



HAL
open science

Comparaison de modèles de dispersion de particules en écoulement turbulent anisotrope

Mohammed Khaliq, Lionel Thomas, Benoit Oesterlé

► **To cite this version:**

Mohammed Khaliq, Lionel Thomas, Benoit Oesterlé. Comparaison de modèles de dispersion de particules en écoulement turbulent anisotrope. 17e Congrès Français de Mécanique, 2005, Troyes, France. hal-03542711

HAL Id: hal-03542711

<https://hal.univ-lorraine.fr/hal-03542711v1>

Submitted on 25 Jan 2022

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.



Distributed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

Comparaison de modèles de dispersion de particules en écoulement turbulent anisotrope

Mohamed Khalij, Lionel Thomas, Benoît Oesterlé

LEMTA-UMR 7563 CNRS, Université Henri Poincaré - Nancy 1
ESSTIN, 2 rue Jean Lamour, 54519 Vandoeuvre-lès-Nancy, France.
email : Mohamed.Khalij@esstin.uhp-nancy.fr

Résumé :

Un modèle de dispersion de particules discrètes en turbulence anisotrope, basé sur une équation de type Langevin généralisée, est proposé afin d'évaluer la vitesse instantanée du fluide vu par une particule en prenant en compte l'anisotropie et la non homogénéité de la turbulence. Les prédictions obtenues dans le cas d'un écoulement gaz-solide en canal sont comparées à un autre modèle issu de la littérature et à des mesures expérimentales. Un bon accord avec l'expérience est obtenu.

Abstract :

A dispersion model for discrete particles in anisotropic turbulence, based on a type of generalized Langevin equation, is proposed in order to evaluate the instantaneous velocity of the fluid seen by a particle. This model takes into account the anisotropy and non-homogeneity of turbulence. The predictions obtained in the case of a gas-solid channel flow are compared with another model from the literature and with some experimental measurements. A good agreement with the experiments is obtained.

Mots clefs :

Écoulement gaz-particules ; dispersion ; turbulence anisotrope.

1 Introduction

Dans ce travail, on propose de tester un modèle de dispersion pour le suivi lagrangien de particules solides (ou de gouttelettes) dans un cas de turbulence non-homogène et anisotrope, en l'occurrence un écoulement turbulent en canal plan. Notre attention se porte essentiellement sur la dispersion des particules que l'on modélise à l'aide d'une équation de type Langevin généralisé (GLM) [1, 2] pour prédire la vitesse instantanée du fluide à la position de la particule suivie, c'est-à-dire la vitesse du fluide «vu» par la particule. Les résultats obtenus sont comparés aux simulations effectuées récemment par Carlier *et al.* [3], basées sur un processus stochastique de type Langevin simple (SLM), ainsi qu'aux expériences de Khalitov et Longmire [4] dans le cas d'un écoulement turbulent gaz-solide pleinement développé en canal.

D'un point de vue pratique, l'écoulement turbulent du gaz dans le canal est considéré comme incompressible, stationnaire en moyenne et établi. La phase gazeuse est décrite à l'aide des équations de Navier-Stokes moyennées (RANS) auxquelles est adjoint un modèle $k-\varepsilon$ à bas nombres de Reynolds [5]. Le système obtenu est fermé en utilisant le modèle NEVM de Rokni et Sunden [6], de sorte que l'anisotropie de la turbulence est prise en considération. La phase dispersée est simulée par un suivi lagrangien d'un grand nombre de particules discrètes supposées solides, indéformables et parfaitement sphériques. Les caractéristiques dynamiques sont obtenues par intégration d'un système de six équations du mouvement (linéaires et angulaires) prenant en compte les forces de traînée, de portance par effet Magnus, de gravité et le couple exercé par le fluide. Les collisions particules-paroi rugueuse et la possible non-sphéricité des particules sont modélisées par le modèle de « paroi virtuelle » [7], où la paroi réelle est remplacé par une paroi virtuelle dont l'inclinaison obéit à une distribution gaussienne centrée avec un écart

type donné tout en éliminant les rebonds non-physiques (*shadow effect*). L'écart type de la gaussienne est calculé selon la relation donnée dans [8] pour les faibles rugosités. Les paramètres requis pour le traitement des collisions sont le coefficient de restitution e et les coefficients de frottement statique et dynamique f et f_0 , fixés respectivement à 0,95, 0,2 et 0,3. Le taux de chargement dans les expériences de Khalitov et de Longmire [4] étant très faible, les collisions entre particules ne sont pas considérées ici. Pour cette même raison, on considère que la phase porteuse n'a pas d'influence sur la phase dispersée (*one-way coupling*), hypothèse vérifiée dans [3, 4]. Les particules sphériques injectées dans l'écoulement ont un diamètre moyen s'étendant de 20 μm à 100 μm avec une densité de 2500 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Le nombre de Reynolds Re_h basé sur la vitesse au centre du canal (égale à 10 ms^{-1}) et la demi-hauteur du canal, $h = 75\text{mm}$, est égal à 4500. Le lecteur pourra se référer à [3] et [4] pour de plus amples détails sur la description des expériences et les données numériques des simulations.

2 Modèles de dispersion

La simulation de la phase gazeuse ne permet pas d'obtenir les vitesses instantanées locales du fluide nécessaire pour prendre en compte les effets de la turbulence sur le mouvement des particules. Dans cette étude, les fluctuations de vitesse instantanées du fluide u^* à la position de la particule suivie sont générées à l'aide d'un modèle du type Langevin généralisé (GLM) [1] appliqué aux vitesses du fluide vu par les particules discrètes selon la proposition de [2] :

$$du_i^* = G_{ij}^* u_j^* dt + B_{ij}^* dW_j + \left(\frac{\partial \langle u_{fi} u_{fj} \rangle}{\partial x_j} - u_j \frac{\partial \langle U_{fi} \rangle}{\partial x_j} \right) dt \quad (1)$$

où G_{ij}^* et B_{ij}^* sont respectivement les composantes des tenseurs de dérive (« drift ») et de diffusion du fluide « vu » par les particules. W_j est un processus de Wiener. Les termes U_{fi} et $\langle u_{fi} u_{fj} \rangle$ représentent, respectivement, la vitesse instantanée locale du fluide et les composantes du tenseur de Reynolds. Des expressions des tenseurs G_{ij}^* et B_{ij}^* sont proposées dans [2]. Elles ont été établies dans le cas d'un écoulement turbulent cisailé en équilibre, hypothèse valable dans la zone d'équilibre d'un écoulement stationnaire en canal. Les composantes de ces tenseurs dépendent des échelles de temps intégrales lagrangiennes T_{Li} , eulériennes mobiles du fluide T_{mEi} et du fluide « vu » T_i^* .

Les échelles lagrangiennes du fluide T_{Li} dans les trois directions sont calculées à partir des relations obtenues par Rambaud *et al.* [9] en fonction de la valeur locale des composantes du tenseur de Reynolds. Des comparaisons avec des calculs par simulation numérique directe (DNS) ou des grandes échelles (LES) ont montré que ces relations conduisaient à un meilleur accord que les expressions empiriques présentes dans la littérature. Rambaud *et al.* [9] ont aussi montré que seules les formulations de Ushijima et Perkins [10], dont celle basée sur la théorie de Taylor – utilisée ici – offraient une estimation correcte de l'échelle de temps lagrangienne dans la direction normale aux parois T_{Ly} . A partir de ces estimations, l'échelle de temps eulérienne mobile du fluide T_{mEi} est déduite en considérant que $T_{mEi} = T_{Li}/0,6$ [9]. Les échelles de temps T_i^* du fluide vu par les particules discrètes sont évaluées par la relation de Wang et de Stock [11] (Eq. 2), où l'effet d'inertie est pris en compte par l'intermédiaire des nombres de Stokes $St_i = \tau_p / T_{mEi}$ (τ_p étant le temps de relaxation de la particule). Cette corrélation, qui donne une estimation acceptable dans le cas d'un écoulement anisotrope non-homogène à condition que les échelles de temps T_{Li} et T_{mEi} soient correctement évaluées, s'écrit :

$$T_{ii}^* = T_{mEi} \left(1 - \left(1 - \frac{T_{Li}}{T_{mEi}} \right) (1 + St_i)^{-0,4(1+0,01St_i)} \right) \quad (2)$$

La décorrélation supplémentaire induite par l'existence d'une vitesse relative moyenne non nulle entre les deux phases, connue sous le nom d'« effet de croisement de trajectoires », est prise en compte en appliquant les facteurs correcteurs indiqués par Wang et Stock [10].

Les résultats obtenus avec le modèle de type GLM décrit ci-dessus sont comparés, dans le paragraphe suivant, aux simulations numériques de Carlier *et al.* [3] basées sur un modèle de type Langevin simple pour chaque composante (SLM, matrice G_{ij}^* diagonale), complété de façon à prendre en compte l'anisotropie et la non homogénéité de la turbulence. Notons que les échelles de temps utilisées dans [3] étaient estimées selon la même méthode que celle que nous utilisons ici, à savoir d'après les relations de Wang et de Stock [11] et l'évaluation des échelles lagrangiennes du fluide d'après Rambaud *et al.* [9] comme décrit ci-dessus. On se référera à Carlier *et al.* [3] pour une description plus détaillée de la formulation utilisée dans leur étude.

3 Résultats et discussion

Les vitesses moyennes adimensionnelles (en unités de paroi) du fluide U^+ et des particules, V^+ , sont tracées sur la Fig. 1 en fonction de la distance à la paroi y^+ pour différents diamètres de particules.

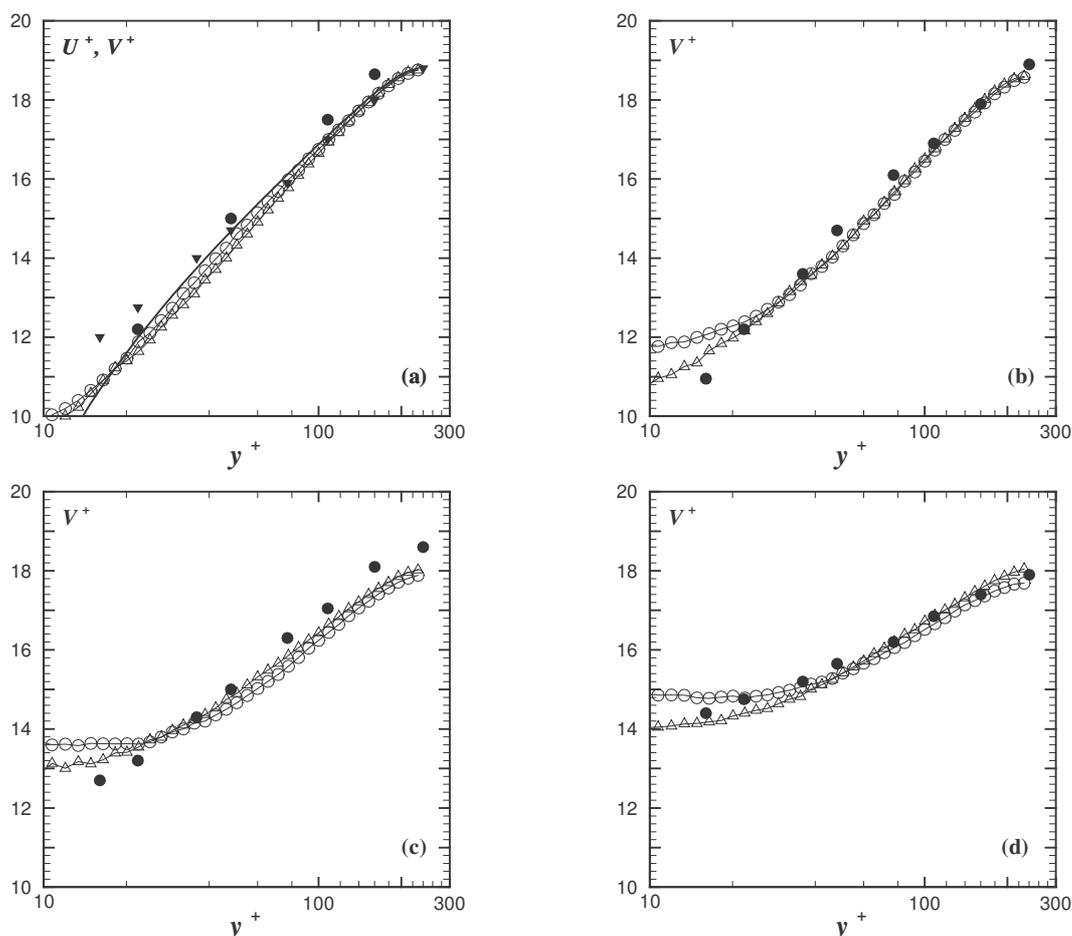


FIG. 1 : Profils des vitesses moyennes sans-dimensions des particules et du gaz. Comparaison entre les simulations et les résultats expérimentaux de Khalitov et Longmire [4].

(a): gaz seul et $d_p = 20 \mu\text{m}$; (b): $d_p = 30 \mu\text{m}$; (c): $d_p = 60 \mu\text{m}$; (d): $d_p = 100 \mu\text{m}$.

Données expérimentales : \blacktriangledown gaz seul ; \bullet particules. Résultats numériques : — gaz seul ; $-\triangle-$ particules, modèle [3] ; $-\circ-$ particules, modèle présenté ici.

Les résultats numériques obtenus sont en bon accord avec les mesures expérimentales de [4]. Néanmoins, malgré une très bonne prédiction de la vitesse du gaz au cœur de l'écoulement, une légère différence pour U^+ est notée très près de la paroi, où le modèle eulérien semble sous-estimer les données expérimentales. En dépit de cette différence près de la paroi, les vitesses moyennes de particules V_x^+ (x étant la direction longitudinale) sont bien estimées par les deux modèles de dispersion. Le modèle issu de [3] semble toutefois

donner de meilleurs résultats près de la paroi en terme de vitesse de particules, mais dès lors que l'on se rapproche du centre du canal, le modèle proposé ici est équivalent à celui de [3]. Cette constatation est vraisemblablement liée au fait que le modèle GLM proposé dans [2] et utilisé ici n'est théoriquement valable que dans la zone d'équilibre de l'écoulement, soit pour $y^+ \cong 50$ à 200. Les deux modèles reproduisent clairement l'aplatissement du profil de vitesse en fonction de l'augmentation de la taille des particules. Ce comportement est bien connu expérimentalement.

La figure 2 présente une comparaison entre les mesures et les simulations des profils des vitesses rms du gaz et des particules en unités de paroi (u^+ pour le gaz et v^+ pour les particules) dans les directions parallèles aux parois, longitudinale et transversale (x et y , respectivement).

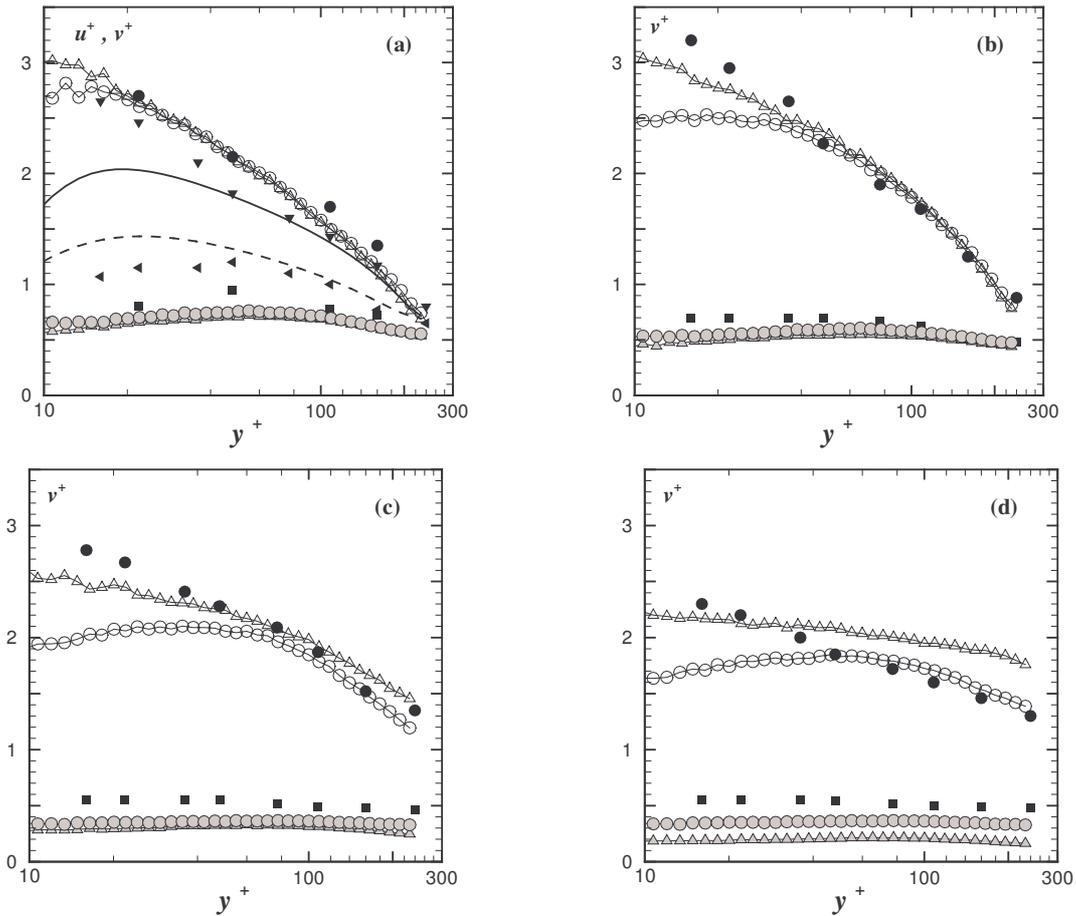


FIG. 2 : Profils des vitesses rms sans-dimensions des particules et du gaz. Comparaison entre les simulations et les résultats expérimentaux de Khalitov et Longmire [4].

Données expérimentales : \blacktriangledown gaz seul, direction longitudinale; \blacktriangleleft gaz seul, direction transversale; \bullet particules, direction longitudinale ; \blacksquare particules, direction transversale.

Résultats numériques : — gaz seul, direction longitudinale - - - gaz seul, direction transversale. Même légende que la Fig.1., pour le reste, avec les symboles ouverts pour la direction longitudinale et les symboles gris pour la direction transversale.

Comme le montre la figure 2(a), les prédictions de u^+ sont en bon accord avec les résultats expérimentaux excepté au voisinage de la paroi ($y^+ < 40$) où la fluctuation de vitesse longitudinale du gaz u_x^+ est sous-estimée et présente un maximum local à $y^+ \cong 20$ qui n'apparaît pas sur les mesures. Dans la direction transversale, u_y^+ est légèrement surestimée. En dépit de ces différences en proche paroi, l'estimation des vitesses v^+ reste globalement correcte. Pour la composante longitudinale v_x^+ , le modèle GLM s'avère plus précis que celui proposé dans [3] au cœur de l'écoulement, mais l'est moins au voisinage de la paroi. Cette tendance s'explique par les mêmes raisons que celles données pour la figure 1. De plus,

pour les vitesses transversales v_z^+ , le modèle utilisé ici donne clairement de meilleurs résultats que celui proposé dans [3].

Sur la figure 3, les covariances des vitesses du gaz et des particules (soit $\langle uv \rangle / (uv)$) sont tracées en fonction de la distance à la paroi y^+ . Pour toutes les tailles de particules, les deux modèles sont globalement en assez bon accord avec les résultats expérimentaux de Khalitov et Longmire [4]. Néanmoins, les simulations numériques conduisent à une covariance dans la direction transversale $\langle u_z v_z \rangle / (u_z v_z)$ supérieure à celle de la direction longitudinale $\langle u_x v_x \rangle / (u_x v_x)$, comportement qui n'apparaît pas dans les expériences. Toutefois, le modèle proposé donne de meilleurs résultats que celui de [3] dans le cœur de l'écoulement pour les deux directions.

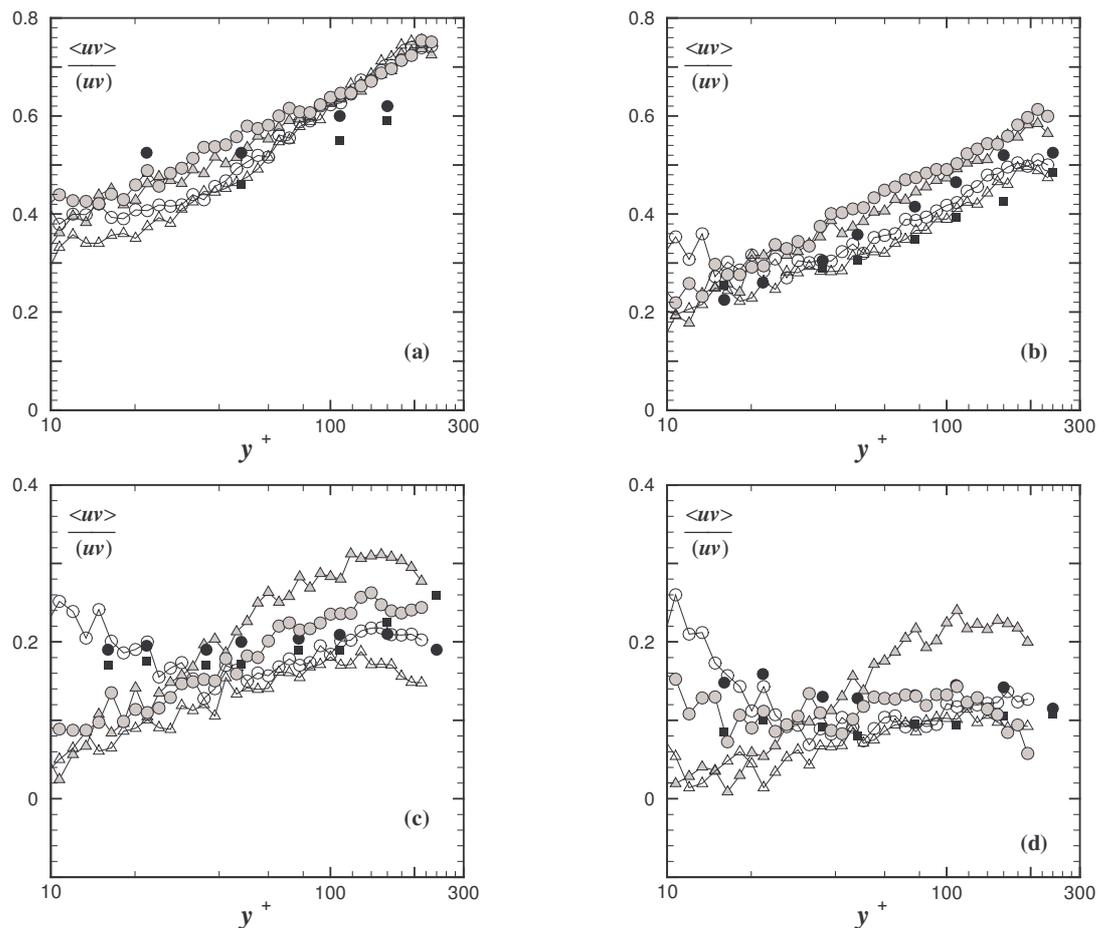


FIG. 3 : Profils des covariances des vitesses du gaz et des particules. Comparaison entre les simulations et les résultats expérimentaux de Khalitov et Longmire [4]. Même légende que la Fig. 2.

4 Conclusion

Des simulations eulériennes-lagrangiennes en écoulement turbulent gaz-solide en canal avec un modèle de dispersion basé sur une équation de type Langevin généralisé ont été présentés. Les résultats obtenus ont été comparés à des travaux récents tant sur le plan numérique qu'expérimental. Les calculs effectués ont montré une bonne concordance avec les résultats de la littérature, notamment au cœur de l'écoulement qui correspond à une turbulence cisailée en quasi-équilibre, hypothèse avec laquelle le modèle avait été initialement développé.

Références

- [1] S.B. Pope. A Lagrangian two-time probability density function equation for inhomogeneous turbulent flows. *Phys. Fluids*, 26(12) : 3448-3450, 1983.
- [2] B. Oesterlé and L.I. Zaichik. Lagrangian time scales and particle dispersion modeling in equilibrium turbulent shear flows. *Phys. Fluids* 16(9) : 3374-3384, 2004.
- [3] J.P. Carlier, M. Khalij and B. Oesterlé. An improved model for anisotropic dispersion of inertial particles in turbulent shear flows. *Aerosol Science and Technology*, 39 :1-10, 2005.
- [4] D.A. Khalitov and E.K. Longmire. Effect of particle size on velocity correlations in turbulent channel flow. *Proc. 4th ASME-JSME Joint Fluids Engineering Conference*, Honolulu, Hawaii, paper N° FEDSM03-45730, 2003.
- [5] H.K. Myong and N. Kasagi. A new approach to the improvement of k - ϵ turbulence model for wall-bounded shear flows. *JSME Int. J. II* 33 : 63-72, 1990.
- [6] M. Rokni and B. Sunden. Turbulence modelling experience in duct with forced convection flow. *Numer. Heat Tr. A-Appl.* 35 : 629-654, 1999.
- [7] M. Sommerfeld. Modelling of particle-wall collisions in confined gas-particle flows. *Int. J. Multiphase Flow* 18 : 905-926, 1992.
- [8] S. Lain, M. Sommerfeld and J. Kussin. Experimental studies and modelling of four-way coupling in particle-laden horizontal channel flow. *Int. J. Heat and Fluid Flow* 23 : 647-656, 2002.
- [9] P. Rambaud, B. Oesterlé and A. Tanière. Assessment of integral time scales in a gas-solid channel flow with relevance to particle dispersion modelling. *Proc. 10th Workshop on Two-Phase Flow Predictions*, Merseburg, Germany (Edited by Sommerfeld, M.) : 182-194, 2002.
- [10] T. Ushijima and R.J. Perkins. Evaluation of C_0 and T_L in turbulent pipe or channel flows. *Proc. 3rd ASME-JSME Joint Fluids Engineering Division Summer Meeting*, ASME-FED 248, paper N° FEDSM99-7759, 1999.
- [11] L.P. Wang and D.E. Stock. Dispersion of heavy particles by turbulent motion. *J. Atmos. Sci.* 50 : 1897-1913, 1993.