

# Simulation numérique directe de l'écoulement autour d'un obstacle

M. PREVEL<sup>a</sup>, I. VINKOVIC<sup>a</sup>, D. DOPPLER<sup>a</sup>, M. BUFFAT<sup>a</sup>

a. Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) CNRS UMR 5509, Université Lyon 1, Villeurbanne, F-69622, France

## Résumé :

*Nous étudions les mécanismes mis en jeu lors du transport de particules solides en proche paroi, que l'on retrouve dans de nombreux phénomènes naturels. Nous simulons l'écoulement derrière un hémisphère posé sur une paroi et la formation de tourbillons en épingle à cheveux. A l'aide d'une simulation numérique directe (DNS), nous analysons l'interaction entre ces structures et un lit de particules solides grâce au suivi lagrangien simultané des structures et des particules.*

## Abstract :

*We are interested in the interaction mechanisms between solid particles and wall structures. These phenomena are present in numerous environmental flows. The flow around a wall-mounted hemisphere is used for generating in a controlled way hairpin vortices. By means of direct numerical simulation (DNS) and simultaneous lagrangian tracking of fluid structures and particles we analyse the interactions between those structures and a bed of solid particles.*

**Mots clefs :** hémisphère ; hairpin vortex ; particules solides

## 1 Introduction

Le transport des particules en proche paroi est un phénomène que l'on rencontre souvent dans la nature que ce soit dans la dispersion de sable dans l'atmosphère ou dans le transport de sédiments fluviaux. Cependant, les mécanismes physiques à l'origine de ces phénomènes font encore l'objet de nombreux débats. Il existe de nombreux modèles de transport de particules en proche paroi [8], [13] et [11]. Ces études ont toutes mis en évidence la concentration préférentielle des particules dans les zones de faibles vitesses longitudinales en proche paroi.

Les travaux de Vinkovic et al. [14] et Lelouvetel [10] ont montré que les structures turbulentes de paroi comme les sweeps et les éjections jouaient un rôle important dans la mise en suspension des particules. Les sweeps sont des régions de fluide rapide descendant vers la paroi et les éjections des régions de fluide lent montant de la paroi vers le centre de l'écoulement. Ces observations ont été faites dans le cas d'une turbulence de canal par une approche numérique [14] et expérimentale [10]. Comme cela est décrit dans [10], le caractère aléatoire de la turbulence et le temps de vie assez court de ces structures peuvent poser des difficultés de mesure et de distinction entre les différents mécanismes. Dans le but de réduire les problèmes, une autre expérience a été mise en place avec un dispositif similaire à [1]. Elle consiste à générer une couche limite laminaire par un écoulement incident sur une plaque plane, celle-ci est ensuite perturbée à l'aide d'un hémisphère posé sur la plaque. Ceci entraîne la formation de tourbillons en épingle à cheveux auxquels sont associés des sweeps et des éjections. Cette configuration présente différents avantages par rapport à un écoulement de canal turbulent. Tout d'abord elle permet d'avoir un lâcher de tourbillons en épingle à cheveux régulier, ensuite les structures associées à ces tourbillons sont plus intenses. L'une des difficultés expérimentales est le suivi lagrangien simultané des particules et des structures sur de grandes distances.

Nous avons donc cherché à reproduire l'expérience de [1] numériquement afin de réaliser le suivi lagrangien simultané des particules et des structures turbulentes. Pour cela nous utilisons le code NardiaSpectral développé par M. Buffat [4]. Ce code parallèle a été utilisé dans le cadre de simulations numériques directes (DNS) d'écoulement en canal turbulent avec un grand nombre de mailles ( $\sim 100$  millions) par [9]. Nous présenterons ici les simulations numériques de l'écoulement autour d'un hémisphère à  $Re = 2750$  et  $Re = 6250$  et la comparaison au cas de [1], ainsi que les premiers résultats obtenus avec le suivi lagrangien des particules.

## 2 Simulation numérique

Cette partie décrit les méthodes numériques utilisées pour calculer la vitesse du fluide, modéliser l'obstacle et suivre les particules. De plus, nous détaillons les paramètres de nos simulations.

### 2.1 Equations

Nous considérons un fluide incompressible newtonien s'écoulant entre deux plaques parallèles et fixes distantes de  $2h$ . Dans la suite les vitesses sont normalisées par une vitesse constante  $U_0$  et les longueurs par  $h$ . Les équations de Navier-Stokes sous la forme normalisée sont les suivantes :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} + \vec{\nabla} p - \frac{1}{Re} \Delta \vec{u} = \vec{f} \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (2)$$

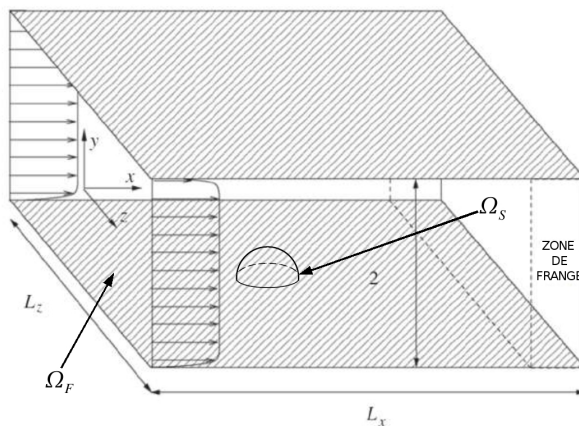


FIG. 1 – Domaine de calcul  $\Omega$

où  $\vec{u}(x, y, z, t)$  est le vecteur vitesse,  $p$  est la pression divisée par la masse volumique du fluide,  $Re = U_0 h / \nu$  est le nombre de Reynolds et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide. Le domaine de calcul (figure 1) est défini par un parallélépipède  $\Omega = [0, L_x] \times [-1, 1] \times [0, L_z]$  correspondant respectivement aux axes  $(x, y, z)$ .

### 2.2 Méthode numérique

La méthode utilisée pour le calcul de l'écoulement est une méthode pseudo-spectrale variationnelle de type Petrov-Galerkin décrit dans [4]. L'équation (1) est projetée dans une base de fonctions à divergence nulle et la pression est ainsi éliminée formellement de l'équation. Chaque fonction est une combinaison de polynômes de Chebyshev dans la direction normale aux parois et de modes de Fourier dans les deux autres directions [12]. Le schéma d'avancement en temps est du second ordre de type Adams-Bashford pour les termes non-linéaires et Crank-Nicolson pour les autres termes. Les termes non-linéaires des équations sont évalués dans l'espace physique après utilisation de transformées de Fourier rapides. Les conditions limites pour  $\vec{u}$  sont des conditions de non-glissement sur les parois et de périodicité pour les directions  $x$  et  $z$ .

Afin de simuler des écoulements qui ne sont pas naturellement périodiques dans la direction  $x$  tout en gardant l'avantage d'une décomposition en modes de Fourier dans cette direction, nous appliquons une force volumique  $\vec{f}$  qui est nulle dans tous le domaine excepté dans une région de longueur  $L_f$  appelée zone de frange. Dans cette zone, la force est :

$$\vec{f} = \lambda(x)(\vec{U}_{ref} - \vec{u}) \quad (3)$$

où  $\lambda(x)$  est une fonction continue positive et  $\vec{U}_{ref}$  est un champ de vitesse imposé. Le champ de vitesse relaxe vers le profil d'entrée  $\vec{U}_{ref}$ . Cette méthode a été proposée par [2].

Pour prendre en compte la présence de l'obstacle hémisphérique, nous utilisons une méthode de pénalisation. Cette méthode est décrite dans [6]. Elle consiste à introduire dans le second membre de l'équation (1) une force volumique  $\vec{f}_{obs}$ . L'utilisation de cette méthode entraîne la perte de la précision spectrale au voisinage de l'obstacle ainsi que l'apparition des oscillations de Gibbs. Là, nous nous intéressons aux structures tourbillonnaires engendrées par la présence de l'obstacle, tout en nous plaçant suffisamment loin de celui-ci. Ainsi, on considère que les oscillations de Gibbs et la dégradation de la précision n'ont que peu d'influence sur les grandeurs analysées. De plus, nous utiliserons par la suite la méthode développée par [3] pour un meilleur traitement de l'obstacle avec méthode spectrale.

### 2.3 Suivi lagrangien des particules

Afin d'étudier l'interaction entre les particules solides et les structures de paroi, nous avons introduit le suivi lagrangien des particules. On considère que les particules sont ponctuelles, qu'elles n'influencent pas l'écoulement porteur et qu'il n'y a pas de collisions entre particules. L'équation de transport est dans ce cas donnée par :

$$\frac{d\vec{v}_p}{dt} = \frac{(\vec{u} - \vec{v}_p)}{\tau_p} f(Re_p) \quad \text{et} \quad \frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{v}_p \quad (4)$$

où  $\vec{v}_p$  et  $\vec{x}_p$  sont la vitesse et la position de la particule solide et  $\tau_p$  le temps caractéristique de la particule donné par  $\tau_p = (\rho_p d_p^2)/(18\rho\nu)$ . Seules les forces de traînée sont prises en compte ici avec un terme correctif  $f(Re_p) = 1 + 0.15Re_p^{0.687}$  proposé par [5].  $Re_p$  est le nombre de Reynolds de la particule, il est basé sur le diamètre  $d_p$  de celle-ci, la vitesse relative entre le fluide et la particule et la viscosité du fluide. La vitesse du fluide à la position de la particule solide est calculée par transformation inverse à l'aide des coefficients spectraux. Bien que cette technique soit plus coûteuse en temps de calcul qu'une technique d'interpolation plus classique [14], elle permet d'obtenir la vitesse à la position de la particule solide avec la même précision que lorsqu'elle est évaluée aux noeuds du maillage. Pour l'avancement en temps, nous utilisons un schéma d'Adams-Bashford d'ordre 2 comme pour le fluide, l'ensemble de la procédure de suivi lagrangien est donc consistant en terme de précision sur la vitesse du fluide et de la particule solide.

### 2.4 Paramètres des simulations

Le domaine de calcul utilisé pour reproduire les expériences de [10] et [1] a comme dimensions  $L_x = 37h$ ,  $L_y = 2h$  et  $L_z = 2.4h$ . Le nombre de mailles est  $N_x = 1920$ ,  $N_y = 128$  et  $N_z = 192$ . Le centre de l'hémisphère se situe en  $x_H = 3.5h$ ,  $y_H = -h$  et  $z_H = 1.2h$ . Son rayon est  $R = 0.28$ . Afin de reproduire la configuration des expériences [1], nous étudions l'évolution d'une couche limite laminaire sur chaque paroi. Le champ  $\vec{U}_{ref}$  est donné par un profil de Blasius symétrique par rapport au plan  $y = 0$  et calculé de manière à ce que  $\delta/R = 1.2$  en  $x_H$ . Ici  $\delta$  désigne l'épaisseur de la couche limite. Nous avons réalisé deux simulations dont les caractéristiques sont données dans le tableau 1 :

$Re$	$Re_R$	$\Delta t$	$\eta$
2750	750	0.002	0.016
6250	1640	0.001	0.002

TAB. 1 – Paramètres des simulations

Dans le tableau 1,  $Re_R = u_{tip}R/\nu$  est le nombre de Reynolds basé sur le rayon  $R$  de l'hémisphère et  $u_{tip}$  la vitesse du fluide à la position du sommet de l'hémisphère calculée dans un écoulement sans hémisphère.

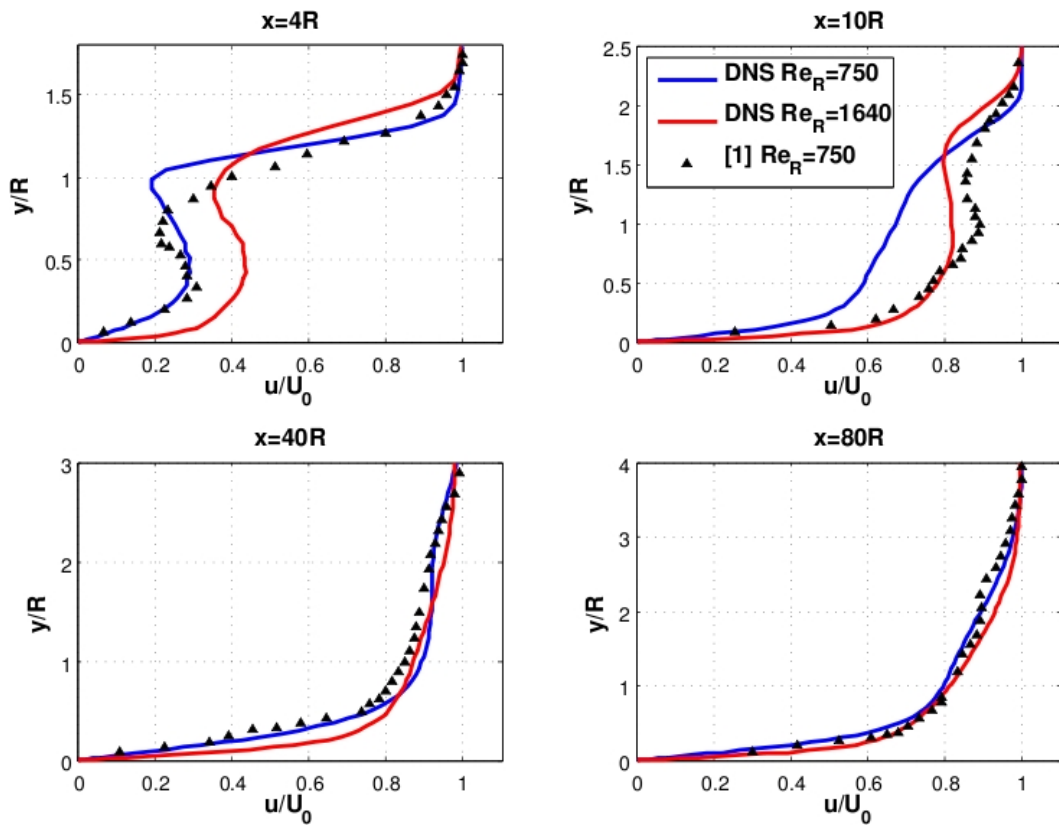


FIG. 2 – Profils de vitesse moyenne longitudinale à différentes distances de l’hémisphère

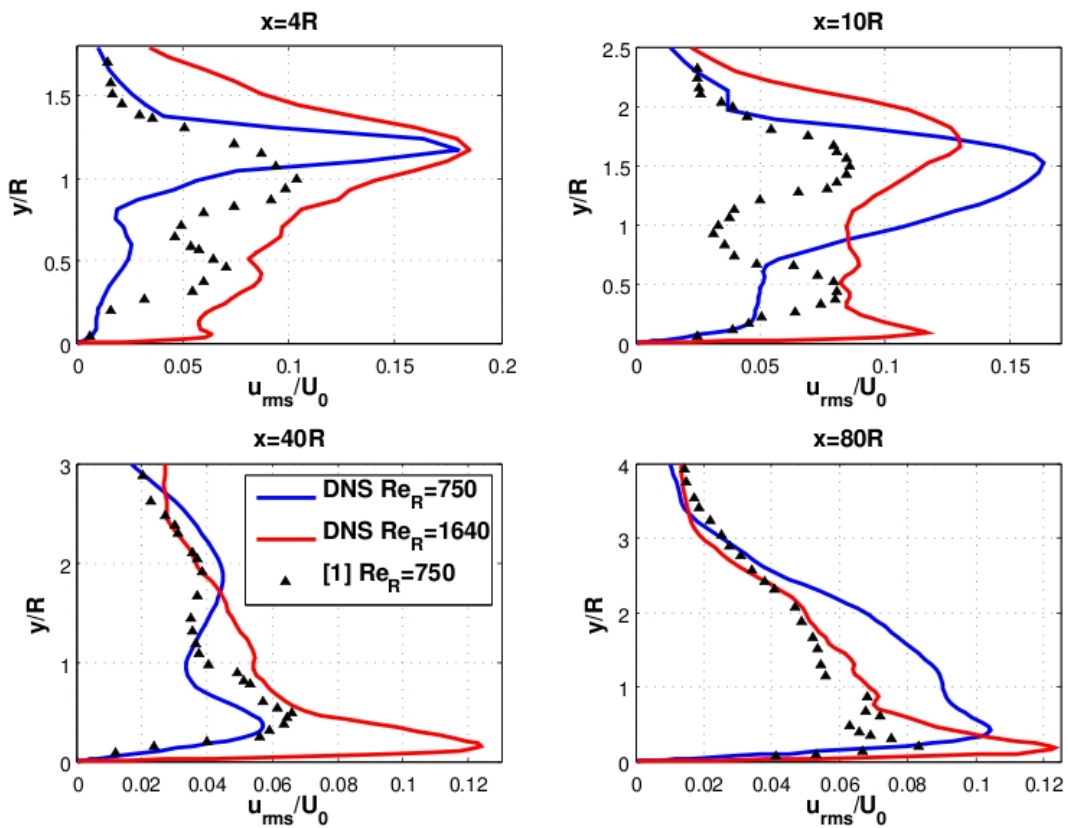


FIG. 3 – Profils de la RMS de la vitesse longitudinale à différentes distances de l’hémisphère

### 3 Résultats et discussion

#### 3.1 Écoulement autour d'un hémisphère

Nous allons présenter ici les résultats des simulations dont les paramètres sont détaillés dans le paragraphe 2.4. Dans la suite les distances sont normalisées par le rayon de l'hémisphère  $R$ . L'origine de ces distances est prise sur le point aval de l'hémisphère. Nos résultats sont comparés avec ceux de [1] pour  $Re_R = 750$ . Les profils de vitesse longitudinale moyenne (figure 2) et de l'écart-type noté  $u_{rms}$  (figure 3) sont tracés à  $4R$ ,  $10R$ ,  $40R$  et  $80R$  partant du point aval de l'hémisphère.

La figure 2 montre une bonne correspondance de nos résultats avec ceux de [1] loin de l'hémisphère ( $40R$  et  $80R$ ). Nos valeurs sont nettement plus faibles que celles de [1] en  $x = 10R$ . Toutefois, lorsque l'on augmente  $Re_R$ , on observe une meilleure correspondance de nos résultats avec ceux de [1].

En effet, la figure 3 montre que dans la zone proche de l'hémisphère, notre écoulement à  $Re_R = 750$  présente des fluctuations moins importantes que [1] pour  $y/R < 1$ . Cependant les fluctuations sont plus grandes si  $y/R > 1$ . En  $x = 40R$ , on observe un bon accord entre nos résultats et [1]. Ceci n'est plus vrai lorsqu'on s'éloigne de l'hémisphère ( $x = 80R$ ), où les fluctuations de vitesses obtenues sont plus élevées que celles de [1]. L'augmentation de  $u_{rms}$  pour notre cas  $Re_R = 750$  dans la zone loin de l'hémisphère semble liée à la transition vers la turbulence lorsqu'on atteint la fin du canal. Par exemple, dans nos simulations à  $Re_R$  plus grand, si on considère les valeurs élevées de  $u_{rms}$ , on observe que la transition a lieu plus près de l'hémisphère.

En comparaison avec [1] à  $Re_R = 750$ , notre zone de recirculation présente des fluctuations moins élevées. Ceci n'est pas surprenant car dans la gamme de  $Re_R$  considérée la présence de l'obstacle entraîne la transition à la turbulence de la couche limite. En raison des différences de bruit expérimental ou numérique, la transition peut apparaître à des endroits différents.

#### 3.2 Suivi lagrangien des particules

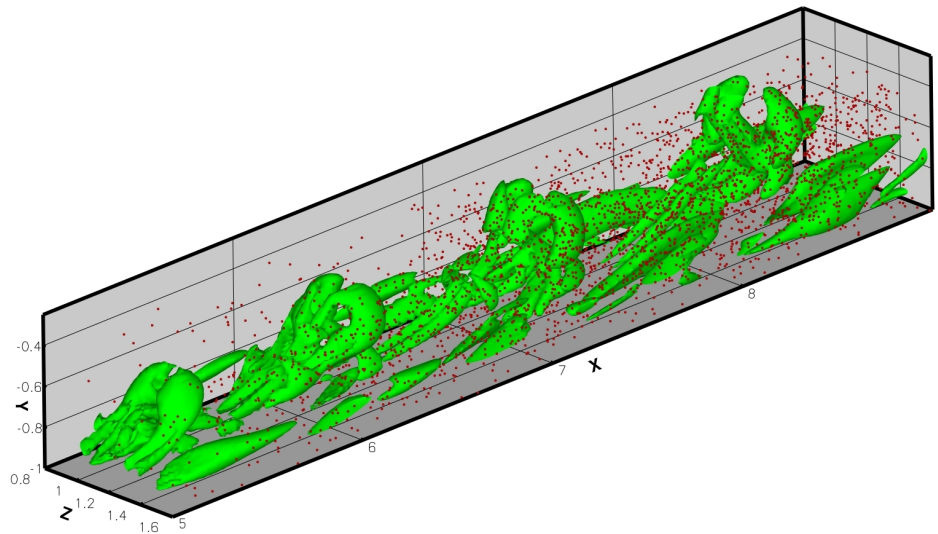


FIG. 4 – Isosurfaces du critère  $Q$  (seuil  $Q=2$ ) et particules solides à  $t/T_{HV} = 1.5$

Dans cette partie nous allons discuter les premiers résultats obtenus avec le suivi lagrangien des particules. L'objectif est de suivre les particules solides transportées par les structures tourbillonnaires obtenues par l'introduction de l'hémisphère dans l'écoulement. La première expérience a consisté à suivre quelques particules solides dans l'écoulement établi à  $Re_R = 750$ .

Les particules sont injectées aléatoirement dans une région de l'espace donnée par  $[5h, 10h] \times [-h, -0.4h] \times [0.8h, 1.6h]$  selon  $x$ ,  $y$  et  $z$ , respectivement. L'écoulement va dans le sens des  $x$  croissants. Nous avons suivi les particules pendant environ deux périodes de lâcher  $T_{HV}$  des tourbillons en épingle à cheveux. Sur la figure 4, la position des particules (sphères rouges) est superposée aux isosurfaces  $Q=2$  (en vert) obtenues par l'application du critère  $Q$  sur le champ de vitesse à  $t/T_{HV} = 1.5$ . Le critère  $Q$  permet dans notre cas d'identifier les tourbillons en épingle à cheveux. Ce critère, proposé par [7], est basé sur la valeur du second invariant ( $Q$ ) du tenseur gradient de vitesse qui quantifie la dominance de la vorticité (  $Q > 0$ ) par rapport   la déformation ( $Q < 0$ ). Sur la figure 4, on observe quatre tourbillons en épingle

à cheveux. Sur les deux derniers on voit apparaître un tourbillon secondaire. De plus, la concentration des particules n'est pas homogène car elles sont advectées par l'écoulement. Par la suite nous étudierons quantitativement les interactions entre les tourbillons en épingle à cheveux et les particules solides.

## 4 Conclusions

Les résultats obtenus avec nos simulations numériques sont cohérents en ordre de grandeurs avec les résultats de [1]. Les principales différences sont observées dans la zone proche de l'hémisphère. En effet d'une manière générale nos résultats présentent des fluctuations moins importantes que [1] pour  $y/R < 1$  et plus élevées au-dessus. Ceci pourrait s'expliquer par la différence de niveau de bruit qui influe sur la transition à la turbulence. Nous avons illustré ici une méthode eulérienne de détection des tourbillons (critère Q) combinée avec le suivi lagrangien de particules solides. Dans la suite il s'agira d'utiliser d'autres méthodes de détection combinées au suivi lagrangien des particules, afin d'approfondir l'étude des mécanismes de transport mis en évidence par [10] et [14].

## Remerciements

Ces travaux ont bénéficié d'un accès aux moyens de calcul du CINES au travers des allocations de ressources 2010-c2010026379 et 2011-c2011026379 attribué par GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif). Les simulations numériques ont aussi été réalisées sur le calculateur du P2CHPD. Les auteurs tiennent à remercier C. Pera pour l'administration des moyens de calcul et J. Montagnier pour son aide dans l'apprentissage et le développement du code.

## Références

- [1] M.S. Acarlar and C.R. Smith. A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. Part 1. Hairpin vortices generated by hemisphere protuberance. *J. Fluid. Mech.*, 175 :1–41, 1987.
- [2] F.P. Bertolotti, T. Herbert, and P.R. Spalart. Linear and nonlinear stability of the Blasius boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 242 :441–74, 1992.
- [3] L. Buffat, M. & Le Penven. A spectral fictitious domain method with internal forcing for solving elliptic PDEs. *J. Comp. Phys.*, 230 :2433–2450, 2011.
- [4] M. Buffat, L. Le Penven, and A. Cadiou. An efficient spectral method based on an orthogonal decomposition of the velocity for transition analysis in wall bounded flow. *Comp. & Fluids*, 42 :62–72, 2011.
- [5] R. Clift, J. Grace, and M. Weber. *Bubble, Drops and Particles*. Academic Press, 1978.
- [6] D. Goldstein, R. Handler, and L. Sirovich. Modeling a no-slip flow boundary with an external force field. *J. Comp. Phys.*, 105 :354–366, 1993.
- [7] J.C. R. Hunt, A. Wray, and P. Moin. Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows. Technical report, Center for Turbulence Research Report, 1988.
- [8] D. Kaftori, G. Hetsroni, and S. Banerjee. Particle behavior in the turbulent boundary layer. 1. Motion, deposition, and entrainment. *Phys. Fluids*, 7 :1095–1106, 1995.
- [9] F. Laadhari. Reynolds number effect on the dissipation function in wall-bounded flows. *Phys. Fluids*, 19 :038101, 2007.
- [10] J. Le Louvetel. *Etude expérimentale du rôle de la turbulence de paroi dans le transport de particules*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2008.
- [11] C. Marchioli and A. Soldati. Mechanisms for particle transfer and segregation in a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 468, 2002.
- [12] R.D. Moser, P. Moin, and A. Leonard. A spectral numerical method for the Navier-Stokes equations with applications to Taylor-Couette flow. *J. Comp. Phys.*, 52 :524–544, 1983.
- [13] Y. Nino and M.H. Garcia. Experiments on particle-turbulence interactions in the near-wall region of an open channel flow : implications for sediment transport. *J. Fluid Mech.*, 326, 1996.
- [14] I. Vinkovic, D. Doppler, J. Lelouvetel, and M. Buffat. Direct numerical simulation of particle interaction with ejections in turbulent channel flows. *Int. J. Multiphase Flow*, 37 :187–197, 2011.