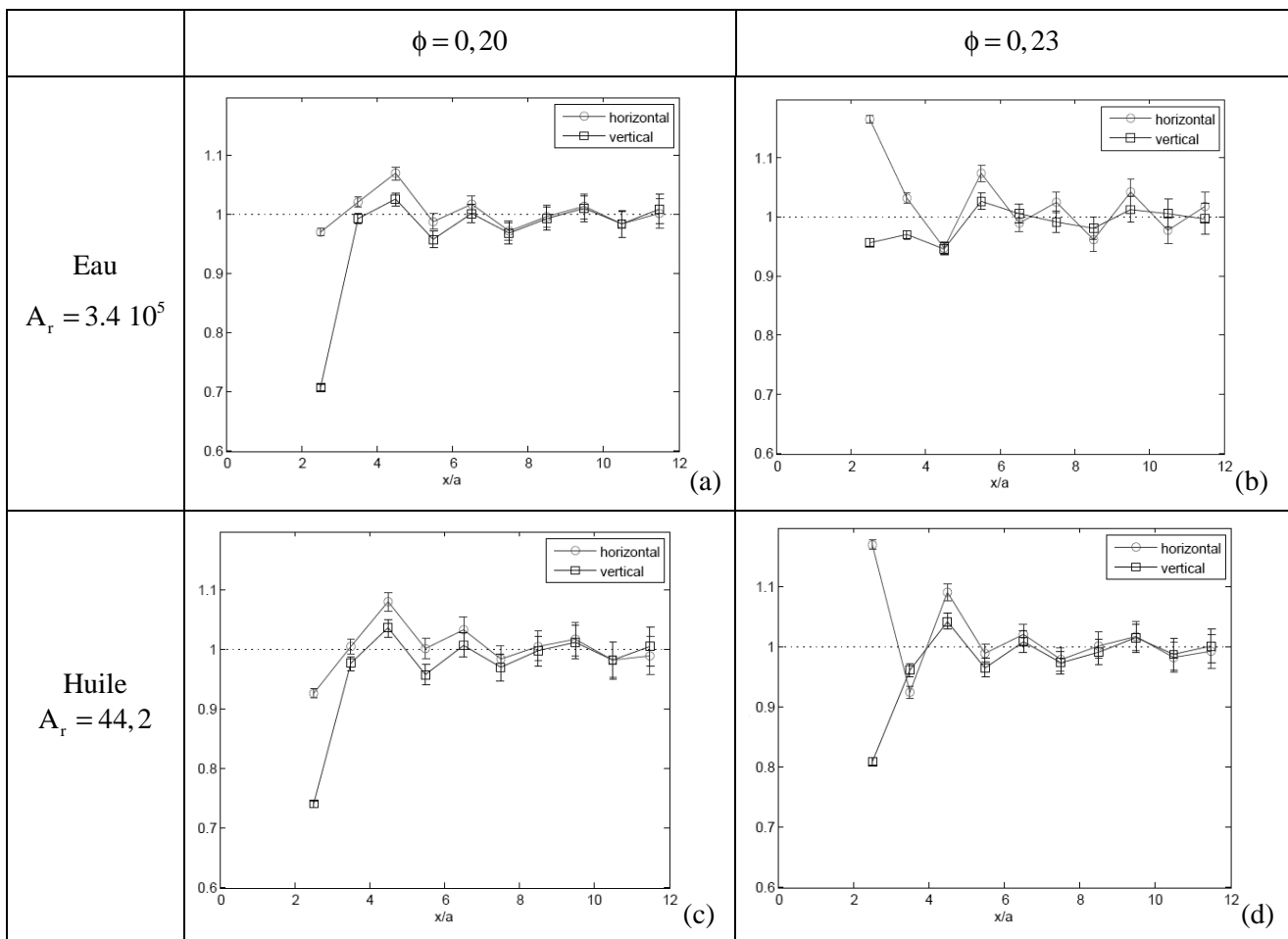


Fig. 3 – Fonction de distribution de paires avec $A_r = 3.4 \cdot 10^5$ et $\phi = 0,20$ (a), $\phi = 0,23$ (b) avec $A_r = 44,2$ et $\phi = 0,20$ (c), $\phi = 0,23$ (d). Les cercles et les rectangles représentent respectivement la fonction de paires horizontale et verticale.

$P(\bar{r})$ est évaluée en comptant le nombre de particules observées dans de petits volumes répartis autour de particules test. La mesure résulte de moyennes d'ensemble sur environ 2300 images et 100 particules test par image.

En suspensions bidimensionnelles, $P(\bar{r})$ peut être exprimée en coordonnées cylindriques $P(r, \theta)$, θ est l'angle par rapport à la direction de gravité. Nous avons mesuré la fonction de distribution dans deux directions : $\theta = 0$ et $\theta = \pi/2$. Les volumes ont une taille de $\Delta r = a$ et $\Delta \theta = 0,35$ rad, ce choix représente un compromis entre la résolution spatiale et la convergence statistique. La valeur maximum de r est $11a$. Les particules test ont donc été choisies à des positions telles que la mesure de la fonction de distribution de paires s'effectue toujours à l'intérieur de la zone homogène.

Nous représentons sur la Fig.3, la fonction de paires pour deux nombres de Reynolds et deux fractions volumiques différentes. Contrairement aux observations expérimentales [1] et numériques [2] réalisées à faibles nombres de Reynolds qui montrent une isotropie de la fonction de paires, nos résultats manifestent toujours une différence marquée entre les directions perpendiculaire et parallèle à l'écoulement moyen.

Les fonctions de paires verticales présentent une allure similaire pour tous les paramètres : une déficience de densité pour $r < 4a$, et puis un pic supérieur à 1 pour $4a < r < 5a$.

Les fonctions de paires horizontales changent brutalement de comportement quand ϕ passe de 0,20 à 0,23 indépendamment du nombre de Reynolds (et/ou d'Archimède).

Dans tous les cas les fonctions de paires horizontales présentent un pic autour de $r = 5a$, pour $\phi = 0,23$ elles présentent un second pic au voisinage direct de la particule test. Ce second pic peut s'expliquer par des particules en contact les unes avec les autres comme cela a déjà été observé à faible nombre de Reynolds [1] et à $Re \sim 10$ [3].

L'ensemble de ces observations peut s'expliquer par des phénomènes de sillages déjà mentionnés par Koch [3] et [4] à des nombres de Reynolds de l'ordre de l'unité. Comme représentée Fig.4.

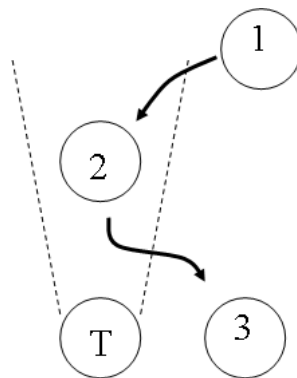


Fig. 4 – Evolution de deux particules qui chutent avec l'interaction entre eux

Une particule (1) est attirée dans le sillage de la particule test (T). La position (2) correspondant au pic observé sur la fonction de paires verticales. Elle est ensuite éjectée latéralement : position (3) correspondant au pic observé sur les fonctions de paires horizontales. Ce mécanisme a déjà été observé par Fortes [5] sur des particules isolées dans un fluide.

4 Influence de la microstructure sur le comportement macroscopique

L'anisotropie de la microstructure peut tendre à structurer la répartition de phase solide (étirement dans une direction privilégiée) alors que l'agitation particulaire a tendance à l'homogénéiser. Afin de vérifier l'influence de la microstructure sur la répartition globale de phase solide, nous avons évalué le nombre de particules croisées par deux segments de droite orientés parallèlement et perpendiculairement à la direction d'injection. Ces deux segments sont situés au centre de l'écoulement (indépendamment de la présence ou non d'une particule test) et ont une longueur $L = 20a$ nettement plus grande que la distance caractéristique d'influence de la microstructure ($\approx 8a$). Les valeurs présentées résultent d'une moyenne sur 40 images

successives. Nous n'avons pas de différence entre les deux directions pour le cas de $A_r = 44,2$. Pour $A_r = 3.4 \cdot 10^5$, la répartition de particules est isotrope à grande concentration ($\phi = 0,38$), et elle est étirée dans la direction du mouvement du fluide quand la fraction volumique diminue (nombre de Reynolds augmentant). La Fig.5 représente respectivement les nombres moyens n_v et n_h de particules croisées par le segment de droite de longueur L orienté verticalement et horizontalement.

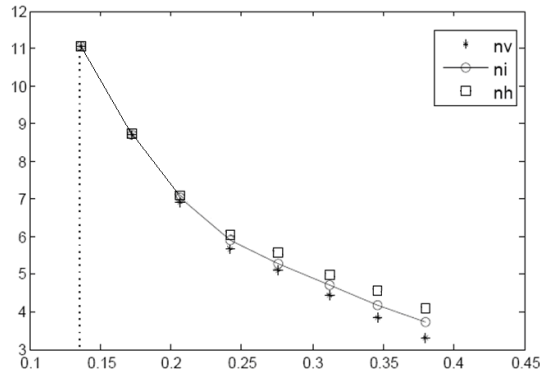


Fig. 5 – Nombres moyens n_v et n_h de particules croisées en fonction de vitesse débitante normalisée par la vitesse de chute d'une particule seule pour $A_r = 3.4 \cdot 10^5$. n_i : valeur correspondante pour une répartition isotrope.

Les figures 3a et 3c présentent des allures similaires de la fonction de paires alors que les expériences correspondant au cas 3a montrent un étirement vertical de la répartition de phase solide qui n'est pas observé dans le cas 3c. On pourrait s'attendre à une compétition entre l'effet de la microstructure tendant à étirer la répartition de phase solide et l'agitation des particules tendant à homogénéiser l'ensemble. Hors les fluctuations de vitesses mesurées sont beaucoup plus élevées dans le cas anisotrope (eau) ($\overline{u'^2} = 1997 \text{ mm}^2/\text{s}^2$, $\overline{v'^2} = 1825 \text{ mm}^2/\text{s}^2$) que dans le cas isotrope (huile) ($\overline{u'^2} = 86 \text{ mm}^2/\text{s}^2$, $\overline{v'^2} = 61 \text{ mm}^2/\text{s}^2$).

L'explication la plus plausible de l'étirement de la répartition de phase solide est la formation de chaînes de particules perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement. Les observations de Fortes [5] sur des lits fluidisés bidimensionnels pour des nombres de Reynolds particuliers de 500 à 1000 montrent une structuration de l'écoulement sous forme de chaînes orientées préférentiellement perpendiculairement à l'écoulement moyen. Ce résultat est confirmé par les simulations numériques de Koch [3] qui constate par le biais de la fonction d'orientation :

$$\langle P_2 \rangle(r) = \frac{\int_0^\pi P(r, \theta) P_2(\cos \theta) \sin \theta \, d\theta}{\int_0^\pi P(r, \theta) \sin \theta \, d\theta} \quad \text{où } P_2(\cos \theta) \text{ est le second polynôme de Legendre}$$

que les particules tendent à s'orienter horizontalement pour des nombres de Reynolds particuliers de 10 alors que leur répartition est parfaitement isotrope pour des nombres de Reynolds de 1.

La présence de chaînes horizontales lorsque le nombre de Reynolds particulier devient grand devant 1 est confirmée par une simple observation des photographies de la Fig.6 correspondant respectivement à un nombre de Reynolds particulier de 0,7 et de 389.

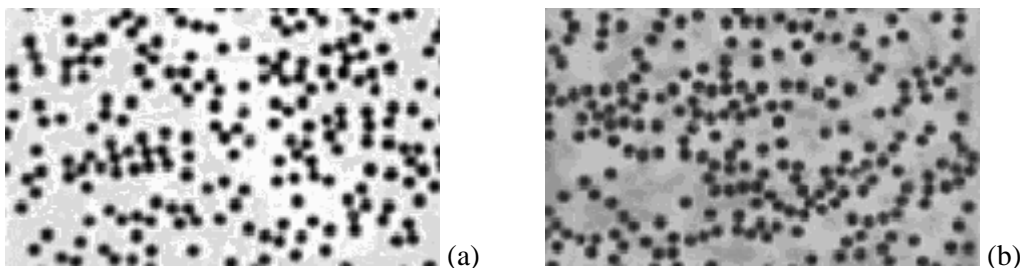


Fig. 6 – Images prises sur deux différents nombres d'Archimède (a) $A_r = 44,2$, $Re \sim 1$ et (b) $A_r = 3.4 \cdot 10^5$, $Re \sim 300$ avec la même fraction volumique $\phi = 0,20$.

Ces résultats montrent que la nature anisotrope des interactions hydrodynamiques est susceptible d'influencer le comportement macroscopique d'une suspension bidimensionnelle par l'intermédiaire d'un processus complexe de formation de chaînes de particules. Ils sont néanmoins difficiles à étendre à des suspensions tridimensionnelles. Une situation bidimensionnelle ne peut rendre compte de l'ensemble des configurations possibles (positions respectives de particules voisines) dès que plus de 2 particules sont en jeu.

References

- [1] F. Rouyer, D. Lhuillier, J. Martin, and D. Salin, *Phys. Fluids*, 12, 958, 2000.
- [2] A. J. C. Ladd, *Phys. Fluids*, 9, 491, 1997.
- [3] X. Yin and D. L. Koch, *Phys. Fluids*, 19, 093302, 2007.
- [4] D. L. Koch, *Phys. Fluids A*, 5, 1141, 1993.
- [5] A. F. Fortes, D. D. Joseph, and T. S. Lundgren, *J. Fluid Mech*, 177, 467, 1987.