



HAL
open science

**Simulation eulérienne-lagrangienne d'écoulements
gaz-solide non isothermes : interactions
particules-turbulence, application aux écoulements en
conduite**

Valérie Chagras

► **To cite this version:**

Valérie Chagras. Simulation eulérienne-lagrangienne d'écoulements gaz-solide non isothermes : interactions particules-turbulence, application aux écoulements en conduite. Energie électrique. Université Henri Poincaré - Nancy I, 2004. Français. NNT : . tel-00007697

HAL Id: tel-00007697

<https://theses.hal.science/tel-00007697>

Submitted on 9 Dec 2004

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.

U.F.R. ESSTIN

Ecole Doctorale EMMA (Energétique, Mécanique et Matériaux)

Département de Formation Doctorale : Mécanique et Energétique

Thèse

présentée pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy-I

en Mécanique et Energétique

par **Valérie Chagras**

**Simulation eulérienne-lagrangienne d'écoulements gaz-solide non isothermes :
interactions particules-turbulence, application aux écoulements en
conduite.**

Thèse soutenue le 26 mars 2004 à l'ESSTIN

Membres du jury :

Rapporteurs :	M. Jean-Marie Buchlin	Professeur, Institut Von Karman et U.L.B., Bruxelles
	M. François Feuillebois	Directeur de recherche CNRS, ESPCI, Paris
Examineurs :	M. Louis Doubriez	Professeur, Université de Nantes
	M. Jean-Raymond Fontaine	Docteur, I.N.R.S, Vandoeuvre-lès-Nancy
	M. Pascal Boulet	Professeur, U.H.P, Nancy I (co-directeur de thèse)
	M. Benoît Oesterlé	Professeur, U.H.P, Nancy I (directeur de thèse)

Cette thèse réalisée au Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée au sein de l'équipe ESSTIN n'aurait pas connu de genèse, ni de dénouement, sans l'intervention des personnes dont les noms vont suivre.

Je désire en premier lieu remercier Benoît Oesterlé et Pascal Boulet pour l'encadrement dont j'ai bénéficié pendant ces « longues » années de thèse. Merci pour votre disponibilité, votre confiance, vos encouragements et surtout votre patience. Sans votre aide précieuse, ce manuscrit ne serait pas ce qu'il est. Merci Pascal pour les nombreuses relectures nécessaires.

Je tiens à adresser ma reconnaissance à Messieurs Jean-Marie Buchlin et François Feuillebois pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse et pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture détaillée et attentive de ce manuscrit.

Je remercie également Messieurs Louis Doubriez et Jean-Raymond Fontaine qui m'ont fait l'honneur de participer au jury de soutenance.

J'adresse mes remerciements à toute l'équipe du LEMTA équipe ESSTIN pour leur accueil chaleureux, leur gentillesse (Sophie, Anne, Abdel, Mohamed, Boris et Moustapha). Ils m'ont permis de passer des années très agréables et enrichissantes. Merci à vous Philippe, Yann, Eric, Jean-Paul, Stéphane pour votre bonne humeur et également à Jean Pierre pour les réunions de travail du jeudi. Merci à tout le personnel de l'ESSTIN et plus particulièrement à notre « secrétaire » Marie Luce Boulet.

Merci à Audrey, Ophélie et Pavol pour leur soutien et nos discussions interminables.

Merci à tous ceux qui ont cru en moi et qui m'ont permis d'arriver là où je suis.

Enfin, j'adresse à mes parents et à mes sœurs ma reconnaissance la plus profonde pour avoir fait de moi ce que je suis maintenant, pour leur amour, leurs encouragements et leur soutien dans les moments les plus difficiles.

Je tiens également à remercier une personne qui n'est plus de ce monde, Hervé qui était mon « puits de sciences ».

Table des matières

Table des matières	i
Nomenclature	vii

INTRODUCTION.....	1
--------------------------	----------

CHAPITRE I :

ÉCOULEMENTS GAZ-PARTICULES EN CONDUITE ANISOTHERME

1 Introduction	7
2 Synthèse bibliographique	7
2.1 Résultats expérimentaux	7
2.1.1 Conduite verticale	7
2.1.2 Conduite horizontale	10
2.2 Simulations numériques.....	12
3 Grandeurs caractéristiques	15
3.1 Définitions des grandeurs de la phase fluide et de la phase particulaire	15
3.1.1 Temps caractéristiques	15
3.1.2 Fraction volumique	18
3.1.3 Taux de chargement	18
3.1.4 Vitesse de chute de la particule	18
3.1.5 Echelle de Kolmogorov et micro-échelle de Taylor	19
3.1.5 Evaluation des échelles caractéristiques	20
3.2 Caractérisation des échanges entre la suspension et la paroi.....	21
3.2.1 Température moyenne de mélange de la suspension	21
3.2.2 Nombre de Nusselt de la suspension.....	21
4 Conclusion.....	22

CHAPITRE II

MODELISATION DE LA PHASE FLUIDE

1 Introduction	27
2 Approche eulérienne	27
2.1 Equations de transport.....	27
2.2 Modèles de fermeture	28
2.2.1 Modèle $k-\varepsilon$ à faibles nombres de Reynolds	28
2.2.2 Tensions de Reynolds	29
2.3 Flux de chaleurs turbulents	31
2.4 Variance de la température	32
3 Comparaisons de modèles en monophasique.....	34
3.1 Dynamique.....	35
3.1.1 Expériences de Laufer (1954)	35
3.1.2 Expériences de Nagano <i>et al.</i> (1990)	39
3.1 Thermique.....	42
3.1.1 Expériences de Nagano <i>et al.</i> (1990)	42
3.1.2 Expériences de Depew et Farbar (1963)	45
4 Conclusion.....	49

CHAPITRE III

SUIVI LAGRANGIEN : ECHANGE FLUIDE/PARTICULE

1 Introduction	53
2 Equation du mouvement d'une particule	54
2.1 Force de traînée.....	54
2.1.1 Loi de traînée standard	55
2.1.2 Influence de la turbulence	57
2.1.3 Voisinage de la paroi.....	57

2.1.3 Effet de raréfaction.....	59
2.1.5 Influence de la concentration	59
2.2 Portance.....	60
2.2.1 Portance due à la rotation : effet Magnus	60
2.2.2 Portance due au cisaillement :effet Saffman	64
2.3 Effets liés à la non isothermie.....	65
2.3.1 Thermophorèse	65
2.3.2 Modification de la force de traînée	65
3 Equation du moment	65
4 Suivi de la température.....	67
4.1 Echange par convection	67
4.2 Transfert de chaleur par conduction au sein de la phase solide.....	69
4.3 Transfert de chaleur par rayonnement	70
5 Conclusion.....	71

CHAPITRE IV

SUIVI LAGRANGIEN : MODELE DE DISPERSION

1 Introduction	75
2 Effets agissant sur la dispersion des particules	75
2.1 Effet d'inertie.....	75
2.2 Effet de croisement de trajectoire et de continuité.....	76
3 Modèle de dispersion	76
3.1 Génération des fluctuations de vitesses	76
3.2 Génération des fluctuations de température.....	79
3.3 Echelles intégrales	80
3.3.1 Echelles intégrales de temps lagrangiennes du fluide.....	80
3.3.2 Echelle intégrale de température	86
4 Complément : modèle basé sur le Generalized Langevin Model.....	87
5 Conclusion.....	90

CHAPITRE V

SUIVI LAGRANGIEN : INTERACTIONS PARTICULES/PAROI ET PARTICULES/PARTICULES

1 Introduction	93
2 Collisions particule-paroi	94
2.1 Importance des collisions particule-paroi	94
2.2 Modélisation des collisions avec la paroi	95
2.3 Evaluation de la vitesse après la collision.....	98
3 Collisions interparticulaires.....	99
3.1 Importance des collisions interparticulaires	99
3.2 Traitement des collisions	101
3.2.1 Détection du choc.....	101
3.2.2 Génération du partenaire de collision	102
3.2.3 Modification de la vitesse des particules due aux collisions.....	103
4 Transfert de chaleur par conduction lors des chocs	104
4.1 Transfert de chaleur par conduction	104
4.2 Influence du transfert de chaleur par conduction	106
4.3 Génération de la fluctuation de température de la particule fictive	107
5 Conclusion.....	107

CHAPITRE VI

INFLUENCE DES PARTICULES SUR L'ÉCOULEMENT FLUIDE

1 Introduction	111
2 Modulation de la turbulence par les particules	112
3 Termes sources pour la vitesse moyenne et la température moyenne	115
4 Termes sources traduisant la modulation de la turbulence	115
4.1 Modèle standard.....	115
4.2 Modèle complet	116

4.3 Modèle hybride	118
4.4 Modèle récents	119
5 Discussion concernant les coefficients des équations de transport utilisées dans les modèles de turbulence	120
6 Conclusion.....	125

CHAPITRE VII

TRAITEMENT NUMERIQUE : MISE EN FORME ET TESTS DE SENSIBILITE

1 Introduction	129
2 Configurations expérimentale et numérique	129
3 Résolution numérique	133
3.1 Création de la géométrie du maillage	134
3.2 Conditions initiales	135
3.3 Conditions aux limites	135
3.3.1 A la paroi.....	135
3.3.2 Au centre de la conduite.....	136
3.4 Schéma numérique.....	136
3.4.1 Coefficient de sous relaxation.....	137
3.4.2 Critère de convergence et dérive.....	138
3.4.3 Pas de temps d'intégration	138
4 Tests de sensibilité en conduite horizontale.....	139
4.1 Maillage	139
4.1.1 Fluide seul	139
4.1.2 Ecoulement diphasique	141
4.2 Nombre de particules injectées	142
4.3 Nombre d'itérations eulériennes-lagrangiennes	145
5 Conclusion.....	149

CHAPITRE VIII

RESULTATS ET ANALYSES

1 Introduction	153
2 Validation du modèle en conduite verticale	154
2.1 Conditions expérimentales	154
2.2 Résultats concernant la dynamique de l'écoulement	155
2.3 Simulations avec transfert de chaleur	158
3 Eléments de validation du modèle en conduite horizontale	160
3.1 Conditions expérimentales	160
3.2 Résultats préliminaires sur la dynamique de l'écoulement	161
3.3 Simulations des échanges thermiques entre la suspension et la paroi	164
4 Influence du modèle de dispersion	167
4.1 Modélisation des fluctuations de vitesses	167
4.2 Modélisation des fluctuations de température	174
5 Modulation de la turbulence	177
6 Influence des collisions	181
6.1 Les coefficients de frottement et de restitution	181
6.2 Rugosité de la paroi	183
6.3 Rôle du transfert de chaleur par conduction lors des chocs	185
7 Influence des propriétés des particules	187
8 Estimation du rôle du transfert par rayonnement	191
9 Conclusion	193

ANNEXES :

ANNEXE 1 : Compléments sur le modèle de dispersion	195
ANNEXE 2 : Compléments sur l'influence des collisions	199

CONCLUSION ET PERSPECTIVES	205
---	------------

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	209
--	------------

NOMENCLATURE

Bi	nombre de Biot	–
C	concentration	kgm^{-3}
C_D	coefficient de traînée	–
C_L	coefficient de portance	–
C_p	capacité calorifique	$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$
D	diamètre de la conduite	m
d_p	diamètre des particules	m
f_c	fréquence de collision	s^{-1}
g	gravité	ms^{-2}
h_p	coefficient de transfert de chaleur autour des particules	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
k_f	énergie cinétique turbulente du fluide ($=\langle u_{fi}u_{fi} \rangle/2$)	m^2s^{-2}
$2k_{fp}$	covariance particules/fluide ($=\langle u_{fi}u_{pi} \rangle$)	m^2s^{-2}
k_p	énergie cinétique turbulente des particules ($\langle u_{pi}u_{pi} \rangle/2$)	m^2s^{-2}
l_h	longueur hybride de la dissipation d'après Crowe (2000)	m
L_t	longueur de conduite anisotherme	m
m	taux de chargement	–
m_p	masse d'une particule	kg
N	nombre de particules par unité de volume de suspension	m^{-3}
Nu_0	nombre de Nusselt en fluide pur	–
Nu_b	nombre de Nusselt en bas de la conduite	–
Nu_h	nombre de Nusselt en haut de la conduite	–
Nu_s	nombre de Nusselt de la suspension	–
Nu_p	nombre de Nusselt particulaire	–
P	pression	Pa
Pr	nombre de Prandtl	–
Pr_t	nombre de Prandtl turbulent	–
q_m	débit massique	kg s^{-1}
r	coordonnée radiale	m
R	rayon de la conduite	m

Nomenclature

r_p	rayon des particules	m
Re_D	nombre de Reynolds de l'écoulement ($= \rho_f U_{mf} D / \mu_f$)	–
Re_p	nombre de Reynolds particulaire	–
S_{pk}	terme source d'énergie cinétique turbulente	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-3}$
S_{pu}	terme source de quantité de mouvement	N m^{-3}
$S_{p\varepsilon}$	terme source du taux de dissipation	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-4}$
$S_{p\theta}$	terme source de chaleur	W m^{-3}
St	nombre de Stokes	–
T^*	échelle intégrale du fluide vu par la particule	s
T_L	échelle intégrale lagrangienne du fluide	s
T_{mE}	échelle mobile eulérienne du fluide	s
U	vitesse instantanée	m s^{-1}
U_m	vitesse débitante	m s^{-1}
u	fluctuation de vitesse	m s^{-1}
u_τ	vitesse de frottement à la paroi	m s^{-1}
w	coordonnée tangentielle	m
y^+	distance à la paroi	–
z	coordonnée axiale	m

SYMBOLES GRECS

α_p	fraction volumique	–
ε_f	taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente du fluide	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$
Θ	température instantanée	K
Θ_m	température moyenne dans une section	K
Θ_w	température de la paroi	K
θ	fluctuation de température	K
λ_f	conductibilité thermique du fluide	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
ρ	masse volumique	kg m^{-3}
σ_p	écart type des fluctuations de vitesse	m s^{-1}
σ_γ	écart-type de l'angle d'inclinaison de la paroi virtuelle	rad
τ_c	temps moyen entre deux collisions	s
τ_p	temps de relaxation de la particule	s
$\tau_{p\theta}$	temps de relaxation thermique de la particule	s
μ_f	viscosité dynamique du fluide	Pas
μ_t	viscosité dynamique turbulente	Pas
ν_f	viscosité cinématique du fluide	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
ν_t	viscosité cinématique turbulente	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$

Ω_p	vitesse de rotation instantanée de la particule	rad s^{-1}
ω_p	fluctuation de vitesse de rotation de la particule	rad s^{-1}

INDICES

f	fluide
p	particules
i	$i^{\text{ème}}$ composante
t	grandeur turbulente
w	Propriété à la paroi
*	propriété du fluide vu par la particule
+	unité de paroi
$\langle x \rangle$	moyenne de phase

INTRODUCTION

Les écoulements diphasiques à phase dispersée sont présents dans de nombreux procédés industriels tels que le séchage, le transport pneumatique, la combustion.... Ils sont caractérisés par la présence simultanée d'une phase continue encore appelée phase porteuse (gaz, liquide) et d'une phase présente sous la forme d'inclusions (particules solides, bulles, gouttelettes), dite dispersée. Ces écoulements sont caractérisés par des échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie qui affectent les caractéristiques dynamiques et thermiques de l'écoulement global.

Les études expérimentales relatives aux écoulements gaz-particules en conduite anisotherme montrent que les échanges entre la paroi et la suspension dépendent à la fois des propriétés de la phase dispersée (taille des inclusions, taux de chargement,...) et de la phase continue (niveau de turbulence, de température,...). Les résultats de ces travaux indiquent que la présence des particules affecte considérablement le comportement dynamique (profils de vitesses, énergie cinétique turbulente) et thermique (profils de température) de l'écoulement. L'ajout de particules conduit dans certains cas à une augmentation, dans d'autres cas à une diminution des transferts thermiques entre la suspension et la paroi. Il est donc important, en vue d'optimiser les procédés industriels mettant en jeu ce type d'écoulements, de pouvoir prédire les échanges dynamiques et thermiques au sein d'une suspension en conduite.

Dans les écoulements confinés, les phénomènes physiques susceptibles de modifier le transfert de chaleur entre la suspension et la paroi sont de deux ordres :

- ✓ les influences directes - elles résultent des échanges thermiques par conduction (interactions particules/particules et particule/paroi), par convection (interactions fluide/paroi et fluide/particules) et par rayonnement entre les deux phases ou entre la paroi et la suspension ;
- ✓ les influences indirectes - la présence de particules au sein du champ fluide affecte le comportement de la phase fluide, le niveau de turbulence et donc modifie indirectement les échanges de chaleur.

Notre objectif est de construire un modèle capable de prédire le comportement d'un tel écoulement. Après avoir constaté que la majeure partie des études étaient consacrées aux écoulements gaz-particules en conduite isotherme, Moissette (2001) a développé un code numérique basé sur l'approche eulérienne/lagrangienne pour étudier les écoulements gaz-particules en conduite verticale anisotherme. En parallèle, l'approche eulérienne/eulérienne a été développée au sein de notre laboratoire pour le même type de configuration (Boulet 2001). Les études relatives aux écoulements gaz-particules en conduite portent essentiellement sur des cas de conduites verticales, permettant de profiter des simplifications offertes par la symétrie du problème. Le choix et la motivation du travail présenté ici reposent sur la volonté d'élargir les champs d'applications au sein de notre laboratoire, d'améliorer les modèles existants et d'étudier d'autres phénomènes physiques. L'orientation de la gravité dans un écoulement gaz-particules en conduite joue un rôle primordial sur le comportement des particules au sein du champ fluide. Le cas d'une conduite horizontale est plus délicat à traiter que celui d'une conduite verticale car les particules ont tendance à se concentrer dans la partie inférieure de la conduite et entraînent une fréquence de collisions plus élevée. Cette concentration de particules plus importante au fond de la conduite gêne l'écoulement du fluide et donc le profil de la vitesse axiale présente une dissymétrie entre les régions supérieure et inférieure de la conduite. Les profils thermiques ont un comportement analogue aux profils dynamiques.

Afin d'étudier de manière plus fine les phénomènes qui influencent le comportement des particules dans l'écoulement gazeux et compte tenu des acquis de notre laboratoire, mon choix s'est orienté vers une modélisation utilisant l'approche eulérienne/lagrangienne permettant la description de ces phénomènes.

La méthode complète, développée dans la suite de ce manuscrit, consiste donc à simuler l'écoulement de la phase porteuse par une méthode eulérienne et à suivre au sein de la suspension les trajectoires d'un ensemble de particules, en incluant tous les phénomènes susceptibles d'affecter leur mouvement (forces, dispersion, collisions...).

Ce rapport, décomposé en huit chapitres, dresse le bilan et les perspectives pour l'étude des écoulements en conduites anisothermes.

Le premier chapitre est consacré à la synthèse bibliographique portant sur les études expérimentales et numériques relatives au transfert de chaleur dans les écoulements diphasiques anisothermes à phase dispersée. Cette étude montre les principaux paramètres influençant le transfert de chaleur entre la suspension et la paroi. La deuxième partie de ce chapitre introduit les grandeurs caractéristiques nécessaires à la simulation des écoulements diphasiques.

La modélisation de la phase fluide par approche eulérienne est décrite au deuxième chapitre. Cette approche consiste à résoudre les équations de Navier Stokes moyennées en y associant des modèles de fermeture de type $k-\varepsilon$ non linéaire (NEVM ou EASM) pour la partie dynamique et des modèles de fermeture de type SED, GGDH ou WET pour la partie thermique. Une confrontation entre les résultats expérimentaux de Nagano *et al.*(1990) et les résultats numériques issus des différents modèles de fermeture proposés en écoulement monophasique est présentée dans la dernière partie de ce chapitre.

Les chapitres III, IV et V sont consacrés au suivi lagrangien des particules discrètes dans la conduite. Le chapitre III est dédié aux échanges fluide-particules. Le suivi est basé sur le principe fondamental de la dynamique, en incluant les forces auxquelles sont soumises les particules. La température de chaque particule est calculée le long de sa trajectoire par résolution d'un bilan thermique. En utilisant l'approche eulérienne-lagrangienne, les grandeurs obtenues en sortie de simulation de la phase fluide (eulérienne) sont des grandeurs moyennées. Les données nécessaires au suivi lagrangien d'une particule doivent être des

grandeurs instantanées. Elles sont décomposées en grandeurs moyennes et fluctuations, générées par un modèle de dispersion qui repose sur un processus stochastique du premier ordre présenté au chapitre IV. Pour les écoulements diphasiques confinés, deux types de collisions peuvent jouer un rôle non négligeable sur le comportement de la phase particulaire : les collisions particule-paroi (rarement négligeables) et les collisions particule-particule (qui peuvent être parfois négligeables). Le modèle développé et décrit au chapitre V prend en considération ces deux types de collisions.

La description de chacune des deux phases étant établie, l'action des particules sur le fluide est abordée au sixième chapitre. En effet, la présence des particules induit des modifications sur l'écoulement gazeux aussi bien sur les vitesses et température moyennes que sur la turbulence. Les différentes approches utilisées pour modéliser la modulation de la turbulence en présence des particules sont décrites et discutées au cours de ce chapitre.

Le chapitre VII présente les caractéristiques numériques utilisées (géométrie, maillage, écriture des conditions initiales, des conditions aux limites) et le principe de la résolution numérique elle-même. La dernière partie de ce chapitre présente différents tests de sensibilité (sur le maillage et le nombre de particules injectées au sein de la conduite notamment).

Pour terminer, le chapitre VIII est consacré à la présentation proprement dite des résultats de nos simulations. La première partie du chapitre expose les capacités du code à reproduire les résultats expérimentaux et à prédire le comportement thermique de la suspension en conduite verticale anisotherme, puis elle donne des éléments de validation du modèle en conduite horizontale. De nombreuses simulations ont été réalisées durant ce travail de thèse, permettant d'effectuer des tests de sensibilité à tous les niveaux. En particulier dans la deuxième partie de ce chapitre on étudiera successivement les points suivants:

- influence du modèle de dispersion : le descriptif du modèle de dispersion utilisé pour générer les fluctuations de vitesse et de température ayant été établi au chapitre IV, nous examinerons en particulier l'influence de la modélisation des fluctuations de vitesse et de température du fluide sur les comportements dynamique et thermique des particules ;
- influence de la modélisation de la modulation de la turbulence : les différentes remarques faites au sixième chapitre nous ont menés à étudier les différentes modélisations de la modulation de la turbulence et les coefficients $C_{\varepsilon 3}$ et C_{μ} , introduits dans l'équation de transport de la dissipation ε_f et dans l'expression de la viscosité turbulente ;
- influences des collisions particules/paroi et particules/particules : la mise en évidence de leur effet sur les trajectoires des particules nous a conduits à étudier l'impact des différents paramètres de collisions sur le comportement de la phase fluide et de la phase dispersée ;
- influence du transfert de chaleur par rayonnement : le transfert de chaleur par rayonnement est souvent négligé lors des simulations d'échanges thermiques au sein de la suspension gaz-solide mais afin de vérifier cette hypothèse des tests ont été réalisés ;
- influence des propriétés des particules : pour terminer, nos simulations permettront de tester la sensibilité des résultats décrivant l'écoulement moyen à certains paramètres caractéristiques des particules telles que le diamètre des particules ou leur masse volumique.

CHAPITRE I

Écoulement gaz-particules en conduite anisotherme

1	Introduction	7
2	Synthèse bibliographique	7
2.1	Résultats expérimentaux.....	7
2.1.1	Conduite verticale.....	7
2.1.2	Conduite horizontale	10
2.2	Simulations numériques	12
3	Grandeurs caractéristiques.....	15
3.1	Définitions des grandeurs de la phase fluide et de la phase particulaire	15
3.1.1	Temps caractéristiques	15
3.1.2	Fraction volumique.....	18
3.1.3	Taux de chargement	18
3.1.4	Vitesse de chute de la particule	18
3.1.5	Echelle de longueur de Kolmogorov et micro-échelle de Taylor	19
3.1.6	Evaluation des échelles caractéristiques.....	20
3.2	Caractérisation des échanges entre la suspension et la paroi	21
3.2.1	Température moyenne de mélange de la suspension	21
3.2.2	Nombre de Nusselt de la suspension.....	21
4	Conclusion.....	22

1 Introduction

Ce premier chapitre a pour objectif de faire le point sur les connaissances relatives aux écoulements gaz-solide anisothermes en conduite. Afin de comprendre et de caractériser la modification des échanges de chaleur en conduite, différentes études expérimentales et numériques ont été menées à ce sujet. Le premier paragraphe sera consacré aux principaux résultats expérimentaux obtenus dans le cas des deux configurations étudiées (verticale et horizontale). Le deuxième paragraphe sera dédié aux différentes méthodes numériques et à leurs résultats. Enfin, la troisième partie permettra d'introduire les grandeurs caractéristiques du fluide et des particules. Ces éléments nous permettront en conclusion de situer le travail présenté ici et de justifier la démarche adoptée et les domaines dans lesquels nous nous sommes particulièrement investis.

Les références bibliographiques utiles à la modélisation des écoulements gaz-particules en conduites anisothermes seront données tout au long des chapitres.

2 Synthèse bibliographique

2.1 Résultats expérimentaux

La majorité des travaux recensés est basée sur les écoulements gaz-particules en conduite verticale. L'influence des particules solides en suspension sur les caractéristiques de transport a été largement étudiée. Les résultats de ces travaux montrent que la présence des particules affecte le comportement dynamique de l'écoulement (profils de vitesse, énergie cinétique turbulente). Dans certains cas, l'ajout de particules conduit à une atténuation de la turbulence tandis que dans d'autres cas la présence de particules provoque une augmentation de la turbulence. L'orientation de la conduite (verticale ou horizontale) joue également un rôle non négligeable sur le comportement de l'écoulement. La répartition des particules n'est pas la même dans le cas d'une conduite verticale et d'une conduite horizontale. Dans le deuxième type de configuration, la concentration en particules est plus importante dans le fond de la conduite et provoque un comportement asymétrique entre la paroi supérieure et la paroi inférieure.

Les expériences réalisées en conduite anisotherme conduisent toutes à la même conclusion : l'ajout de particules au sein de l'écoulement fluide conduit à une modification des échanges thermiques entre la suspension et la paroi.

Dans cette partie, nous avons répertorié les principaux résultats expérimentaux qui existent dans la littérature traitant des écoulements gaz-particules en conduite verticale et en conduite horizontale anisotherme.

2.1.1 Conduite verticale

Parmi les principaux auteurs qui se sont attachés à étudier les écoulements gaz-particules en conduite verticale anisotherme, nous pouvons citer notamment les travaux suivants :

➤ Farbar et Morley (1957) qui ont été les premiers auteurs à étudier le transfert de chaleur dans un écoulement gaz-particules en conduite verticale. Les conditions expérimentales sont les suivantes : des particules de silice d'aluminium de diamètre variant de

10 à 210 μm sont injectées dans une conduite de diamètre $D=17,5$ mm, de longueur égale à 48 fois son diamètre. La paroi est chauffée par un générateur de chaleur dont la source de chaleur électrique est réglable. Les résultats expérimentaux montrent une augmentation du transfert de chaleur en présence de particules en particulier à partir d'un taux de chargement égal à 1.

➤ Depew et Farbar (1963) ont étudié les caractéristiques du transfert de chaleur dans un écoulement gaz-solide en conduite verticale chauffée par un flux constant à la paroi. Les particules utilisées sont des particules en verre dont le diamètre est compris entre 30 et 200 μm . Elles sont injectées dans une conduite de diamètre $D=19$ mm avec un taux de chargement variant de 0 à 10 et avec un nombre de Reynolds variant de 13500 à 27400. Les résultats montrent que plus le taux de chargement augmente, plus la longueur de la conduite nécessaire à l'établissement thermique de l'écoulement augmente. Ce phénomène est plus accentué pour les petits diamètres de particules ($d_p=30$ μm) que pour les particules de tailles plus élevées ($d_p=200$ μm).

➤ Jepson *et al.* (1963) ont étudié le transfert de chaleur entre la suspension et la paroi dans un écoulement gaz-solide en conduite verticale. Des grains de sable dont le diamètre varie de 90 à 1000 μm sont injectés dans une conduite de diamètre $D=0,038$ m avec un taux de chargement atteignant 25, le nombre de Reynolds de l'écoulement varie de 15550 à 77500. Les résultats de leurs travaux montrent qu'à des faibles taux de chargement, le transfert de chaleur diminue, alors que pour des valeurs plus élevées, le transfert augmente. Pour un diamètre de particule fixé, l'augmentation du transfert de chaleur est d'autant plus rapide que le nombre de Reynolds est faible.

➤ Wilkinson et Norman (1967) ont également analysé le transfert de chaleur entre la paroi et la suspension dans une conduite verticale. Ils ont utilisé des particules en graphite dont le diamètre est compris entre 40 et 120 μm , dans un écoulement d'air avec Re_D variant de 20 000 à 80 000 pour des taux de chargement compris entre 0 et 45. L'injection de particules en graphite de diamètre 74 μm provoque une augmentation du transfert de chaleur. Trois paramètres peuvent favoriser ce phénomène : la taille des particules, la concentration et le nombre de Reynolds. Pour un diamètre de particules fixé, l'augmentation du transfert de chaleur est d'autant plus marquée que le nombre de Reynolds diminue. Boothroyd et Haque (1970) et plus récemment Hasegawa *et al.* (1983) ont également étudié le transfert de chaleur entre la suspension et la paroi en conduite verticale.

Pour illustrer les différents comportements observés, la figure 1.1 dresse l'inventaire de quelques travaux expérimentaux. Tous les résultats n'y sont pas représentés pour ne pas surcharger la figure où l'on trouve le rapport entre le nombre de Nusselt de la suspension (défini au paragraphe 3.2.3) et le nombre de Nusselt en l'absence de particules en fonction du taux de chargement (défini au paragraphe 3.1.3). Le tableau 1.1 qui accompagne la figure donne les principales conditions, avec en particulier le type de condition aux limites où ϕ_w désigne la densité de flux imposée à la paroi et Θ_w la température imposée à la paroi. Différentes tendances ont été observées : l'ajout de particules au sein du champ fluide peut conduire soit à une augmentation soit à une diminution du transfert de chaleur.

Cette figure montre bien la diversité des comportements observés et permet également d'identifier les différents paramètres susceptibles d'influencer les échanges de chaleur tels que

les propriétés physiques des particules (diamètre, masse volumique ...), le taux de chargement, le niveau de turbulence et le niveau de température. En comparant les résultats expérimentaux de Boothroyd et Haque (1970) référencés par « a,b,c », les comportements diffèrent totalement en fonction du nombre de Reynolds. Pour les expériences de Hasegawa *et al.* (1983) référencées par « d et e » où seule la température de paroi est différente, le rayonnement peut sans doute jouer un rôle non négligeable.

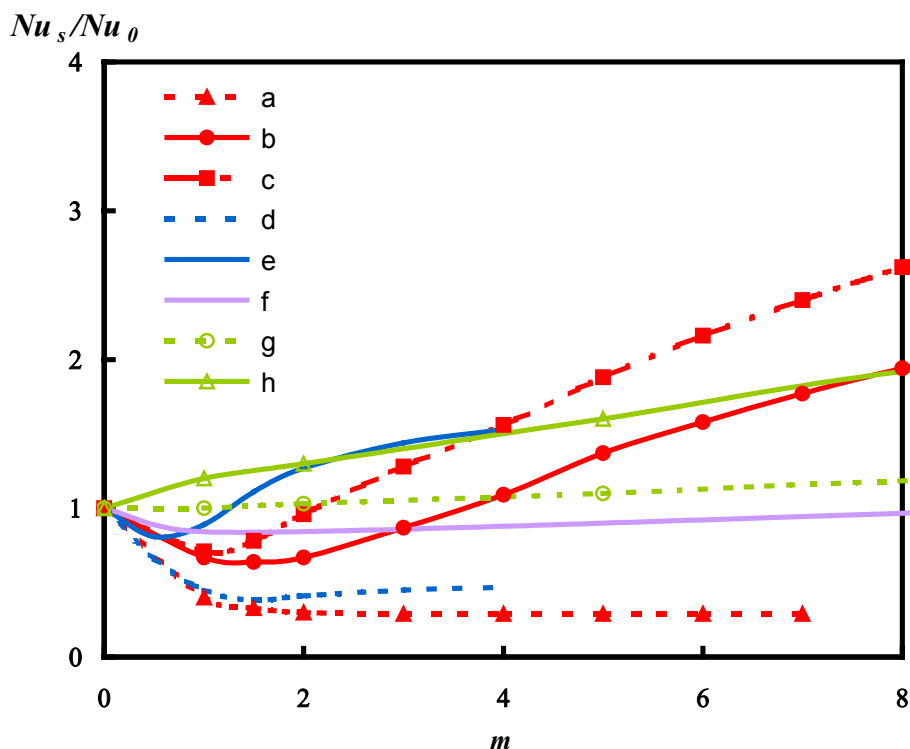


Figure 1. 1 : Evolution du transfert de chaleur en conduite verticale

Légende	Auteurs	d_p (μm)	ρ_p (kg m^{-3})	D (mm)	Re_D	Condition aux limites
a	Boothroyd et Haque (1970)	15	6900	25,4	80000	$\varphi_w=2891 \text{ W m}^{-2}$
b				50,8	35000	
c				76,2	35000	
d	Hasegawa <i>et al.</i> (1983)	18	2520	18	15000	$\Theta_w=573 \text{ K}$
e						$\Theta_w=1173 \text{ K}$
f	Jepson <i>et al.</i> (1963)	500	2500	38,1	30400	$\varphi_w=1000 \text{ W m}^{-2}$
g	Wilkinson et Norman (1967)	60	2500	53,3	70000	$\varphi_w=13561 \text{ W m}^{-2}$
h					180000	

Tableau 1.1 :Caractéristiques des écoulements de la figure 1.1

2.1.2 Conduite horizontale

Pour les études relatives aux écoulements en conduite horizontale, plus rares, nous pouvons citer les auteurs suivants :

➤ Sukomel *et al.* (1967) ont été les premiers à étudier expérimentalement les écoulements diphasiques (gaz-particules) en écoulement en conduite horizontale. Leurs expériences portaient sur l'étude du transfert de chaleur local entre la paroi de la conduite et le gaz (air ou hélium) pour différents diamètres de particules : $d_p = 65, 130, 180, 290 \mu\text{m}$ (particules en oxyde d'aluminium) et $d_p = 70 \mu\text{m}$ (particules en graphite). Le déroulement de l'expérience se fait de la manière suivante : la suspension passe à travers une première partie isotherme de conduite dont la longueur est égale à 100 fois le diamètre de la conduite. Puis il passe au travers d'une section chauffée dont la longueur est égale à 683 mm. La gamme de nombres de Reynolds étudiée varie de 8000 à 35000 et la densité de flux de chaleur varie de $0,8 \cdot 10^4$ à $3 \cdot 10^4 \text{ Wm}^{-2}$. La vitesse est comprise entre 15 et 50 ms^{-1} pour l'air et entre 60 et 100 ms^{-1} pour l'hélium. La température à l'entrée du tube est la température ambiante. Les résultats expérimentaux montrent que le coefficient d'échange de chaleur dépend de la concentration des particules et du taux de chargement. Le coefficient h diminue pour un taux de chargement inférieur à 3, puis il augmente pour un taux de chargement supérieur à 3. Les mesures mettent en évidence que la longueur d'établissement thermique augmente avec le taux de chargement.

➤ Depew et Cramer (1970) ont observé l'asymétrie des profils en conduite horizontale. En effet l'action de la gravité joue un rôle important sur la suspension. La concentration en particules est plus importante au fond de la conduite. Cette accumulation de particules solides forme un lit (dans le cas extrême) qui est un obstacle au transfert de chaleur. Dans les conditions expérimentales de Depew et Cramer (1970), des particules en verre sont injectées dans un écoulement d'air. La taille des particules varie de 30 à $200 \mu\text{m}$ comme l'indique le tableau 1.2. Les résultats expérimentaux montrent qu'avec la plus petite taille des particules ($d_p = 30 \mu\text{m}$), le transfert de chaleur à la paroi inférieure augmente et devient supérieur au transfert de chaleur en fluide pur (figure 1.2).

➤ Plus récemment Aihara *et al.* (1997) ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur entre la paroi et la suspension dans un écoulement horizontal chargé en particules de graphite. Les conditions expérimentales sont les suivantes : des particules de graphite sont injectées dans une première portion de conduite de diamètre $D = 0,0545 \text{ m}$ et de longueur $L = 8 \text{ m}$. Les particules traversent une seconde portion de conduite de même dimension mais elle est chauffée avec une densité de flux à la paroi imposée (896 Wm^{-2}). La longueur de la conduite chauffée est de 8 m ce qui correspond à $L_t / D = 140$.

Aihara *et al.* (1997) ont observé une asymétrie des profils de températures et ceci même à petits taux de chargement .

Les figures 1.2 et 1.3 illustrent les différents comportements observés avec l'apport de particules au sein du champ fluide. En conduite horizontale, la gravité joue un rôle important sur l'échange de chaleur entre la suspension et la paroi. Comme le montrent les deux figures 1.2 et 1.3 (pour la légende se référer au tableau 1.2) qui représentent le rapport du nombre de Nusselt de la suspension normé par ce même nombre en fluide seul en fonction du taux de chargement, le comportement est asymétrique entre la paroi inférieure et la paroi supérieure du tube. A faibles taux de chargement, le transfert de chaleur entre la suspension et la paroi

est plus faible qu'en fluide seul. Ce phénomène est dû à une diminution de la turbulence. A un taux de chargement plus important, les particules de taille élevée produisent de la turbulence et le transfert de chaleur local augmente. La modélisation de la turbulence joue un rôle non négligeable sur le comportement de la suspension. Plus le taux de chargement est élevé et plus la capacité thermique de la suspension et le transfert de chaleur augmentent également.

Dans le cas des particules de diamètre $d_p=200 \mu\text{m}$, les résultats montrent que l'asymétrie du transfert de chaleur entre la paroi inférieure et la paroi supérieure (figure 1.2) est moins marquée que pour les particules de taille plus petite ($d_p=30 \mu\text{m}$). L'influence sur le transfert de chaleur est plus importante pour les particules de petite taille que pour les particules dont le diamètre vaut $200 \mu\text{m}$. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'en présence de petites particules ($d_p=30 \mu\text{m}$), la surface d'échange est supérieure à celle des particules les plus élevées ($d_p=200 \mu\text{m}$). Quel que soit le taux de chargement et quelle que soit la taille des particules, le transfert de chaleur entre la suspension et la paroi est toujours plus élevé dans la partie inférieure que dans la partie supérieure. Le comportement inverse est observé sur la figure 1.3 où l'inventaire des résultats expérimentaux de Aihara *et al.* (1997) est représenté .

Autre phénomène marquant, l'importance relative des valeurs de Nusselt en haut de la conduite (Nu_h) et en bas de la conduite (Nu_b) est très variable et peut même s'inverser lorsque le taux de chargement varie (figure 1.3).

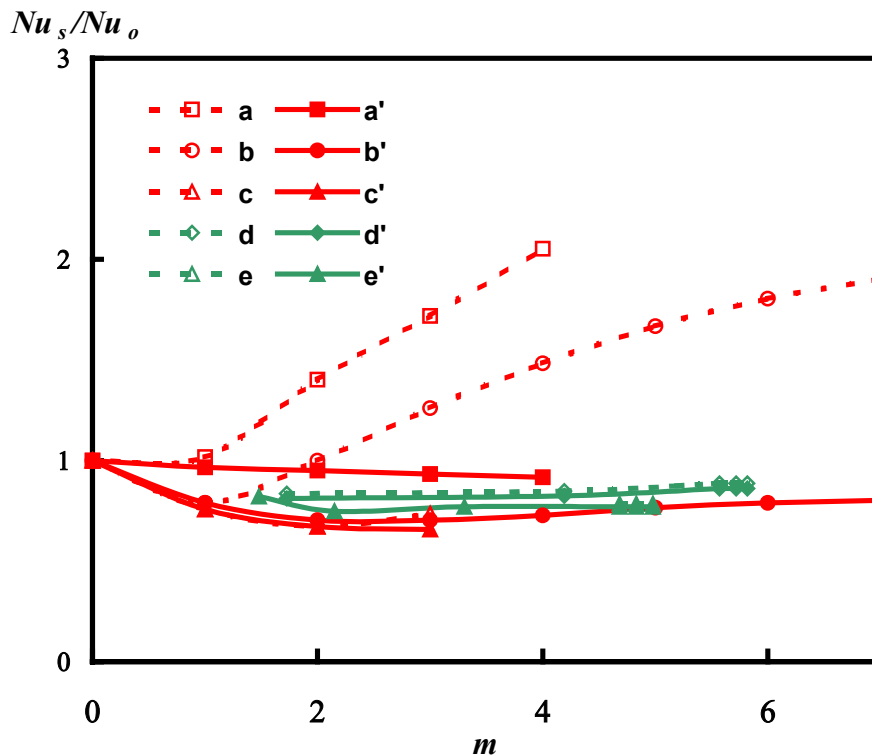


Figure 1. 2 : Evolution du transfert de chaleur en conduite horizontale (Depew et Cramer 1970)

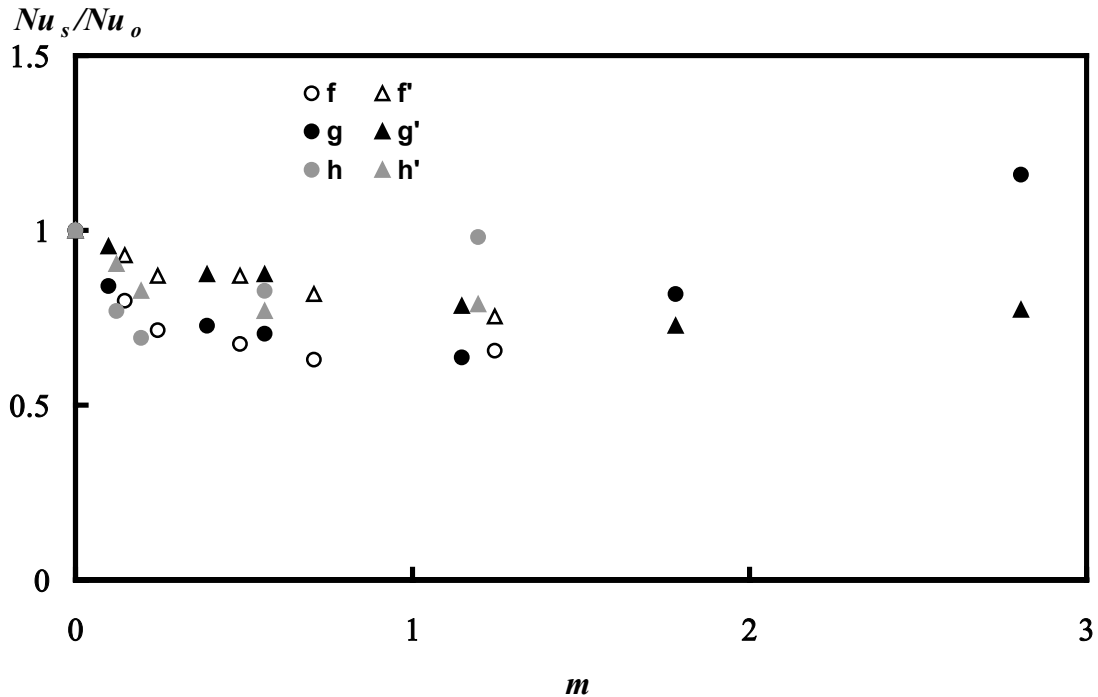


Figure 1.3 : Evolution du transfert de chaleur en conduite horizontale (Aihara *et al.* 1997)

Bas conduite	Haut conduite	Auteurs	d_p (μm)	ρ_p (kg m^{-3})	D (mm)	Re_D	Condition limite
a	a'	Depew et Cramer (1970)	30	2500	18	10000	$\varphi_w=1000 \text{ W m}^{-2}$
b	b'					15000	
c	c'					30000	
d	d'		200	2500	18	15000	
e	e'					30000	
f	f'	Aihara <i>et al.</i> (1997)	43	2500	54,5	12000	$\varphi_w=896 \text{ W m}^{-2}$
g	g'					55000	
h	h'					30000	

Tableau 1.2 : Caractéristiques des écoulements des figures 1.2 et 1.3

2.2 Simulations numériques

Il existe différentes méthodes pour simuler les écoulements gaz-particules anisothermes. La figure 1.4 résume les différentes simulations numériques pour ces types d'écoulements.

➤ Modélisation à un fluide

Le principe est le suivant : le mélange diphasique est considéré comme un fluide homogène unique (Michaelides (1986)). Cependant, cette approche n'est pas satisfaisante car elle ne permet pas l'étude et l'analyse du phénomène de couplage entre le fluide et les particules. Les

deux autres méthodes qui existent sont l'approche eulérienne/lagrangienne et l'approche eulérienne/eulérienne :

➤ *Approche eulérienne/lagrangienne*

La phase gazeuse est simulée par la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées (RANS model) en y associant un modèle de fermeture et des termes sources afin de prendre en compte l'effet de la phase dispersée sur l'écoulement moyen et sur les propriétés turbulentes. La phase particulaire est simulée en effectuant le suivi lagrangien d'un grand nombre de particules discrètes au sein du champ fluide.

Cette approche permet d'étudier les phénomènes physiques qui gouvernent le mouvement des particules et le couplage entre les deux phases. Malheureusement elle nécessite un temps de calcul relativement long comparé à l'approche eulérienne/eulérienne (décrite ci-dessous).

Il existe peu d'études concernant les écoulements gaz-particules en conduite anisotherme. Toutefois nous avons recensé quelques études issues de la littérature consacrées à ce modèle. Berlemont *et al.* (1995) proposent une simulation basée sur cette approche pour étudier la vaporisation de gouttelettes au sein d'un jet turbulent.

Avila et Cervantes (1995) mettent en place un modèle pour étudier les écoulements gaz-particules en conduite verticale anisotherme qui repose sur un modèle de fermeture $k-\varepsilon$ standard pour la phase fluide. Pour la phase dispersée, seule la force de traînée est prise en compte. Les collisions interparticulaires ne sont pas considérées. L'influence de la turbulence du fluide est simulée par un modèle de dispersion de type *eddy interaction* tant pour la vitesse que pour la température. Les résultats obtenus par ces auteurs ne sont satisfaisants que sur le plan qualitatif, probablement en raison d'une description trop simplifiée des trajectoires des particules et de la zone de proche paroi. Cette étude a constitué cependant une base de comparaison intéressante pour les travaux réalisés par Moissette (2001) en conduite verticale. Dans le modèle de Moissette (2001) dont l'étude porte sur les écoulements gaz-particules solides en conduite verticale anisotherme, la phase fluide est simulée en utilisant un modèle de fermeture de type Non Linear Eddy Viscosity Model (NEVM) pour la partie dynamique et différents modèles de fermetures pour la partie thermique. Les collisions entre particules ainsi que les collisions avec la paroi sont prises en compte. Les résultats obtenus sont satisfaisants sur le plan qualitatif et sur le plan quantitatif mais les simulations sont limitées à des écoulements en conduite verticale. Le code ne permet pas de simuler des écoulements en présence de particules de tailles relativement faibles (Boothroyd et Haque (1970)) avec des taux de chargement élevés ($m > 3$).

Récemment Bourloutski *et al.* (2002) ont étudié, avec cette même approche, le même type de configuration que dans le cas précédent. Dans leurs travaux, ces auteurs établissent une comparaison entre leurs simulations issues de l'approche eulérienne/eulérienne et de l'approche eulérienne/lagrangienne avec les résultats expérimentaux de Mulgi (1979) pour la dynamique et de Shimizu *et al.* (1988) pour la thermique. Leurs résultats numériques utilisant les deux approches sont en accord avec les résultats expérimentaux. Cependant, le modèle à deux fluides donne une meilleure prédiction sur le transfert de chaleur pour des taux de chargements supérieurs à 2. Selon eux, l'utilisation de l'approche eulérienne/lagrangienne est limitée à des écoulements à faibles taux de chargement ($m < 2-3$). La fidélité des calculs diminue parce que l'importance des collisions interparticulaires augmente avec le taux de chargement. Mais cette modélisation reste toutefois acceptable car elle fournit un outil de comparaison supplémentaire compte tenu du manque de résultats expérimentaux. Les travaux de Bourloutski *et al.* (2002) ne concernent que des écoulements chargés en particules avec des taux de chargement inférieurs à 3.

➤ *Approche eulérienne/eulérienne*

Cette approche est également appelée méthode à deux fluides car les deux phases sont considérées comme deux phases fluides qui répondent aux équations de la mécanique des milieux continus.

Parmi les auteurs ayant utilisé cette approche en écoulement gaz-solide anisotherme, nous pouvons citer Han *et al.* (1991), Louge *et al.* (1993). Les travaux de Han *et al.* (1991) portent sur la simulation des écoulements en conduite verticale avec des particules de petite taille. Dans ce cas l'influence de la turbulence du fluide sur les particules ne peut être négligée. Leur modèle de fermeture repose sur un modèle à zéro équation basé sur le concept de diffusivité turbulente. Au contraire Louge *et al.* (1993) travaillent sur des écoulements chargés en particules de forte inertie, où l'influence de la turbulence sur le mouvement des particules peut être négligée. Leur modèle repose sur des résultats obtenus par la théorie cinétique des gaz. Ils montrent que les collisions doivent être prises en compte et ceci même pour des écoulements dilués (faibles taux de chargement).

Boulet (2001) a également étudié les échanges de chaleur en écoulements gaz-solide. Son modèle repose sur la modélisation de He et Simonin (1994) pour la partie dynamique et tient compte à la fois des collisions entre particules et des effets de turbulence sur le mouvement des particules. Un modèle NEVM adapté à la phase dispersée est introduit pour calculer les flux de chaleurs turbulents. Ses travaux ont été comparés à ceux de Moissette *et al.* (2001) (approche eulérienne/lagrangienne) et donnent de bons résultats. De la même manière que pour l'approche eulérienne-lagrangienne, ces simulations sont limitées à des écoulements en conduite verticale avec des particules de taille supérieure à 50 μm et des taux de chargement relativement faibles pour ce type de particules.

Récemment Bourloutski *et al.* (2002) ont travaillé avec ce même type de configuration en comparant les deux approches eulérienne et lagrangienne et en comparant leurs résultats avec les résultats expérimentaux de Shimizu *et al.* (1988).

➤ *DNS (Simulation numérique directe)*

Compte tenu du manque de résultats expérimentaux pour comparer et valider les approches eulérienne/eulérienne et eulérienne/lagrangienne, la simulation numérique directe, qualifiée d'expérience de laboratoire, peut être un outil supplémentaire pour ce genre d'écoulements. Sato *et al.* (1998), Jaberri (1998) et Jaberri et Mashayek (2000) (qui est une extension des travaux réalisés en 1998) ont choisi cette approche pour prédire la modification du champ de température du fluide en présence des particules. Leurs travaux concernent l'étude du transfert de chaleur pour des écoulements gaz-particules en turbulence homogène isotrope, cas peu réalistes.

D'autres travaux ont également été entrepris pour les écoulements gaz-particules en conduite anisotherme : Shotorban *et al.* (2003) ont étudié les variances des fluctuations de température du fluide et des particules en faisant varier le taux de chargement, le temps de relaxation des particules et le rapport des chaleurs spécifiques. Leurs simulations sont réalisées à la fois en one-way (la turbulence n'est pas modifiée par la présence des particules) et en two-way coupling (l'influence des 2 phases est prise en compte). Le modèle ne tient pas compte des collisions entre particules. Les résultats de leurs travaux indiquent que l'augmentation du taux de chargement ou du temps de relaxation des particules provoque généralement une diminution à la fois des variances de température du fluide et des particules.

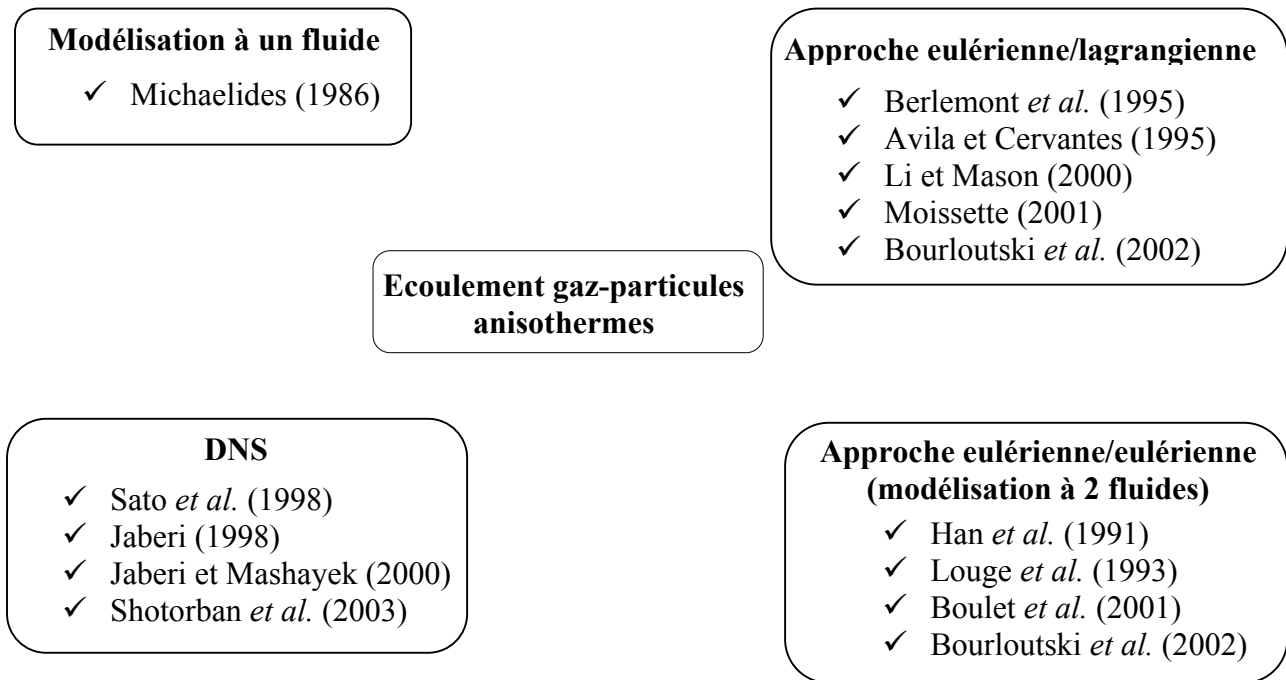


Figure 1. 4 : Principales simulations numériques

3 Grandeurs caractéristiques

L'objet de ce paragraphe est de définir les différentes grandeurs de la phase fluide et de la phase particulaire utilisées dans notre modèle.

3.1 Définitions des grandeurs de la phase fluide et de la phase particulaire

3.1.1 Temps caractéristiques

Le choix des pas de temps nécessaires à la résolution de l'équation du mouvement des particules (chapitre III) et de l'équation du suivi de température des particules (chapitre III) est basé sur 3 temps caractéristiques (temps de relaxation des particules, temps de collision entre deux particules, temps caractéristique de la turbulence) pour le pas de temps dynamique et un temps caractéristique pour le pas de temps thermique (temps de relaxation thermique). Le paragraphe suivant définit ces différents temps caractéristiques :

➤ *Temps de relaxation d'une particule*

Dans le cas où seule la force de traînée est prise en compte, l'équation de la trajectoire d'une particule s'écrit :

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{1}{\tau_p} (U_f - U_p) \quad (1.1)$$

où τ_p , U_f , U_p désignent respectivement le temps de relaxation de la particule qui représente le temps nécessaire pour la particule à répondre aux sollicitations du fluide, la vitesse instantanée du fluide, la vitesse instantanée des particules.

Dans le cas où $\rho_p \gg \rho_f$, (les termes instationnaires sont négligés), le temps de relaxation vaut :

$$\tau_p = \frac{4}{3} \frac{d_p^2 \rho_p}{\mu_f C_D Re_p} \quad (1.2)$$

ρ_p, ρ_f , et C_D représentent respectivement la masse volumique des particules, la masse volumique du fluide et le coefficient de traînée. Le nombre de Reynolds particulaire Re_p a pour expression :

$$Re_p = \frac{\rho_f \|\overline{U_p} - \overline{U_f}\| d_p}{\mu_f} \quad (1.3)$$

Pour donner une interprétation physique de τ_p , supposons que la vitesse de la particule soit nulle à l'instant initial et que la vitesse du fluide ainsi que le coefficient de traînée restent constants pendant le temps d'intégration. La solution de l'équation (1.1) s'écrit alors sous la forme :

$$U_p = U_f \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right] \quad (1.4)$$

Ce qui montre que τ_p représente le temps nécessaire à la particule pour atteindre 63 % de la vitesse du fluide.

Dans le cas des écoulements à faibles Re_p (régime de Stokes), le coefficient de traînée a pour expression :

$$C_D = 24/Re_p \quad (1.5)$$

et le temps de relaxation de la particule s'écrit :

$$\tau_p = \rho_p d_p^2 / 18\mu_f \quad (1.6)$$

Ce qui permet une évaluation rapide de son ordre de grandeur.

➤ *Temps de relaxation thermique d'une particule :*

En supposant que la température de la particule est uniforme et que seul le mode de transfert de chaleur par convection est pris en compte (le transfert radiatif est supposé négligeable), l'équation régissant l'évolution de la température d'une particule le long sa trajectoire s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{d\Theta_p}{dt} = \frac{1}{\tau_{p\theta}} (\Theta_f - \Theta_p) \quad (1.7)$$

où $\tau_{p\theta}$ représente le temps de relaxation thermique d'une particule et a pour expression :

$$\tau_{p\theta} = \frac{\rho_p C_{pp} d_p^2}{6Nu_p \lambda_f} \quad (1.8)$$

où ρ_p , C_{pp} , d_p , λ_f désignent respectivement la masse volumique, la capacité thermique, le diamètre des particules et la conductivité thermique de la phase gazeuse. Le nombre de Nusselt de la particule Nu_p est défini par :

$$Nu_p = \frac{\phi_w d_p}{\lambda_f \Delta \Theta_{ref}} \quad (1.9)$$

Les différentes corrélations de ce nombre adimensionnel ne sont pas présentées dans ce chapitre mais au chapitre III consacré au suivi lagrangien.

Pour illustrer la signification physique de $\tau_{p\theta}$, supposons que la température de la particule à l'instant initial soit égale à Θ_{p0} et que la température du fluide ainsi que le temps de relaxation thermique restent constants sur le temps d'intégration. Après avoir effectué un changement de variables, la solution de l'équation (1.7) s'écrit :

$$(\Theta_p - \Theta_{p0}) = (\Theta_f - \Theta_{p0}) \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{p\theta}}\right) \right] \quad (1.10)$$

Ce qui montre que $\tau_{p\theta}$ représente le temps nécessaire à la particule pour que sa variation de température atteigne 63 % de la perturbation $(\Theta_f - \Theta_{p0})$.

Dans le cas des écoulements à faibles Re_p (régime de Stokes): le nombre de Nusselt particulaire est égal à 2 et l'expression du temps de relaxation thermique devient :

$$\tau_{p\theta} = \frac{\rho_p C_{pp} d_p^2}{12 \lambda_f} \quad (1.11)$$

Là encore, l'expression (1.11) permet une évaluation rapide de son ordre de grandeur.

➤ *Echelles de temps intégrales de la turbulence :*

L'échelle de temps intégrale lagrangienne représente le temps de corrélation des fluctuations de vitesse d'une particule fluide, notée T_L . T_{mE} est l'échelle mobile eulérienne qui caractérise le temps de corrélation des fluctuations de vitesse du fluide dans un repère mobile se déplaçant à la vitesse moyenne du fluide. Le nombre de Stokes (St) qui caractérise l'influence de la turbulence du fluide sur le mouvement des particules est défini comme le rapport du temps de relaxation de la particule τ_p et d'un temps caractéristique de la turbulence. Il existe plusieurs définitions pour exprimer ce nombre. L'expression utilisée dans nos calculs est donnée par la relation (1.12).

$$St = \frac{\tau_p}{T_{mE}} = \beta \frac{\tau_p}{T_L} \quad (1.12)$$

où τ_p est défini au paragraphe (3.1.1). β désigne le rapport entre l'échelle intégrale lagrangienne et l'échelle intégrale mobile eulérienne. β varie de 0,2 à 0,6 en fonction du type

d'écoulement et du niveau de turbulence. Dans le cadre de nos simulations β est fixé à 0,6. Ce coefficient est en accord avec la valeur estimée par les travaux de LES et de DNS en canal par Rambaud *et al.* (2002).

Si $St \rightarrow 0$, les particules suivent parfaitement le fluide et vont être influencées par la turbulence de celui-ci. Par contre si $St \rightarrow \infty$ les particules possèdent une forte inertie et elles ne sont pas affectées par la turbulence.

➤ *Temps moyen entre deux collisions*

Nous désignons par « temps de collision », l'intervalle de temps moyen entre 2 collisions consécutives subies par une même particule. Ce temps de collision est également utilisé pour le traitement des collisions au chapitre V.

$$\tau_c = \frac{1}{f_c} \quad (1.13)$$

où f_c est donc une fréquence de collision.

3.1.2 Fraction volumique

La fraction volumique (grandeur locale) de la phase dispersée représente le volume occupé par les particules par unité de volume de suspension. Dans le cas où les particules sont monodispersées et sphériques, elle s'exprime par:

$$\alpha_p = \pi d_p^3 N / 6 \quad (1.14)$$

où N est le nombre de particules présentes par unité de volume de suspension.

La concentration massique s'exprime en fonction de la fraction volumique par: $C = \rho_p \alpha_p$

3.1.3 Taux de chargement

Le taux de chargement représente le rapport des débits massiques entre les particules et le fluide, défini par la relation (1.15)

$$m = \frac{q_{mp}}{q_{mf}} = \frac{\int_s \alpha_p \rho_p \langle U_{pz} \rangle dS}{\int_s (1 - \alpha_p) \rho_f \langle U_{fz} \rangle dS} \quad (1.15)$$

s étant la section de passage.

3.1.4 Vitesse de chute de la particule

La vitesse limite de chute U_{ch} représente la vitesse limite qu'atteindrait une particule en chute libre sous l'effet de la gravité et de la traînée.

$$U_{ch} = \sqrt{\frac{4(\rho_p - \rho_f)gd_p}{3\rho_f C_D}}$$

Dans le cas où $\rho_p \gg \rho_f$, cette vitesse a pour expression :

$$U_{ch} = \tau_p g \tag{1.16}$$

3.1.5 Echelle de longueur de Kolmogorov et micro-échelle de Taylor

➤ *Echelle de longueur de Kolmogorov*

Cette échelle notée η , définie par la relation (1.17) caractérise la taille des plus petites structures de l'écoulement.

$$\eta = \left(\frac{\nu_f^3}{\varepsilon_f} \right)^{1/4} \tag{1.17}$$

Les équations utilisées pour déterminer la trajectoire des particules au sein de l'écoulement gazeux (chapitre III) sont établies pour des particules de taille inférieure à l'échelle de Kolmogorov.

➤ *Micro-échelle de longueur de Taylor*

La micro-échelle de Taylor notée λ caractérise le comportement à l'origine de la fonction d'autocorrélation des fluctuations de vitesses du fluide. En turbulence homogène et isotrope, la micro-échelle de Taylor peut être par la relation (1.18) :

$$\lambda = \sqrt{\frac{10\nu_f k_f}{\varepsilon_f}} \tag{1.18}$$

3.1.6 Evaluation des échelles caractéristiques

Ce paragraphe est destiné à évaluer les échelles caractéristiques de la turbulence (η , λ et T_L) et le rapport d_p^2/ν_f (caractérisant le temps de diffusion) des écoulements simulés. Les grandeurs moyennes sont déterminées par une simulation eulérienne en fluide pur. Les valeurs reportées dans les tableaux (1.3) et (1.4) sont les valeurs au centre de la conduite.

➤ *Conduite verticale*

Auteurs	D (m)	Re_D	d_p (μm)	ρ_p (kg m^{-3})	T_L (s)	k_f ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)	ε_f ($\text{m}^2 \text{s}^{-3}$)	η (μm)	λ (μm)	d_p^2/ν_f (s)
Tsuji <i>et al.</i> (1984)	0,0305	22000	500	1000	0,006	0,3	10	136	1975	0,02
Maeda <i>et al.</i> (1980)	0,056	22000	45	2590	0,021	0,05	0,5	290	3952	0,0002
			136							0,0012
			93	8960						0,0005
Farbar <i>et Depew</i> (1963)	0,0175	26500	70	2570	0,0012	1,41	253	61	915	0,0003
			140							0,0013
			200							0,0027
Jepson <i>et al.</i> (1963)	0,0381	46500	500	2500	0,0033	0,75	45	93	1582	0,017

Tableau 1.3 : Evaluation de grandeurs caractéristiques pour les écoulements en conduite verticale

➤ *Conduite horizontale*

Auteurs	D (m)	Re_D	d_p (μm)	ρ_p (kg m^{-3})	T_L (s)	k_f ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)	ε_f ($\text{m}^2 \text{s}^{-3}$)	η (μm)	λ (μm)	d_p^2/ν_f (s)
Tsuji <i>et Morikawa</i> (1982)	0,035	23000	200	1000	0,006	0,260	10	136	1972	0,003
		35000			0,004	0,5	29	105	1655	
Ljus <i>et al.</i> (2002)	0,1404	82100	100	1000	0,015	0,28	3,7	175	3373	0,001
		130000			0,01	0,63	12,5	129	2743	
Depew <i>et Cramer</i> (1970)	0,018	15000	30	2500	0,002	0,8	105	75	1070	0,0001
			200							0,003
		30000	30		0,001	1,5	274	60	910	0,0001
			200							0,003
Aihara <i>et al.</i> (1997)	0,0545	120000	43	2500	0,003	2	130	72	1520	0,0001

Tableau 1.4 : Evaluation de grandeurs caractéristiques pour les écoulements en conduite horizontale

Les tableaux 1.3 et 1.4 montrent que quelle que soit la configuration étudiée (verticale ou horizontale) la taille des particules est relativement proche de l'échelle de Kolmogorov tout en restant inférieure à la micro-échelle de Taylor. Ce qui nous conduit à considérer que les caractéristiques du fluide sont quasi-uniformes au voisinage de la particule.

3.2 Caractérisation des échanges entre la suspension et la paroi

3.2.1 Température moyenne de mélange de la suspension

La température moyenne de mélange de la suspension est définie dans une section droite de l'écoulement à la cote z par:

$$\Theta_{ms}(z) = \frac{mC_{pp}\Theta_{mp}(z) + C_{pf}\Theta_{mf}(z)}{C_{pf} + mC_{pp}} \quad (1.19)$$

où m est le taux de chargement et Θ_{mp} et Θ_{mf} désignent respectivement les températures moyennes de mélange des particules et du fluide, définies par:

$$\Theta_{mp} = \frac{2\pi \int_0^R \alpha_p \rho_p \langle U_{pz} \rangle \langle \Theta_p \rangle r dr}{q_{mp}} \quad (1.20)$$

$$\Theta_{mf} = \frac{2\pi \int_0^R (1 - \alpha_p) \rho_f \langle U_{fz} \rangle \langle \Theta_f \rangle r dr}{q_{mf}} \quad (1.21)$$

Pour une configuration horizontale, l'absence de symétrie azimutale demande une intégration supplémentaire selon l'angle w .

3.2.2 Nombre de Nusselt de la suspension

Le nombre de Nusselt est un nombre adimensionnel qui caractérise les échanges de chaleur entre la suspension et la paroi à la cote z . Il s'exprime par:

$$Nu_s(z) = \frac{\varphi_w D}{\lambda_f \Delta\Theta_{ref}} \quad (1.22)$$

où $\varphi_w, D, \lambda_f, \Delta\Theta_{ref}$ désignent respectivement la densité de flux à la paroi, le diamètre de la conduite, la conductivité thermique du fluide et un écart de température de référence.

La définition du nombre de Nusselt de la suspension diffère selon la condition aux limites appliquée, densité de flux imposée au niveau de la paroi ou température de paroi constante.

➤ *Densité de flux imposée à la paroi :*

$$Nu_s(z) = \frac{D\varphi_w}{\lambda_f(\Theta_w(z) - \Theta_{ms}(z))} \quad (1.23)$$

où φ_w , $\Theta_w(z)$ et $\Theta_{ms}(z)$ désignent respectivement la densité de flux à la paroi, la température à la paroi et la température moyenne de mélange de la suspension à la cote z (1.17).

Cette expression donne un nombre de Nusselt local, en effet les grandeurs qui interviennent dans cette relation sont locales.

➤ *Température de paroi imposée :*

$$Nu_s(z) = \frac{(q_{mp}C_{pp} + q_{mf}C_{pf})(\Theta_{ms}(z) - \Theta_{ms}(0))}{\lambda_f \pi L_t \Delta T_{LM}} \quad (1.24)$$

avec $\Delta T_{LM} = \frac{(\Delta T_s - \Delta T_e)}{\ln(\Delta T_s / \Delta T_e)}$

ΔT_e et ΔT_s sont définis par :

$$\Delta T_s = \Theta_w - \Theta_{ms}(z) \quad \Delta T_e = \Theta_w - \Theta_{ms}(0)$$

$\Theta_{ms}(0)$ désigne la température initiale de la suspension (à l'entrée de la portion de conduite chauffée).

Cette expression fournit un nombre de Nusselt global, en effet les grandeurs qui interviennent dans sa définition sont fonction de l'entrée et de la sortie de la conduite chauffée.

4 Conclusion

Ce premier chapitre permet de faire le point sur les écoulements gaz-particules en conduites anisothermes. Les différents travaux menés à ce sujet mettent en évidence la diversité des paramètres qui peuvent influencer le comportement de la phase fluide et de la phase particulaire en écoulements confinés. Dans le cas d'un écoulement gaz-solide, l'ajout de particules au sein du champ fluide modifie à la fois le comportement dynamique (profils de vitesses, énergie cinétique turbulente) et la thermique de l'écoulement, les échanges de chaleur entre la suspension et la paroi pouvant augmenter ou diminuer. Il est donc important, en vue d'optimiser les procédés industriels mettant en jeu ce type d'écoulement, de pouvoir prédire les comportements dynamique et thermique d'une suspension en écoulement en conduite. Cet objectif ainsi que les limites d'un certain nombre d'études disponibles dans la littérature ont conditionné la démarche adoptée lors de nos travaux. Les quatre points suivants constituent quatre domaines dans lesquels nous avons particulièrement cherché à élargir les capacités de notre code de calcul dans le cadre de cette thèse. Ces différents points seront par conséquent détaillés dans la suite de ce rapport.

Extension : Passage en 3D

Nous avons vu que les études expérimentales et numériques concernant les écoulements en conduite gaz-particules portent essentiellement sur les écoulements en conduite verticale compte tenu du fait de leur propriété de symétrie. Le choix et la motivation du travail présenté ici repose sur la volonté d'élargir les champs d'applications au sein de notre laboratoire et d'étudier d'autres phénomènes. L'orientation de la gravité dans un écoulement gaz-particules en conduite joue un rôle primordial sur le comportement des particules au sein du champ fluide. Notre objectif est de construire un modèle capable de prédire et d'étudier les différents comportements en conduite verticale et en conduite horizontale.

Afin d'étudier de manière plus fine les phénomènes qui influencent le comportement des particules dans l'écoulement gazeux et compte tenu des acquis de notre laboratoire en matière de simulation lagrangienne, mon choix s'est orienté vers une modélisation utilisant l'approche **eulérienne/lagrangienne** qui permet la description de ces phénomènes physiques.

Comparaison des modèles de turbulence

Dans le passé, Benabdallah (1995) et Boulet (2001) ont démontré que pour caractériser les transferts de chaleur entre la suspension et la paroi, il est nécessaire d'avoir une représentation très fine de l'écoulement de la phase porteuse tant au niveau de la dynamique que de la thermique en zone de proche paroi. Pour améliorer la représentation dynamique de l'écoulement en zone pariétale, Moissette (2001) a utilisé un modèle $k-\varepsilon$ anisotrope à bas nombre de Reynolds. La modélisation des tensions de Reynolds reposait sur un modèle anisotrope de type NEVM (Non Linear Eddy Viscosity Model) proposé par Speziale (1987) et les flux de chaleur turbulent sur un modèle de type GGDH (Generalized Gradient Diffusion Hypothesis) (Daly et Harlow (1970)). Pour étudier plus finement la modélisation de la phase gazeuse, dans un premier temps nous avons testé et comparé les modèles $k-\varepsilon$ standard, NEVM et un modèle explicite : EASM (Algebraic Stress Model) à bas nombre de Reynolds associés à différentes fonctions d'amortissements pour la partie dynamique. Dans un second temps nous avons étudié et comparé les différentes modélisations des flux de chaleurs turbulents : le modèle SED (modèle basé sur une loi de gradient simple), le modèle GGDH (Generalized Gradient Diffusion Hypothesis) et le modèle appelé modèle « WET » (Wealth \propto Earning \times Time) proposé par Launder (1988) pour la partie thermique.

De plus, les tensions de Reynolds, les flux de chaleur turbulents et la variance de la fluctuation de température du fluide sont nécessaires pour la génération des vitesses et des températures instantanées du fluide le long de la trajectoire d'une particule (chapitre III). La modélisation de la variance de la fluctuation de la température du fluide a également fait l'objet d'amélioration.

La description et la comparaison entre les différents modèles sont présentées au chapitre II. Dans le but de valider nos modèles, les différentes expressions sont également comparées avec des résultats expérimentaux en conduite en fluide seul.

Amélioration du suivi lagrangien

Dans la partie consacrée au suivi de particules, la génération des fluctuations de vitesses du fluide le long de la trajectoire de la particule repose sur un modèle stochastique du premier ordre en turbulence non homogène. Ce modèle a été réactualisé afin de prendre en compte toutes les corrélations doubles des fluctuations de vitesses (décrit au chapitre IV). La génération de fluctuations de température du fluide le long de la trajectoire d'une particule solide a été introduite sur le même principe que pour les fluctuations de vitesses. La description de ce modèle est présentée au chapitre IV. Le modèle de dispersion nécessite l'évaluation d'échelles intégrales de temps du fluide vu par la particule. Suite à de récents travaux concernant la dépendance directionnelle de ces échelles, des améliorations ont été apportées en turbulence anisotrope.

Notre objectif est de mettre en place un code capable de simuler des écoulements gaz-particules en conduite pour une large gamme de Re_D , avec des propriétés physiques de particules différentes et pour des taux de chargements assez élevés. Afin de simuler le comportement de la suspension, nous nous sommes attachés à décrire les différents phénomènes susceptibles d'influencer son comportement. La modélisation des collisions a fait l'objet d'une attention particulière.

Etude de la modulation de la turbulence en présence de particules

La prise en compte de la présence des particules sur le comportement du fluide, par l'intermédiaire de termes sources dans les équations moyennées, n'est pas chose facile. En effet, la modulation de la turbulence dépend à la fois des caractéristiques des particules et de l'écoulement (chapitre II). Il a été démontré expérimentalement que les petites particules ont tendance à diminuer la turbulence tandis que les grosses particules ont plutôt tendance à augmenter la turbulence. La modulation de la turbulence joue un rôle important sur le transfert de chaleur, c'est pourquoi une attention particulière est apportée à la modélisation des termes sources (chapitre VI).

CHAPITRE II

Modélisation de la phase fluide

1	Introduction	27
2	Approche eulérienne.....	27
2.1	Equations de transport.....	27
2.2	Modèles de fermeture.....	28
2.2.1	Modèle $k-\varepsilon$ à faibles nombres de Reynolds.....	28
2.2.2	Tensions de Reynolds.....	29
2.3	Flux de chaleur turbulents	31
2.4	Variance de la température.....	32
3	Comparaison des modèles en monophasique	34
3.1	Dynamique	35
3.1.1	Expériences de Laufer (1954)	35
3.1.2	Expérience de Nagano <i>et al.</i> (1990)	39
3.2	Thermique.....	42
3.2.1	Expérience de Nagano <i>et al.</i> (1990)	42
3.2.2	Expériences de Depew et Farbar (1963)	45
4	Conclusion.....	49

1 Introduction

Ce deuxième chapitre est consacré à la modélisation de la phase fluide. Nous utilisons l'approche eulérienne décrite de manière complète en monophasique par Rokni et Sunden (2003) qui consiste à résoudre les équations de Navier Stokes moyennées en y associant des modèles de fermetures pour les tensions de Reynolds et pour les flux de chaleur turbulents. Pour caractériser les transferts de chaleur entre la suspension et la paroi, il est nécessaire d'avoir une représentation très fine de la phase porteuse tant au niveau de la dynamique que de la thermique. Une attention particulière doit être portée sur la modélisation des termes de fermeture. La première partie de ce chapitre est consacrée à la formulation proprement dite. Différents modèles de fermetures sont proposés pour les tensions de Reynolds (NEVM ou EASM) et pour les flux de chaleur turbulents (SED, GGDH, WET). La deuxième partie de ce chapitre compare les résultats numériques obtenus en fluide seul avec des résultats expérimentaux en conduite (Laufer (1954), Nagano *et al.* (1990) et Depew et Farbar (1963)).

2 Approche eulérienne

2.1 Equations de transport

Le système d'équations à résoudre pour la phase fluide en notation indicielle s'écrit de la manière suivante :

➤ *Conservation de la masse*

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left((1 - \alpha_p) \langle U_{fi} \rangle \right) = 0 \quad (2.1)$$

➤ *Quantité de mouvement*

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} \left((1 - \alpha_p) \rho_f \langle U_{fi} \rangle \langle U_{fj} \rangle \right) = & -(1 - \alpha_p) \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(1 - \alpha_p) \mu_f \left(\frac{\partial \langle U_{fi} \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle U_{fj} \rangle}{\partial x_i} \right) \right] \\ & - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(1 - \alpha_p) \mu_f \left(\frac{\partial \langle U_{fj} \rangle}{\partial x_j} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} \left((1 - \alpha_p) \rho_f \langle u_{fi} u_{fj} \rangle \right) + (1 - \alpha_p) \rho_f g_i + \langle S_{pui} \rangle \end{aligned} \quad (2.2)$$

➤ *Energie :*

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left((1 - \alpha_p) \rho_f C_{pf} \langle U_{fj} \rangle \langle \Theta_f \rangle \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(1 - \alpha_p) \left(\lambda_f \frac{\partial \langle \Theta_f \rangle}{\partial x_j} - \rho_f C_{pf} \langle u_{fj} \theta_f \rangle \right) \right] + \langle S_{p\theta} \rangle \quad (2.3)$$

Dans ces équations apparaissent les tensions de Reynolds $\langle u_{fi}u_{fj} \rangle$ ainsi que les flux de chaleur turbulents $\langle u_{fj}\theta_f \rangle$ qui doivent être modélisés. P représente la pression et g la gravité, $\rho_f, \mu_f, C_{pf}, \lambda_f$ sont les propriétés du gaz (densité, viscosité dynamique, capacité thermique et conductivité thermique). $\langle U_{fi} \rangle$ et u_{fi} représentent respectivement les composantes de la vitesse moyenne du fluide et les composantes des fluctuations de vitesse du fluide. $\langle \Theta_f \rangle$ et θ_f sont les températures moyenne et fluctuante du fluide. Les grandeurs entre crochets « $\langle \rangle$ » désignent des moyennes de phase (voir He et Simonin (1994)). $\langle S_{pui} \rangle$ et $\langle S_{p\theta} \rangle$ sont des termes sources (étudiés au chapitre VI) qui traduisent les échanges de quantité de mouvement et de chaleur entre la phase continue et la phase particulaire.

2.2 Modèles de fermeture

Il existe différents modèles de fermetures (k - ε , Reynolds Stress Model ...). Les modèles utilisés, ici reposent sur une fermeture à deux équations de type k - ε .

2.2.1 Modèle k - ε à faibles nombres de Reynolds

Les modèles de fermeture nécessitent la résolution des équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation. Ces équations prennent la forme suivante :

➤ *Equation de transport de l'énergie cinétique turbulente*

$$(1 - \alpha_p)\rho_f \langle U_{fi} \rangle \frac{\partial k_f}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(1 - \alpha_p)\rho_f \left(\nu_f + \frac{\nu_{tf}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k_f}{\partial x_j} \right] - (1 - \alpha_p)\rho_f \langle u_{fi}u_{fj} \rangle \frac{\partial \langle U_{fi} \rangle}{\partial x_j} - (1 - \alpha_p)\rho_f \varepsilon_f + \langle S_{pk} \rangle \quad (2.4)$$

➤ *Equation de transport du taux de dissipation*

$$(1 - \alpha_p)\rho_f \langle U_{fi} \rangle \frac{\partial \varepsilon_f}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(1 - \alpha_p)\rho_f \left(\nu_f + \frac{\nu_{tf}}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon_f}{\partial x_j} \right] - (1 - \alpha_p)\rho_f \frac{\varepsilon_f}{k_f} \left[C_{\varepsilon 1} f_1 \langle u_{fi}u_{fj} \rangle \frac{\partial \langle U_{fi} \rangle}{\partial x_j} + C_{\varepsilon 2} f_2 \varepsilon_f \right] + \langle S_{p\varepsilon} \rangle \quad (2.5)$$

➤ *Viscosité turbulente*

$$\nu_{tf} = C_\mu f_\mu \frac{k_f^2}{\varepsilon_f} \text{ et } C_\mu = 0,09 \quad (2.6)$$

où k_f , ε_f , ν_f , ν_{tf} représentent respectivement l'énergie cinétique turbulente, le taux de dissipation du fluide, la viscosité cinématique et la viscosité turbulente du fluide. $\langle S_{pk} \rangle$ et $\langle S_{p\varepsilon} \rangle$ sont des termes additionnels liés à la présence des particules. $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k et σ_ε sont des constantes. f_1 , f_2 , f_μ désignent les fonctions d'amortissements qui rendent compte des effets de proche paroi.

Pour faire l'étude des transferts thermiques entre la suspension et la paroi, il est nécessaire d'avoir une description fine de l'écoulement en zone de proche paroi, c'est pourquoi une formulation à bas nombre de Reynolds du modèle de fermeture est adoptée.

Hrenya *et al.* (1995) ont testé différents modèles « Low Reynolds » pour la dynamique en conduite. L'analyse de ces auteurs met en évidence la performance du modèle proposé par Myong et Kasagi (1990). Pour la partie thermique, Hrenya *et al.* (1998) ont comparé les résultats numériques issus des différents modèles à bas nombre de Reynolds avec les corrélations de Gnielinski et Sleicher-Rouse en conduite. Il s'avère que les résultats en utilisant le modèle de Myong et Kasagi (1990) se rapprochent le plus de ces corrélations.

Remarque concernant l'utilisation du modèle de Myong et Kasagi (1990): la condition nécessaire pour utiliser ce modèle est d'avoir un maillage très fin au niveau de la paroi. La taille de la première cellule doit être telle que $y^+ < 0,6$ (y^+ désignant de façon classique la distance à la paroi sans dimension $y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu_f}$ où u_τ est la vitesse de frottement et y la distance à la paroi).

D'autres fonctions d'amortissements pour la partie thermique ont été testées mais le seul modèle qui donne satisfaction en comparant les résultats numériques aux expériences de Nagano *et al.* (1990) est le modèle de Myong et Kasagi (1990).

2.2.2 Tensions de Reynolds

Pour que la fermeture du problème soit complète, il reste à modéliser les tensions de Reynolds.

Il existe différents modèles pour exprimer les tensions de Reynolds: soit les tensions varient de manière linéaire avec le taux de déformation moyen (k - ε standard), soit les tensions font intervenir des termes quadratiques du taux de déformation moyen (Non Linear Eddy Viscosity Model), ou encore un modèle algébrique (Explicit Algebraic Stress Model).

➤ k - ε standard

C'est le modèle le plus simple et le plus robuste, il est très fréquemment utilisé dans l'industrie, mais ce modèle présente l'inconvénient d'être quasi-isotrope.

$$\langle u_{fi} u_{fj} \rangle = \frac{2}{3} k_f \delta_{ij} - \nu_{tf} \left(\frac{\partial \langle U_{fi} \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle U_{fj} \rangle}{\partial x_i} \right) \text{ avec } \nu_{tf} = C_\mu f_\mu \frac{k_f^2}{\varepsilon_f} \text{ et } C_\mu = 0,09 \quad (2.7)$$

➤ *NEVM (Non Linear Eddy Viscosity Model)*

Comme pour le modèle standard, les tensions de Reynolds ($\langle u_{fi}u_{fj} \rangle$) sont exprimées à l'aide de la viscosité turbulente. La modification se fera au niveau des tensions de Reynolds normales ($\langle u_{fi}^2 \rangle$). Ce modèle présente l'avantage de prédire l'anisotropie de ces tensions de Reynolds normales.

$$\begin{aligned} \langle u_{fi}u_{fj} \rangle = & \frac{2}{3}k_f\delta_{ij} - 2\nu_{tf}\langle S_{ij} \rangle - 4C_D C_\mu \nu_t \frac{k_f}{\varepsilon_f} \left(\langle S_{ik} \rangle \langle S_{kj} \rangle - \frac{1}{3} \langle S_{mn} \rangle \langle S_{nm} \rangle \delta_{ij} \right) \\ & - 4C_E C_\mu \nu_{tf} \frac{k_f}{\varepsilon_f} \left(\langle \dot{S}_{ij} \rangle - \frac{1}{3} \langle \dot{S}_{mn} \rangle \delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\text{avec } \langle \dot{S}_{ij} \rangle = \frac{1}{2} \left(\langle U_{fk} \rangle \frac{\partial \langle S_{ij} \rangle}{\partial x_k} - \frac{\partial \langle U_{fi} \rangle}{\partial x_k} \langle S_{kj} \rangle - \frac{\partial \langle U_{fj} \rangle}{\partial x_k} \langle S_{ki} \rangle \right)$$

$$\text{et le tenseur de déformation } \langle S_{ij} \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle U_{fi} \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle U_{fj} \rangle}{\partial x_i} \right)$$

Il faut noter que tous les coefficients intervenant dans les différentes expressions ont été déterminés dans des conditions différentes de celles que nous étudions (cas d'une conduite cylindrique). Par exemple les coefficients C_D et C_E de l'expression (2.8) ont été déterminés par Speziale (1987) sur la base des résultats expérimentaux de Laufer (1951) en canal. Les coefficients sont égaux et valent 1,68.

➤ *EASM (Explicit algebraic stress model)*

Contrairement aux deux types de modèles précédents, la notion de viscosité turbulente disparaît. Cette modélisation présente également l'avantage de pouvoir prédire l'anisotropie des tensions de Reynolds normales. Dans la littérature il existe différentes écritures pour le modèle EASM dont le précurseur est Speziale (1987).

Les tensions de Reynolds s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \langle u_{fi}u_{fj} \rangle = & \frac{2}{3}k_f\delta_{ij} - \alpha_1^* \frac{k_f^2}{\varepsilon_f} \langle S_{ij} \rangle - \alpha_2^* \frac{k_f^3}{\varepsilon_f^2} \left(\langle S_{ik} \rangle \langle W_{kj} \rangle + \langle S_{jk} \rangle \langle W_{ki} \rangle \right) \\ & - \alpha_3^* \frac{k_f^3}{\varepsilon_f^2} \left(\langle S_{ik} \rangle \langle S_{kj} \rangle - \frac{1}{3} \langle S_{mn} \rangle \langle S_{mn} \rangle \delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad (2.9)$$

où S_{ij} est le tenseur de déformation et W_{ij} le tenseur de rotation

avec

$$\alpha_i^* = \alpha_i \left(\frac{3(1 + \eta^2)}{3 + \eta^2 + 6\xi^2\eta^2 + 6\xi^2} \right)$$

$$\alpha_1 = \left(\frac{4}{3} - C_2 \right) g$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{3} - C_2 \right) (2 - C_4) g^2$$

$$\alpha_3 = \left(\frac{4}{3} - C_2 \right) (2 - C_3) g^2$$

$$\text{où } g = \left(\frac{1}{2} C_1 + \frac{P_k}{\varepsilon_f} - 1 \right)^{-1}, \quad \eta = \frac{1}{2} \frac{\alpha_3}{\alpha_1} \frac{k_f}{\varepsilon_f} (S_{ij} S_{ij})^{0.5}, \quad \xi = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \frac{k_f}{\varepsilon_f} (W_{ij} W_{ij})^{0.5}$$

Les constantes pour ce modèle sont :

$$C_1 = 6,8; C_2 = 0,36; C_3 = 1,25; C_4 = 0,4; C_5 = 1,88$$

2.3 Flux de chaleur turbulents

Comme pour les tensions de Reynolds, les flux de chaleur turbulents peuvent être évalués par différents modèles dont les principaux sont : le modèle SED (Simple Eddy Diffusivity) qui est un modèle basé sur une loi de gradient simple, un modèle basé sur une loi de gradient généralisée de Daly et Harlow (1970) appelé modèle GGDH (Generalized Gradient Diffusion Hypothesis), ou un troisième modèle qui s'appelle le modèle WET (Wealth \propto Earning \times Time) proposé par Launder (1988).

De manière générale, la formulation de chacun de ces modèles est donnée dans ce qui suit :

➤ *Modèle SED basé sur l'hypothèse de Boussinesq*

Le modèle SED repose sur une loi de gradient simple et fait intervenir un nombre de Prandtl turbulent qui doit être estimé.

$$\langle u_{jf} \theta_f \rangle = - \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \langle \Theta_f \rangle}{\partial x_j} \quad (2.10)$$

Le nombre de Prandtl turbulent (Pr_t) est le rapport entre la viscosité cinématique turbulente et la diffusivité thermique turbulente et la valeur généralement admise se situe autour de 0,9. La relation exacte que nous utilisons, en fonction de la distance à la paroi, est tirée de Kays (1994) .

➤ *Modèle GGDH (Daly et Harlow (1970))*

$$\langle u_{jf} \theta_f \rangle = -C_t f_{\mu} \frac{k_f}{\varepsilon_f} \left(\langle u_{jf} u_{jk} \rangle \frac{\partial \langle \Theta_f \rangle}{\partial x_k} \right) \quad (2.11)$$

où C_t et f_{μ} désignent respectivement une constante et une fonction d'amortissement rendant compte des effets de proche paroi.

➤ *Modèle WET (Launder (1988))*

$$\langle u_{jf} \theta_f \rangle = -C_t f_{\mu} \frac{k_f}{\varepsilon_f} \left(\langle u_{jf} u_{fk} \rangle \frac{\partial \langle \Theta_f \rangle}{\partial x_k} + \langle u_{fk} \theta_f \rangle \frac{\partial \langle U_{jf} \rangle}{\partial x_k} \right) \quad (2.12)$$

où l'on voit que la formulation reprend celle du modèle GGDH en y ajoutant la contribution du gradient de vitesse.

Constantes et fonctions d'amortissement :

Rokni et Sunden (2003) utilisent la valeur $C_t=0,3$ en conduite trapézoïdale. Abe et Suga (2001) ont validé leurs résultats en LES en les comparant aux travaux de Kim et Moin (1989) en DNS dans un canal. Les résultats de leurs simulations montrent que dans la direction radiale C_t vaut globalement 0,3 sauf en zone de proche paroi. Dans la direction axiale, cette valeur est trois fois plus élevée que dans la direction radiale.

Les deux modèles GGDH et WET permettent de s'affranchir du nombre de Prandtl turbulent. Par contre, ils nécessitent une estimation correcte des tensions de Reynolds : Rokni et Sunden (1999) préconisent d'utiliser un modèle des tensions de Reynolds non linéaire si on utilise un modèle non linéaire pour les flux thermiques.

Le tableau 2.1 dresse le récapitulatif des coefficients et des fonctions d'amortissement du modèle utilisé.

C_D	C_E	σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_μ	C_t	f_1
1,68	1,68	1,4	1,3	1,4	1,8	0,09	0,23	1,0
f_2			f_μ			$f_{\mu t}$		
$\left[1 - \frac{2}{9} \exp\left(\left(\frac{Re_t}{6}\right)^2\right) \right] \times \left(1 - \exp\left(\frac{-y^+}{5}\right) \right)^2$ avec $Re_t = k_f^2 / \nu_f \varepsilon_f$			$\left[1 + \frac{3,45}{\sqrt{Re_t}} \right] \times \left(1 - \exp\left(\frac{-y^+}{70}\right) \right)$			$\left[(1 - \exp(-0,0225 Re_k))^2 \right] \times \left(1 + \frac{41}{Re_t} \right)$ avec $Re_k = \sqrt{k_f} D / \nu_f$ selon Rokni et Sunden (1999)		

Tableau 2.1 : Récapitulatif des constantes et des fonctions d'amortissements

2.4 Variance de la température

La variance de la fluctuation de la température du fluide est nécessaire pour générer de manière aléatoire la température instantanée du fluide le long de la trajectoire de la particule (voir chapitre IV). Cette grandeur est une caractéristique moyenne de l'écoulement fluide.

L'équation de transport de la variance de température s'écrit en notation indicielle en diphasique :

$$(1 - \alpha_p) \frac{\partial \langle \theta_f^2 \rangle}{\partial t} + (1 - \alpha_p) \langle U_{jf} \rangle \frac{\partial \langle \theta_f^2 \rangle}{\partial x_j} = -2(1 - \alpha_p) \langle u_{jf} \theta_f \rangle \frac{\partial \langle \Theta_f \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left((1 - \alpha_p) \left(C_\theta \frac{k_f}{\varepsilon_f} \langle u_{fk} u_{jl} \rangle + \frac{\lambda_f}{\rho_f C_{pf}} \right) \frac{\partial \langle \theta_f^2 \rangle}{\partial x_l} \right) - 2(1 - \alpha_p) \varepsilon_\theta + \langle S_{p\theta_f^2} \rangle \quad (2.13)$$

où $\langle S_{p\theta_f^2} \rangle$ désigne le terme source dans l'équation de la variance de la température du fluide.

Cette équation a été écrite par Moissette (2001) pour un écoulement monophasique, en faisant l'hypothèse que la turbulence est localement homogène (les termes de convection et de diffusion sont négligeables). L'équation de transport se réduit (Handbook of Turbulence (1977) page 227) pour notre configuration en monophasique à :

$$-\langle u_j \theta_f \rangle \frac{\partial \langle \Theta_f \rangle}{\partial x_j} = \varepsilon_\theta \quad (2.14)$$

où ε_θ est la dissipation de la variance de la température

Il existe différentes expressions pour modéliser ce terme :

- So et Sommer (1996) utilisent une équation de transport pour ε_θ
- Craft *et al.* (1996) et Hanjalic (2000) utilisent le rapport des échelles temporelles, R_T tel que :

$$\varepsilon_\theta = \frac{\varepsilon_f}{k_f} \frac{1}{2} \frac{\langle \theta_f^2 \rangle}{R_T} \quad (2.15)$$

$$\text{avec } R_T = \frac{1}{\frac{3}{2}(1 + A_{2\theta})} \text{ et } A_{2\theta} = \frac{\langle u_{jf} \theta_f \rangle \langle u_{jf} \theta_f \rangle}{k_f \langle \theta_f^2 \rangle} \text{ pour Craft } et al. (1996) \quad (2.16)$$

La modélisation de l'expression (2.15) repose sur l'hypothèse d'un rapport constant entre les échelles dynamique et thermique (Hwang et Lin (1999)).

$$R_T = \frac{k_\theta / \varepsilon_\theta}{k_f / \varepsilon_f} \text{ avec } k_\theta = \frac{\langle \theta_f^2 \rangle}{2} \quad (2.17)$$

En supposant

$$\langle u_{jf} \theta_f \rangle \frac{\partial \langle \Theta_f \rangle}{\partial r} \gg \langle u_{jz} \theta_f \rangle \frac{\partial \langle \Theta_f \rangle}{\partial z} \quad (2.18)$$

et en utilisant l'expression (2.15) pour la modélisation de ε_θ , on obtient :

$$\langle \theta_f^2 \rangle = -2R_T \frac{k_f}{\varepsilon_f} \langle u_{jf} \theta_f \rangle \left(\frac{\partial \langle \Theta_f \rangle}{\partial r} \right) \quad (2.19)$$

Comme l'a montré Moissette (2001), les résultats sont très sensibles au paramètre R_T . Cette valeur diffère selon les auteurs et les configurations étudiées, la gamme varie de 0,5 à 1. Avila et Cervantes (1995) utilisent également cette approximation avec la valeur de $R_T=1$. L'inconvénient de cette modélisation est, d'après l'hypothèse d'homogénéité faite au départ, que l'on néglige les termes de diffusion (liés au gradient des flux thermiques turbulents). Avec l'écriture ci-dessus, nous aurons au centre de la conduite $\langle \theta_f^2 \rangle = 0$. D'après les résultats expérimentaux de Nagano *et al.* (1990), il a été démontré que $\langle \theta_f^2 \rangle$ est différent de zéro dans la région centrale de la conduite.

La comparaison faite au paragraphe 3 montre que les résultats donnés par la relation (2.19) ne s'accordent pas parfaitement avec les données expérimentales de Nagano *et al.* (1990). Nous avons donc utilisé l'équation de transport (2.13) sans faire l'hypothèse de quasi-homogénéité. Dans le cas de notre configuration l'équation s'écrit en coordonnées cylindriques, après simplifications :

$$(1 - \alpha_p) \langle U_{fl} \rangle \frac{\partial \langle \theta_f^2 \rangle}{\partial x_j} = -2(1 - \alpha_p) \langle u_{fl} \theta_f \rangle \frac{\partial \langle \Theta_f \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left((1 - \alpha_p) \left(C_\theta \frac{k_f}{\varepsilon_f} \langle u_{fk} u_{fl} \rangle + \frac{\lambda_f}{\rho_f C_{pf}} \right) \frac{\partial \langle \theta_f^2 \rangle}{\partial x_i} \right) - (1 - \alpha_p) \langle \theta_f^2 \rangle \frac{\varepsilon_f}{k_f R_T} + \langle S_{p\theta_f^2} \rangle \quad (2.20)$$

En négligeant les termes de diffusion, on retrouve l'expression (2.19). Les résultats issus des deux écritures de la variance de la température du fluide (2.19) et (2.20) sont comparés et confrontés aux données expérimentales de Nagano *et al.* (1990) en fluide seul dans la troisième partie de ce chapitre.

3 Comparaison des modèles en monophasique

Afin de valider notre modèle en fluide pur, nous avons confronté nos résultats issus des simulations numériques avec les résultats expérimentaux en conduite pour différents nombres de Reynolds. Les données expérimentales sont récapitulées dans le tableau 2.2.

Auteurs	Re_D	D (cm)	$\langle U_f \rangle$ (ms^{-1})	Condition aux limites
Laufer (1954)	50000	2,47	2,95	Dynamique seule pas de thermique
Nagano <i>et al.</i> (1990)	40000	4,57	14,0	Température imposée : $\Theta_w = 373$ K
Depew et Farbar (1963)	13500	1,9	10,7	Densité de flux imposée: $\varphi_w = 1000$ W m ⁻²

Tableau 2.2 : Données expérimentales

3.1 Dynamique

3.1.1 Expériences de Laufer (1954)

Laufer (1954) a étudié expérimentalement les grandeurs turbulentes et la vitesse moyenne axiale du fluide (en monophasique) dans une conduite horizontale en écoulement établi dynamiquement. Ses résultats expérimentaux sont comparés avec les résultats issus de nos simulations numériques avec les deux modèles de fermeture pour les tensions de Reynolds : modèle EASM et modèle NEVM.

La figure 2.1 représente la vitesse axiale du fluide normée par la vitesse axiale maximale (au centre de la conduite) en fonction de la direction radiale (r désignant la position radiale en partant du centre de la conduite et R le rayon de la conduite). Quel que soit le modèle utilisé, la prédiction du profil de vitesse axiale du fluide est correcte.

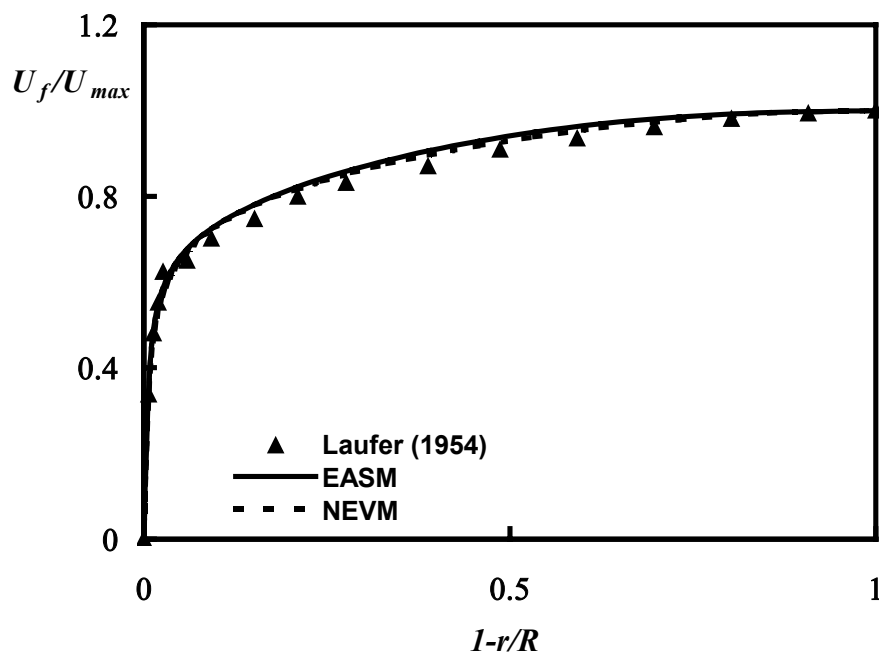


Figure 2. 1 : Distribution de la vitesse moyenne axiale du fluide

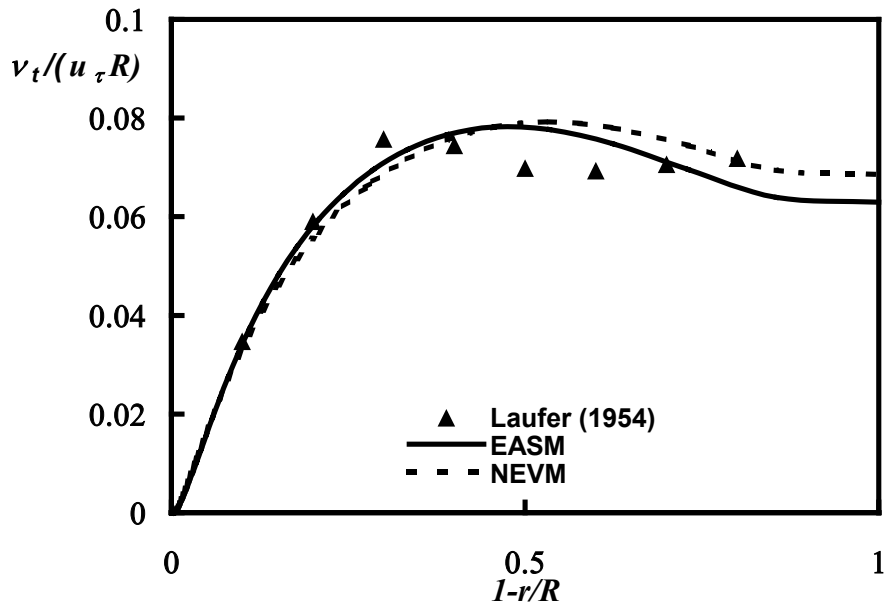


Figure 2. 2 : Profils de la viscosité turbulente

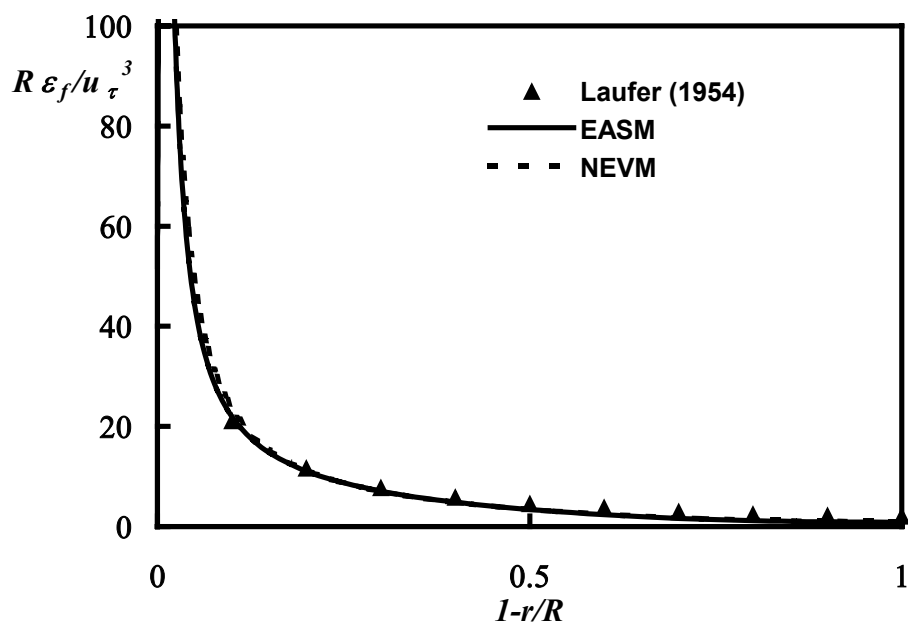


Figure 2. 3 : Profils du taux de dissipation

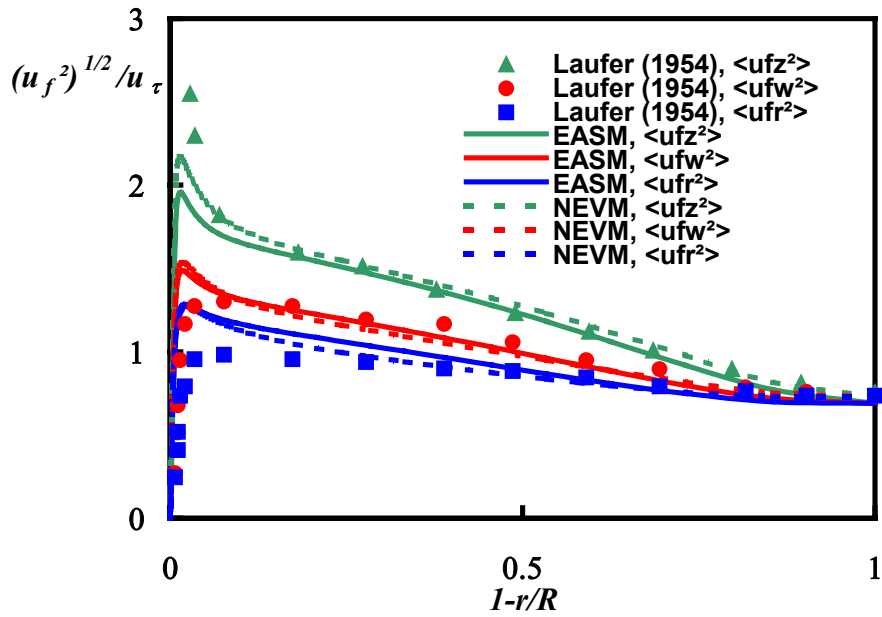


Figure 2. 4 : Profils des intensités turbulentes

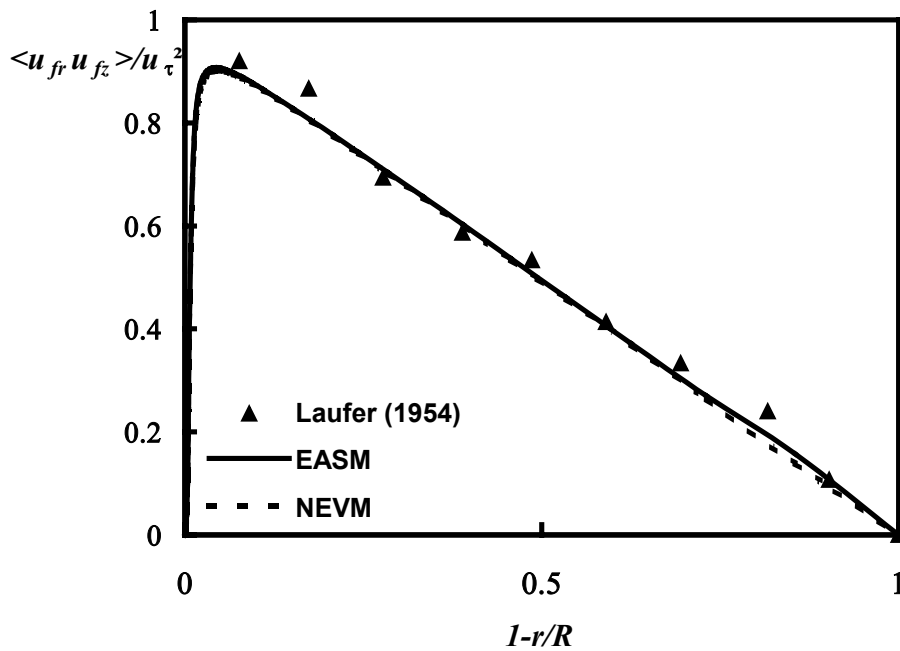


Figure 2. 5 : Profils des tensions turbulentes

Le profil de viscosité turbulente obtenu avec le modèle EASM est sous estimé par rapport au modèle NEVM au centre de la conduite (figure 2.2) par contre les deux modèles sont en accord avec les résultats expérimentaux jusqu'à $1-r/R \approx 0,4$. De plus les deux modèles ont

tendance à surestimer la viscosité turbulente au $\frac{1}{4}$ du diamètre de la conduite. Les résultats numériques avec les deux modèles NEVM et EASM reproduisent par contre correctement le taux de dissipation représenté par la figure 2.3. La figure 2.4 donne les tensions de Reynolds normales adimensionnées dans les trois directions axiale (indice z), radiale (indice r) et tangentielle (indice w). L'anisotropie des tensions de Reynolds normales est bien représentée mais en zone de proche paroi les deux modèles tendent à surestimer ces intensités turbulentes. La contrainte turbulente $\langle u_{fr} u_{fz} \rangle$ est représentée sur la figure 2.5. Les deux modèles représentent de manière satisfaisante cette contrainte. D'une manière générale, les résultats numériques sont en accord avec les résultats expérimentaux de Laufer (1954) pour les deux modèles.

Bilan des contributions sur l'énergie cinétique turbulente

Les figures 2.6 et 2.7 illustrent le comportement des termes de production, de diffusion et de dissipation modélisés dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente définie au paragraphe 2.2.1 dans la zone pleinement turbulente et en zone de proche paroi.

Les termes de production, de diffusion et de dissipation sont respectivement adimensionnés par les relations suivantes :

$$\text{production} : \frac{D}{2} \frac{v_t}{u_\tau^3} \left(\frac{\partial \langle U_{fz} \rangle}{\partial r} \right)^2 ; \text{diffusion} : \frac{D}{2u_\tau^3} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_t}{\sigma_k} r \frac{\partial k}{\partial r} \right), \text{dissipation} : \frac{D}{2} \frac{\varepsilon}{u_\tau^3}$$

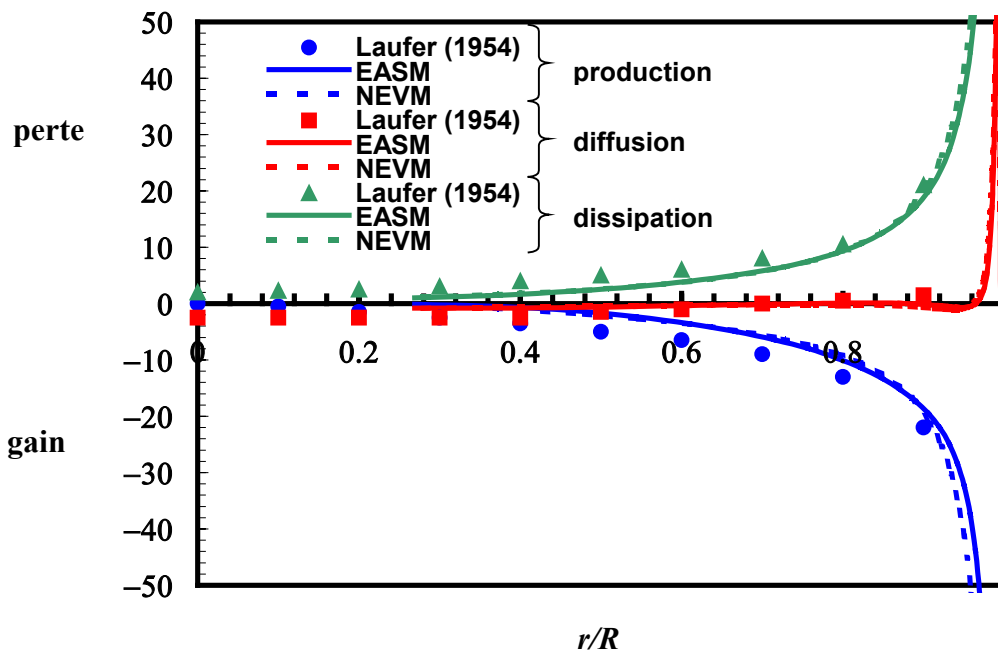


Figure 2. 6 : Bilan d'énergie dans le noyau turbulent

Quel que soit le modèle de fermeture utilisé NEVM ou EASM, les résultats numériques sont en accord avec les résultats expérimentaux (figure 2.6). L'équilibre entre production et dissipation est bien représenté et ceci quel que soit le modèle utilisé. Afin de tester les performances des modèles en zone de proche paroi, nous avons comparé les résultats numériques aux résultats expérimentaux (figure 2.7). Cette figure traduit la différence entre les deux modèles de fermeture en zone de proche paroi. Les termes de production, diffusion et dissipation sont exprimés en unités de paroi, soit :

$$\text{production} : \left(\frac{1}{u_\tau^2} \right) \left(\frac{\partial \langle U_{fz} \rangle}{\partial y^+} \right)^2 ; \text{diffusion} : \frac{2}{Du_\tau^3} \frac{\partial}{\partial y^+} \left(\frac{\nu_f}{\sigma_k} \frac{\partial k_f}{\partial y^+} \right), \text{dissipation} : \frac{\varepsilon_f \nu_f}{u_\tau^4}$$

Les performances du modèle NEVM sont mises en évidence par l'accord obtenu pour chacun des termes et ceci même en zone de proche paroi. Par contre, l'utilisation du modèle EASM conduit à une sous-estimation du terme de production qui peut conduire à une sous-estimation de la turbulence.

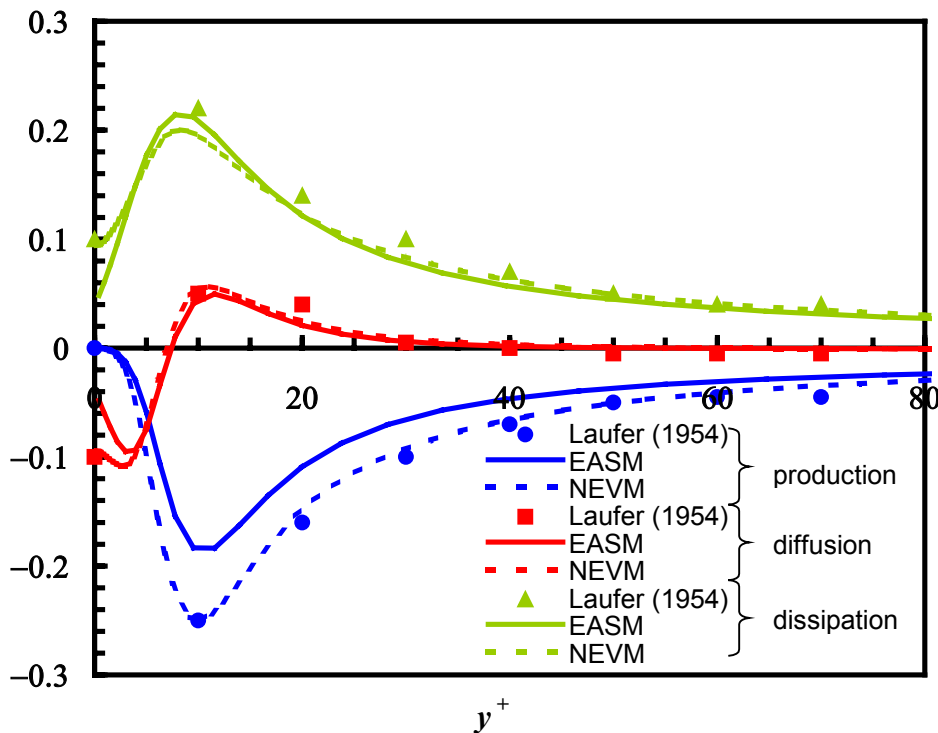


Figure 2. 7 : Bilan d'énergie dans la zone de proche paroi

3.1.2 Expérience de Nagano *et al.* (1990)

Nagano *et al.* (1990) ont mesuré les grandeurs moyennes et fluctuantes dynamiques et thermiques en zone de proche paroi. Les conditions expérimentales sont récapitulées dans le tableau. 2.2. Les figures 2.8 à 2.10 présentent respectivement des profils de vitesse moyenne

axiale, des tensions de Reynolds normales et des tensions de Reynolds croisées, adimensionnées par la vitesse de frottement.

$$\left(\langle U_{fz} \rangle^+ = \frac{\langle U_{fz} \rangle}{u_\tau}, \langle u_f^2 \rangle^{1/2+} = \frac{\langle u_f^2 \rangle^{1/2}}{u_\tau} \text{ et } \langle u_{fr} u_{fz} \rangle^+ = \frac{\langle u_{fr} u_{fz} \rangle}{u_\tau^2} \right)$$

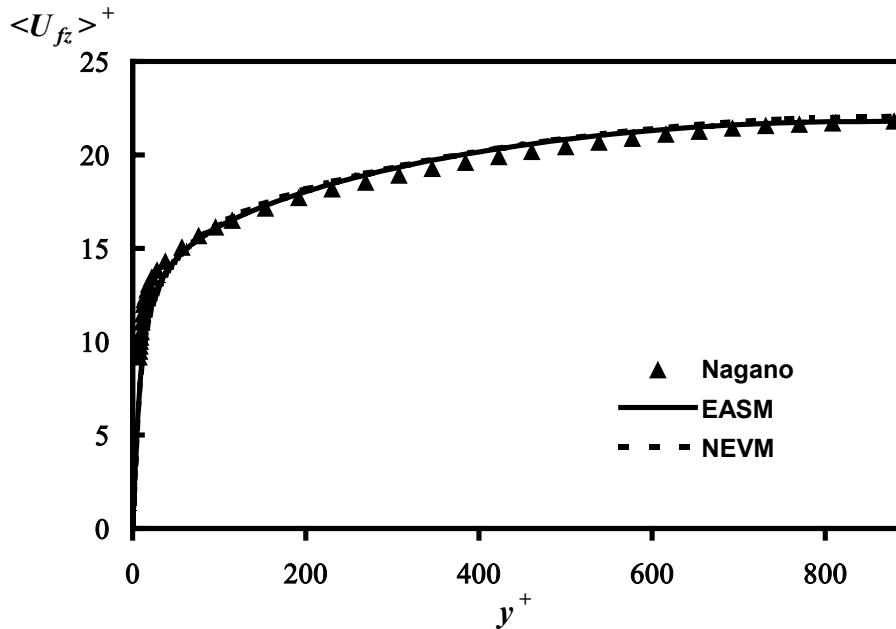


Figure 2. 8 : Distribution de la vitesse moyenne axiale du fluide

La Figure 2.9 compare les profils des variances des fluctuations de vitesses du fluide issus des simulations avec les résultats expérimentaux de Nagano *et al.* (1990) dans les directions radiale (indice r), axiale (indice z) et tangentielle (indice w). D'une manière générale les deux modèles EASM et NEVM prédisent le retour à l'isotropie au centre la conduite.

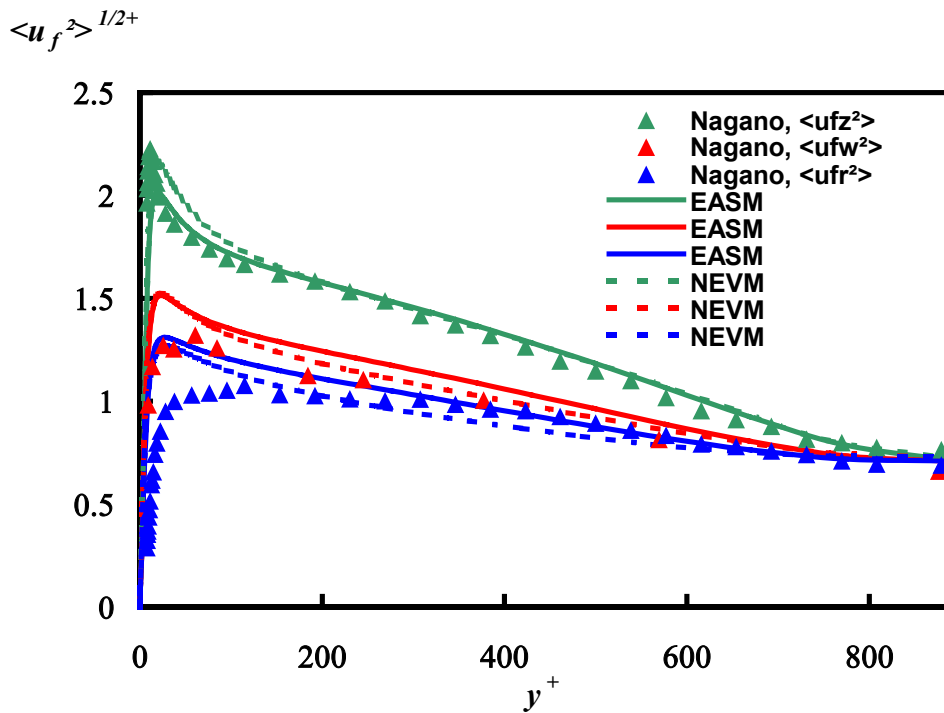


Figure 2. 9 : Profils des intensités turbulentes relatives

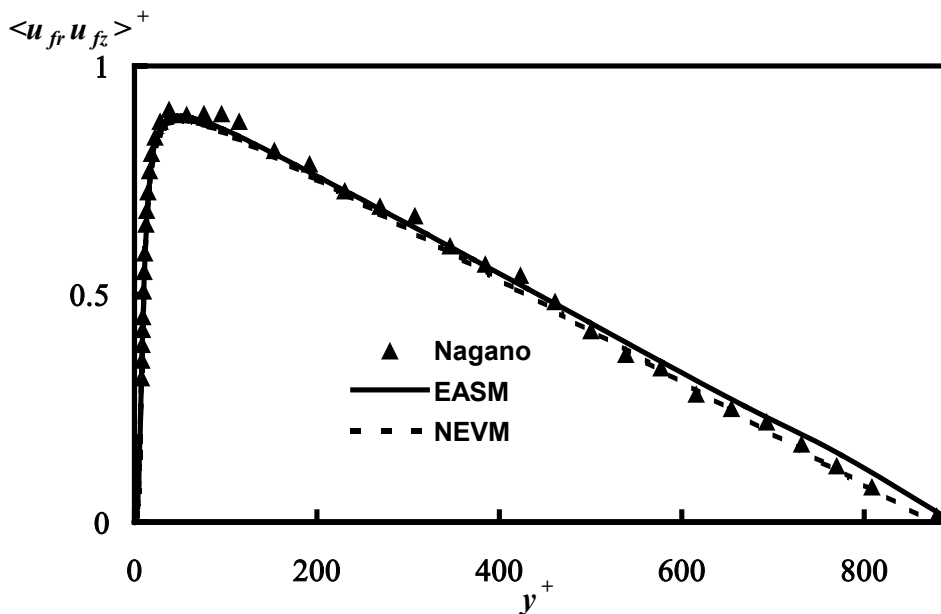


Figure 2. 10 : Profils des tensions turbulentes

Pour les différentes configurations expérimentales données dans le tableau 2.2, les deux modèles de fermetures testés EASM et NEVM montrent des comportements voisins excepté en zone de proche paroi où les deux modèles conduisent à une légère modification des tensions de Reynolds normales. Dans l'ensemble, les modèles EASM et NEVM donnent satisfaction sur le plan dynamique. Il a tout de même été démontré que le modèle NEVM est plus performant que le modèle EASM en zone de proche paroi (figure 2.7). Les deux modèles ont également été testés en thermique.

3.2 Thermique

3.2.1 Expérience de Nagano *et al.* (1990)

La figure 2.11 représente la température moyenne adimensionnée, définie par l'expression (2.20) en fonction de la distance à la paroi.

$$\langle \Theta_f \rangle^+ = \frac{\langle \Theta_f \rangle - \Theta_w}{\theta_\tau} \quad (2.21)$$

où $\theta_\tau = \frac{\Phi_w}{\rho_f C_{pf} u_\tau}$ représente une température de frottement, par analogie avec la vitesse de frottement en dynamique. Les résultats numériques des modèles EASM et NEVM pour la dynamique et des modèles SED, GGDH et WET (avec $C_t = 0,26$) pour la thermique sont confrontés aux données expérimentales. Quel que soit le modèle de fermeture utilisé pour la thermique, les résultats (non représentés sur la figure 2.11) sont identiques. Les modèles NEVM et EASM définis au paragraphe 2.2.2 donnent des résultats en accord avec les expériences de Nagano *et al.* (1990).

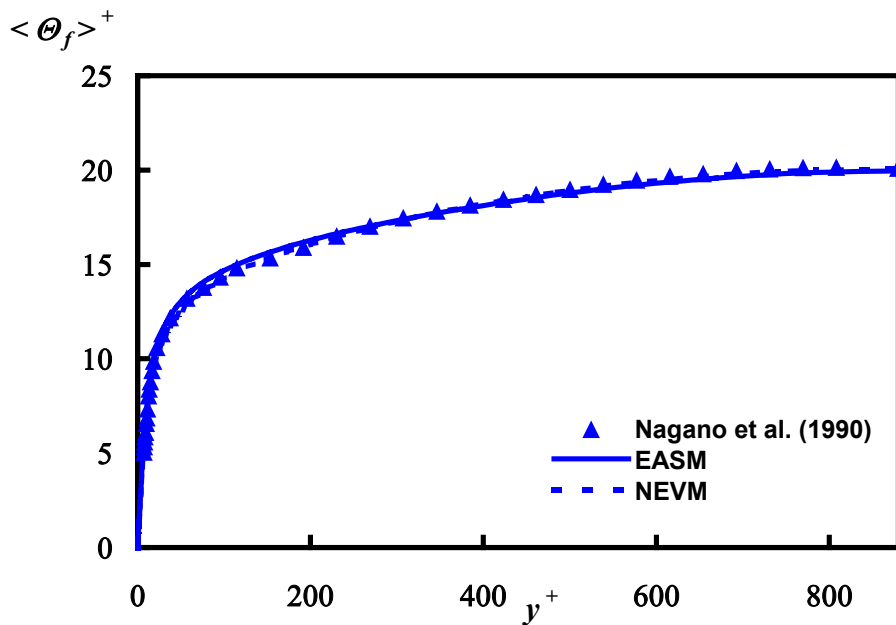


Figure 2. 11 : Distribution de la température moyenne du fluide

Les distributions radiales des flux de chaleur turbulents adimensionnels : $\langle u_{fr} \theta_f \rangle^+ = \frac{\langle u_{fr} \theta_f \rangle}{u_\tau \theta_\tau}$

et $\langle u_{fz} \theta_f \rangle^+ = \frac{\langle u_{fz} \theta_f \rangle}{u_\tau \theta_\tau}$ sont représentées sur les figures 2.12 et 2.13 pour les modèles NEVM et EASM. Les résultats numériques des modèles SED, GGDH et WET donnant les mêmes

résultats, seuls les résultats obtenus grâce au modèle WET pour la thermique avec $C_t = 0,26$ sont représentés. Les profils du flux radial sont en accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux. Pour tester l'influence de la fonction d'amortissement f_{μ} sur les prédictions de $\langle u_{fr} \theta_f \rangle$ et de $\langle u_{fz} \theta_f \rangle$, deux expressions de f_{μ} sont comparées : f_{μ} d'après Myong et Kasagi (1990) (tableau 2.1) et $f_{\mu} = 1$. La figure 2.12 représente le profil de chaleur turbulent radial en fonction de la distance à la paroi en utilisant différents modèles de fermetures : NEVM et EASM pour la dynamique. Deux fonctions d'amortissements ont été testées, $f_{\mu} = 1$ et l'écriture de f_{μ} selon Myong et Kasagi (tableau 2.1). Les résultats montrent que l'expression proposée par Myong et Kasagi (1990) pour f_{μ} conduit à de meilleurs résultats que $f_{\mu} = 1$ et ceci quel que soit le modèle dynamique associé.

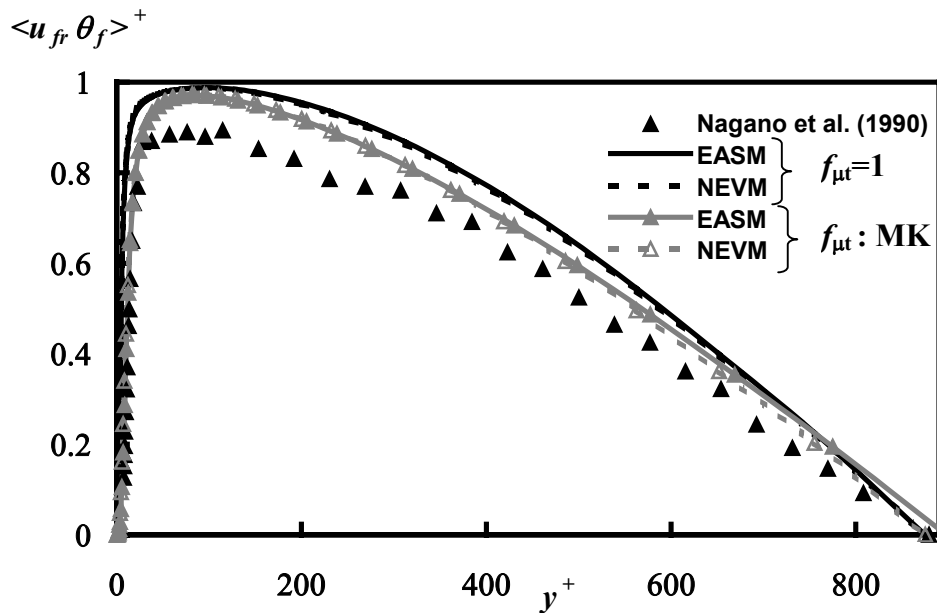


Figure 2. 12 : Profils du flux de chaleur turbulent radial

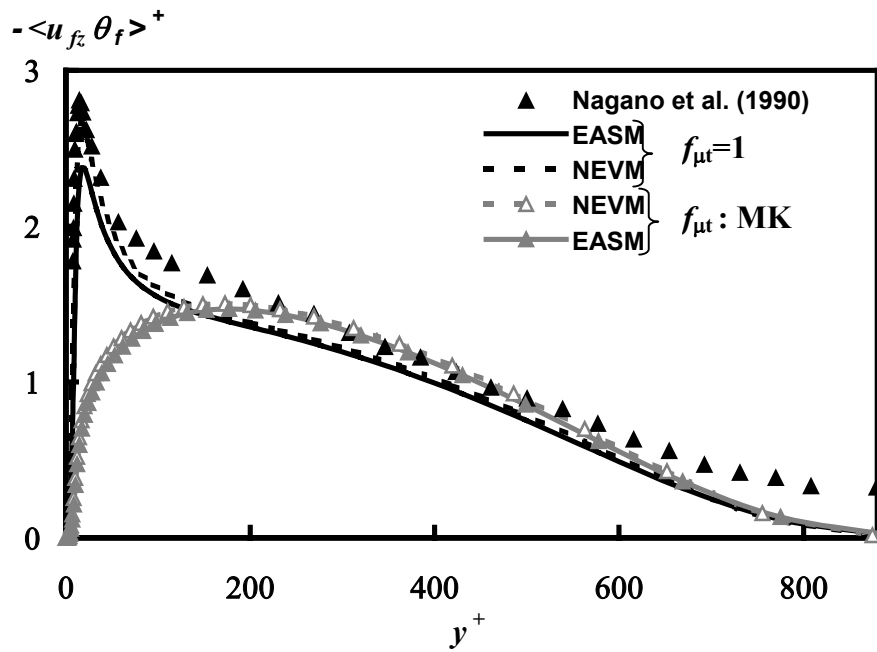


Figure 2. 13 : Profils du flux de chaleur turbulent axial

La figure 2.13 présente le comportement du modèle WET avec $C_t = 0,26$ associé aux deux modèles de fermetures NEVM et EASM pour la dynamique. Comme pour le flux de chaleur radial, deux fonctions d'amortissements ont été testées, $f_{\mu t} = 1$ et l'écriture de $f_{\mu t}$ selon Myong et Kasagi (tableau 2.1) Les résultats montrent que seule l'écriture de $f_{\mu t} = 1$ permet de reproduire les résultats expérimentaux quel que soit le modèle dynamique associé. Les autres modèles de fermeture thermique SED et GGDH, non représentés, ne permettent pas de reproduire les résultats expérimentaux.

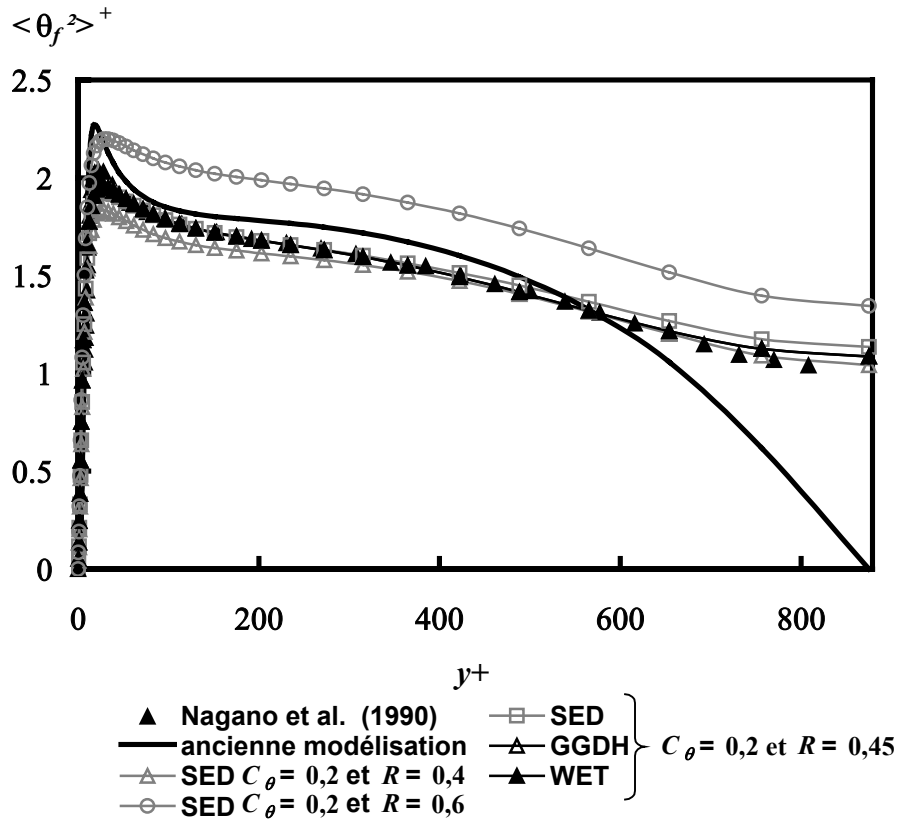


Figure 2. 14 : Variance de la fluctuation de température du fluide

La figure 2.14 représente la variance de la fluctuation de température en fonction de la distance à la paroi pour les différentes modélisations. Les résultats numériques issus des relations (2.15) et (2.20) sont comparés aux résultats expérimentaux de Nagano *et al.* (1990). Pour les trois modèles de fermeture (SED, GGDH, et WET), différentes valeurs ont été testées pour les deux constantes C_θ et R_T , définies au paragraphe 2.4. Les valeurs respectives de $C_\theta = 0,2$ et $R_T = 0,45$ s'avèrent des valeurs optimales. La Figure 2.14 montre également une forte sensibilité à la valeur de R_T . Les résultats issus des modèles GGDH et WET sont parfaitement identiques.

3.2.2 Expériences de Depew et Farbar (1963)

Les travaux issus de la littérature indiquent qu'il existe deux types de conditions aux limites thermiques : température de paroi imposée et densité de flux de chaleur imposée au niveau de la paroi. Les résultats expérimentaux de Nagano *et al.* (1990), présentés au paragraphe précédent, concernent l'étude de l'écoulement en conduite chauffée avec une température de paroi imposée. L'objectif de ce paragraphe est de comparer les différents modèles de fermetures (dynamique et thermique) de notre code pour les deux types de condition aux limites.

La figure 2.15 donne le rapport du transfert de chaleur entre la paroi et le fluide entre la cote z et la sortie de la conduite chauffée (L_t). $z/D = 0$ représente l'entrée de la conduite chauffée et $z/D = 40$, la sortie de la conduite. A partir de $z/D \approx 25$, le nombre de Nusselt

n'évolue plus de manière significative : l'écoulement est thermiquement établi. L'allure des courbes pour les différents modèles de fermeture des tensions de Reynolds (NEVM /EASM) et des flux de chaleurs turbulents (SED, GGDH) ne présente pas de différences notables.

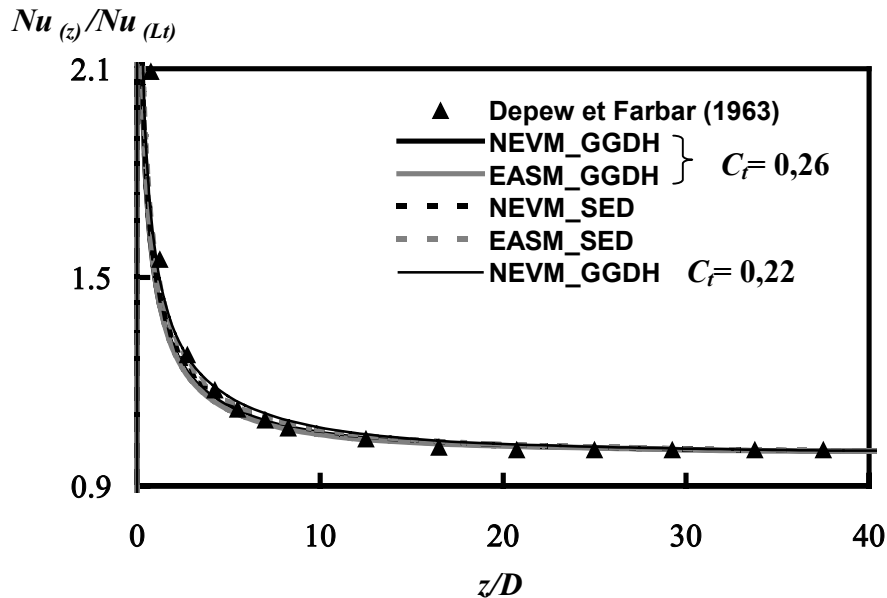


Figure 2. 15 Variation du nombre de Nusselt le long de la conduite

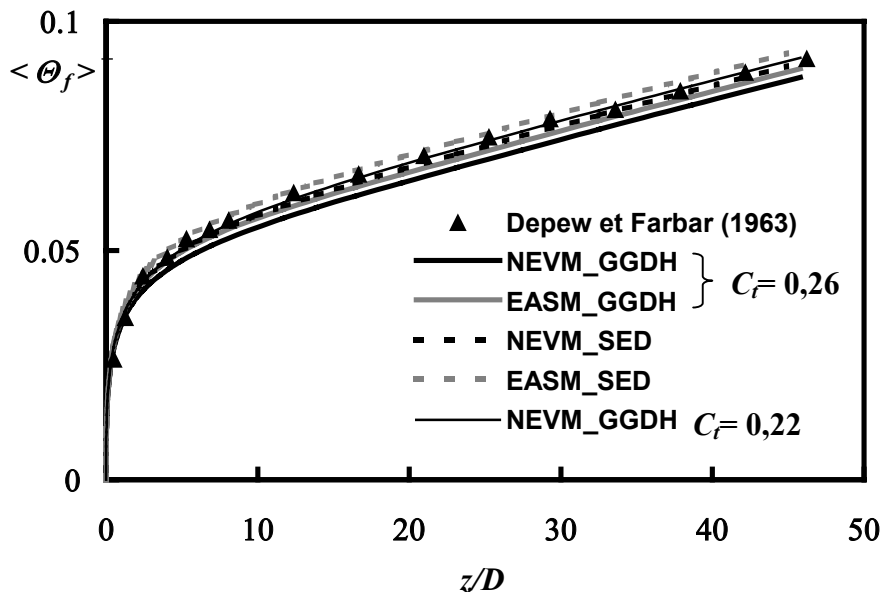


Figure 2. 16 : Distribution axiale de la température, $\varphi_w = 1000 \text{ W m}^{-2}$

Sur la figure 2.16, la distribution axiale de la température adimensionnée, définie par :

$$\langle \Theta_f \rangle^+ = \frac{\lambda_F (\Theta_w - \Theta_0)}{\varphi_w R},$$

issu des simulations numériques est comparée avec les résultats expérimentaux de Depew et Farbar (1963) pour différents modèles de fermeture pour la dynamique (EASM ou NEVM) et pour la partie thermique (SED, GGDH) avec $C_f = 0,26$. Le modèle de fermeture de type WET n'est pas indiqué sur cette figure mais il conduit au même

résultat que le modèle GGDH. La valeur de C_i a également été testée : plus cette valeur augmente et plus le profil est sous estimé. $C_i = 0,22$ s'avère la valeur optimale pour la température par contre cette constante mène à une légère modification du Nusselt (figure 2.15). Pour ce type de simulation, les modèles de fermeture NEVM pour la partie dynamique et WET pour la partie thermique conduisent à une meilleure représentation que les autres modèles.

Les figures 2.17 et 2.18 représentent la variation du nombre de Nusselt à la sortie de la conduite en fluide pur pour différents nombres de Reynolds d'écoulement dans le cas d'une paroi chauffée par densité de flux constante : $\varphi_w = 1000 \text{ W m}^{-2}$ (figure 2.17) et dans le cas d'une température imposée à la paroi $\Theta_w = 373 \text{ K}$ (figure 2.18). La gamme des nombres de Reynolds utilisée lors des simulations varie de 10000 à 150 000. Les résultats des simulations sont comparés avec les corrélations issues de la littérature données ci-dessous :

Dittus Boelter $Nu_D = 0,023 Re_D^{0,8} Pr^{0,4}$ (densité de flux imposé à la paroi)
 $Nu_D = 0,021 Re_D^{0,8} Pr^{0,6}$ (Température imposée à la paroi)

Gnielinski $Nu_D = 0,0214 (Re_D^{0,8} - 100) Pr^{0,4}$ pour $0,5 \leq Pr \leq 1,5$ et $10^4 < Re_D < 5 \cdot 10^6$

✓ Flux imposé :

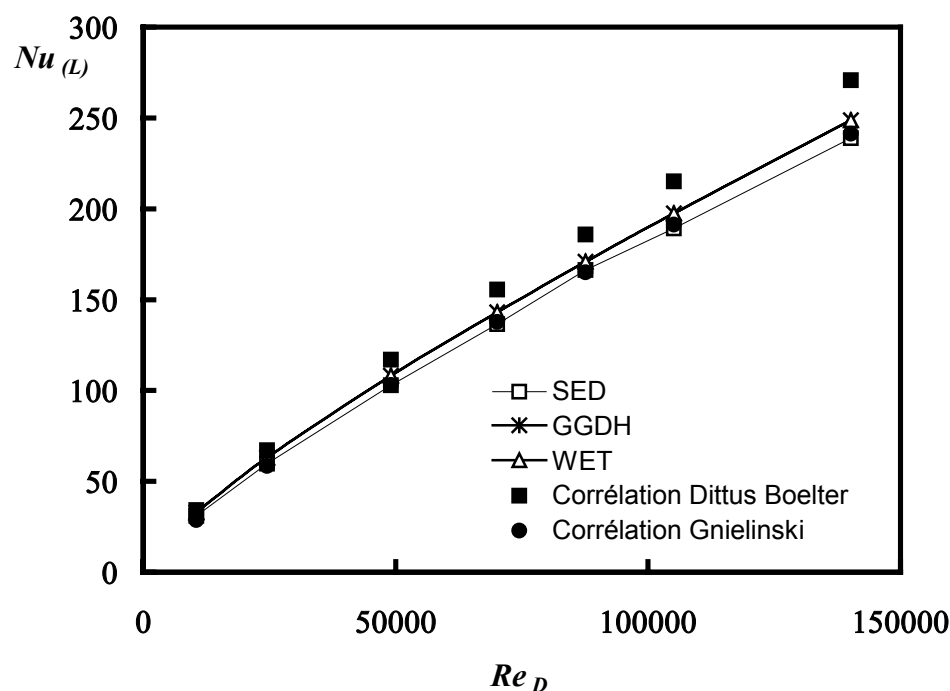


Figure 2. 17 : Evolution du Nusselt asymptotique en fonction de Re_D , $\varphi_w = 1000 \text{ W m}^{-2}$

✓ *Température de paroi imposée :*

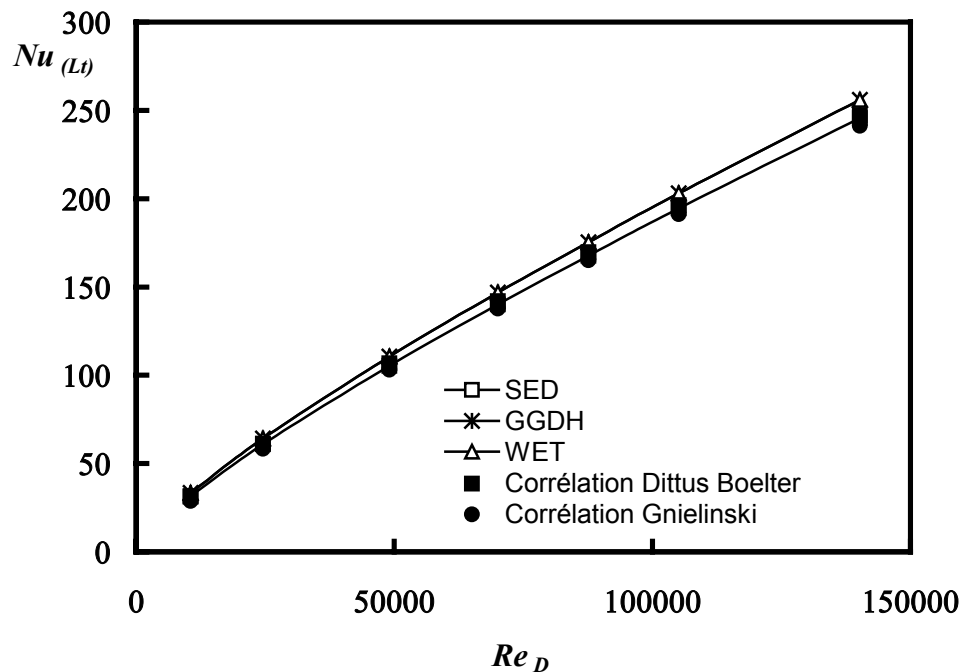


Figure 2.18 : Evolution du Nusselt asymptotique en fonction de Re_D , $\Theta_w = 373$ K

A densité de flux imposée (figure 2.17), plus le nombre de Reynolds est élevé et plus la corrélation de Dittus-Boelter s'éloigne des autres courbes. La différence maximale entre les différentes expressions pour $Re_D = 140\ 000$ est de l'ordre de 10 %. Par contre à température de paroi imposée (figure 2.18), l'effet est moins marquant. En effet pour $Re_D = 140\ 000$, la différence maximale entre les différentes expressions n'excède pas 6 %.

Pour les deux types de conditions à la paroi (densité de flux imposée et température de paroi imposée), les modèles de fermetures de type GGDH et WET donnent sensiblement les mêmes résultats en fluide pur.

4 Conclusion

Avant d'étudier l'écoulement dans sa globalité, nous avons cherché à obtenir un modèle fin en fluide pur. Dans ce chapitre, nous nous sommes donc attachés à étudier les différents modèles de fermeture pour la modélisation de la phase fluide. Pour la partie dynamique, différentes expressions des tensions de Reynolds ont été testées. Par comparaison avec les résultats expérimentaux, les deux modèles (EASM et NEVM) donnent des profils relativement proches. Pour la partie thermique, trois expressions des flux de chaleur turbulents ont également été testées (SED, GGDH et WET) pour des conditions aux limites différentes (densité de paroi imposée ou température imposée à la paroi). Les simulations numériques ont été comparées avec les résultats expérimentaux de Nagano *et al.* (1990) dans le cas où la température de paroi est constante et aux résultats de Depew et Farbar (1963) dans le cas où la densité de flux est imposée à la paroi. Ces résultats montrent que le modèle capable de reproduire au mieux les profils de température, les flux de chaleur turbulents et le transfert de chaleur est le modèle WET. Les comparaisons des échanges entre le fluide et la paroi pour les différents modèles de fermeture thermiques avec les corrélations usuelles issues de la littérature confirment que le modèle WET conduit à de meilleures prédictions. De plus, il est nécessaire d'avoir le modèle le plus élaboré possible pour générer la fluctuation de température du fluide décrite au chapitre IV. Le modèle complet présente deux avantages : d'une part il tient compte de l'anisotropie des tensions de Reynolds et, d'autre part, il permet une fine représentation en zone de proche paroi.

En ce qui concerne l'ensemble des coefficients nécessaires à la modélisation de la phase fluide (dynamique et thermique) évalués et validés en fluide pur, nous pouvons nous poser la question de leur validité en présence des particules (la validité de ces coefficients est discutée au chapitre VI).

Toutes les données nécessaires au suivi lagrangien, qui est présenté dans le chapitre suivant, tensions de Reynolds, vitesses moyennes, et au suivi de la température des particules (flux de chaleurs turbulents, température) ont été décrites dans ce chapitre.

CHAPITRE III

Suivi lagrangien : échange fluide-particule

1	Introduction	53
2	Equation du mouvement d'une particule.....	54
2.1	Force de traînée	54
2.1.1	Loi de traînée standard	55
2.1.2	Influence de la turbulence	57
2.1.3	Voisinage de la paroi.....	57
2.1.4	Effet de raréfaction.....	59
2.1.5	Influence de la concentration	59
2.2	Portance.....	60
2.2.1	Portance due à la rotation : effet Magnus.....	60
2.2.2	Portance due au cisaillement : effet Saffman	64
2.3	Effets liés à la non isothermie	65
2.3.1	Thermophorèse.....	65
2.3.2	Modification de la force de traînée.....	65
3	Equation du moment.....	65
4	Suivi de la température.....	67
4.1	Echange par convection.....	67
4.2	Transfert de chaleur par conduction au sein de la phase solide	69
4.3	Transfert de chaleur par rayonnement.....	70
5	Conclusion.....	71

1 Introduction

Dans le cas de l'approche eulérienne-lagrangienne, il a été vu au chapitre précédent que la phase gazeuse est simulée par résolution des équations de Navier-Stokes moyennées associées à un modèle de fermeture pour représenter les tensions de Reynolds en dynamique et les flux de chaleur turbulents en thermique. Pour la partie dynamique le modèle de fermeture adopté est le modèle NEVM. Pour la partie thermique, le modèle de fermeture utilisé est le modèle WET.

Avec l'approche lagrangienne, la phase particulaire est simulée en effectuant le suivi lagrangien d'un grand nombre de particules discrètes au sein du champ fluide déterminé d'après le chapitre II.

Dans notre procédure de calculs, les particules, supposées parfaitement sphériques, indéformables, sont suivies une à une dans la conduite. Dans un premier temps, nous étudierons le suivi de particule au sein de la conduite isotherme. Celui-ci repose sur la résolution du système d'équations différentielles suivant :

$$\begin{aligned}\frac{d\vec{x}_p}{dt} &= \vec{U}_p \\ m_p \frac{d\vec{U}_p}{dt} &= \sum \vec{F}_i \\ I_p \frac{d\vec{\Omega}_p}{dt} &= \vec{T}\end{aligned}$$

où m_p , \vec{F}_i , \vec{T} , I_p désignent respectivement la masse de la particule $m_p = \pi\rho_p d_p^3/6$, l'ensemble des forces qui agissent sur la particule, le couple agissant sur la particule et le moment d'inertie qui pour une sphère vaut $I_p = m_p d_p^2/10$.

La résolution de ce système donne la position de la particule, les vitesses linéaires et angulaires de la particule en tenant compte des différentes forces qui agissent sur la particule. Les solutions analytiques pour les différentes forces et le couple ne sont valables qu'à petits Re_p (régime de Stokes). Une extension à plus hauts Re_p est généralement basée sur des corrélations empiriques qui dérivent d'expériences.

Dans un second temps, la particule traverse une portion de conduite chauffée au niveau de la paroi. La température de la particule suivie est calculée le long de sa trajectoire par la résolution d'un bilan thermique.

La simulation de la phase particulaire doit tenir compte des différents phénomènes physiques susceptibles d'affecter le comportement de la particule. Pour évaluer de façon satisfaisante les trajectoires des particules, le modèle doit prendre en compte les différents chocs subis par la particule suivie (les chocs interparticulaires et les chocs avec la paroi). La mise en œuvre de ces modèles de collisions sera détaillée au chapitre V consacré aux collisions.

2 Equation du mouvement d'une particule

Les études menées par Basset, Boussinesq et Oseen ont conduit à l'équation du mouvement pour une particule au sein d'un fluide visqueux au repos en régime de Stokes (appelée équation de BBO). Les travaux de Maxey et Riley (1983) et Gatignol (1983) ont permis d'étendre la validité de leur expression au cas d'un fluide en écoulement.

L'équation de BBO est présentée sous la forme :

$$m_p \frac{dU_{pi}}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{m_p C_D}{d_p} (U_{fi} - U_{pi}) \|\vec{U}_f - \vec{U}_p\| + m_f \frac{DU_{fi}}{Dt} + C_A m_f \left(\frac{DU_{fi}}{Dt} - \frac{dU_{pi}}{dt} \right) + 9 \sqrt{\frac{\rho_f \mu_f}{\pi}} \frac{m_p}{\rho_p d_p} C_H \int_{-\infty}^t \frac{DU_{fi} - dU_{pi}}{\sqrt{(t-\tau)}} d\tau + m_p g_i \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p} \right) + F_i \quad (3.1)$$

où $\frac{D}{Dt}$ et $\frac{d}{dt}$ désignent respectivement les dérivées particulières fluide et les dérivées particulières solides. Les différents termes de la relation 3.1 désignent en partant de la gauche vers la droite : la force de traînée rendant compte des frottements visqueux et des contraintes de pression à la surface, la masse déplacée, la masse virtuelle liée à l'accélération du fluide dans le sillage de la particule, la force de Basset, relative à l'histoire de la particule, la gravité et les autres forces. Odar et Hamilton (1963) ont été les premiers à proposer les fonctions empiriques C_A et C_H qui représentent respectivement le coefficient de masse ajoutée et le coefficient de Basset. Michaelides (2003) résume l'ensemble des autres corrélations. Cette formulation ne tient pas compte de la portance relative aux effets de cisaillement du champ fluide et de la rotation de la particule (et aux éventuelles non-linéarités du champ fluide (termes de Faxen)). Dans le cas des écoulements gaz-solide où $\rho_p \gg \rho_f$, les forces de masse ajoutée et Basset ainsi que la force liée au gradient de pression peuvent être négligées (Michaelides 1997). Cependant, cette dernière force est prise en compte dans nos calculs, étant donnée la simplicité de son expression et sachant qu'en présence de particules, le gradient de pression peut augmenter de façon importante. Compte tenu des remarques faites précédemment, l'équation du mouvement d'une particule (3.1) s'écrit :

$$m_p \frac{d\vec{U}_p}{dt} = \vec{F}_{gravité} + \vec{F}_{traînée} + \vec{F}_{portance} \quad (3.2)$$

La modélisation des différentes forces qui agissent sur la particule est présentée au paragraphe suivant.

2.1 Force de traînée

Dans la plupart des écoulements fluide/particules, la force de traînée est prépondérante dans l'équation de la trajectoire de la particule. Elle traduit les effets de viscosité dans le cas où la vitesse relative entre le fluide et la particule est constante.

2.1.1 Loi de traînée standard

L'extension de la force de traînée à grands nombres de Reynolds est basée sur l'introduction du coefficient de traînée C_D défini par :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{\rho_f}{2} V_R^2 S} \quad (3.3)$$

où $S = \pi d_p^2 / 4$ désigne le maître couple et $V_R = \|\vec{U}_f - \vec{U}_p\|$ la norme de la vitesse relative entre le fluide et la particule.

La force de traînée s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{F}_D = \frac{3}{4} \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{m_p}{d_p} C_D (\vec{U}_f - \vec{U}_p) \|\vec{U}_f - \vec{U}_p\| \quad (3.4)$$

Le coefficient de traînée dépend du nombre de Reynolds de la particule :

$$Re_p = \frac{\rho_f d_p \|\vec{U}_f - \vec{U}_p\|}{\mu_f} \quad (3.5)$$

La dépendance du coefficient de traînée pour une particule sphérique au nombre de Reynolds est représentée sur la figure 3.1 basée sur les résultats expérimentaux cités par Schlichting (1965). A partir de cette dépendance on peut identifier différents régimes.

Pour des petits nombres de Reynolds ($Re_p \ll 1$), les effets visqueux sont prépondérants. Dans ce cas, une solution analytique du coefficient de traînée est établie par Stokes (1851) :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \quad (3.6)$$

Dans la zone de transition ($1 < Re_p < 1000$) les effets inertiels commencent à devenir importants. L'écoulement autour de la particule est perturbé et la traînée devient non linéaire. Pour ce régime non linéaire de nombreuses corrélations numériques ont été proposées (Clift *et al.* 1978, Crowe *et al.* 1998) à partir de résultats expérimentaux. Les corrélations les plus utilisées dans la gamme de Reynolds qui nous intéresse sont les suivantes :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15 Re_p^{0,687}) \quad \text{Schiller et Naumann (1934) pour } Re_p < 700 \quad (3.7)$$

$$C_D = \frac{k_1}{Re_p} + \frac{k_2}{Re_p^2} + k_3 \quad \text{Morsi et Alexander (1972) pour } Re_p < 50000 \quad (3.8)$$

Les constantes k_1 , k_2 et k_3 sont données par le tableau ci dessous

Re_p	k_1	k_2	k_3
$Re_p < 0.1$	24	0	0
$0.1 < Re_p < 1$	22,73	0,0903	3,69
$1 < Re_p < 10$	29,167	-3,889	1,122
$10 < Re_p < 100$	46,5	-116,67	0,6167
$10^2 < Re_p < 10^3$	98,33	-2778	0,3644
$10^3 < Re_p < 5.10^3$	148,62	-4,75 10^4	0,357
$5.10^3 < Re_p < 10^4$	-490,546	57,87 10^4	0,46
$10^4 < Re_p < 5.10^4$	-1662,5	5,4167 10^6	0,5191

Tableau 3. 1 : Valeurs des constantes pour la corrélation de Morsi et Alexander (1972)

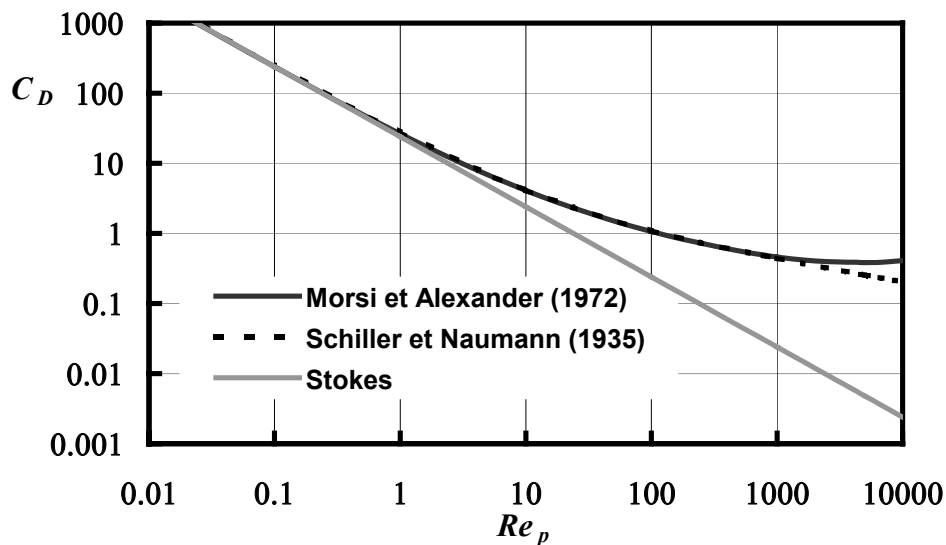


Figure 3. 1 : Variation du coefficient de traînée pour les différentes corrélations

La figure 3.1 illustre la variation du coefficient en fonction du nombre de Reynolds particulaire dans le cas des trois formulations (3.6), (3.7) et (3.8). Dans la gamme de Reynolds qui nous intéresse ici, entre 0 et 1000 environ, les corrélations de Morsi et Alexander (1972) et Schiller et Naumann (1935) sont équivalentes. Des modifications de ce coefficient sont proposées en tenant compte de différents effets tels que : influence de la turbulence, voisinage d'une paroi, concentration élevée de particules.

2.1.2 Influence de la turbulence

L'influence de la turbulence sur le coefficient de traînée n'est pas clairement définie. En effet les résultats expérimentaux de Uhlher et Sinclair (1970), Zarin et Nichols (1971) et Brucato *et al.* (1998) indiquent une augmentation du coefficient de traînée dans un écoulement turbulent, tandis que Rudolff et Bachalo (1988) suggèrent une réduction du coefficient de traînée.

Brucato *et al.* (1998) ont étudié expérimentalement la modification de la traînée des particules solides au sein d'un écoulement turbulent liquide. Il proposent la corrélation suivante pour rendre compte de cet effet :

$$(C_D - C_{D0})/C_{D0} = 8,76.10^{-4} (d_p / \eta)^3 \quad (3.9)$$

où C_{D0} est le coefficient de traînée évalué par la loi standard et η désigne l'échelle de longueur de Kolmogorov. Ils montrent également que la constante peut varier légèrement en fonction de la taille des particules. Récemment Bagchi et Balachandar (2003) ont étudié en DNS l'influence de la turbulence sur le coefficient de traînée. La figure 3.2 compare les résultats de leurs simulations, les résultats expérimentaux de Clift *et al.* (1978) et les résultats numériques de Mittal (1999) et Magnaudet *et al.* (1995). Le coefficient de traînée obtenu en DNS par Bagchi et Balachandar (2003) est en accord avec les résultats expérimentaux de Clift *et al.* (1978) et avec les résultats numériques de Mittal (1999) et Magnaudet *et al.* (1995). L'étude indique que la corrélation standard du coefficient de traînée est la meilleure approximation.

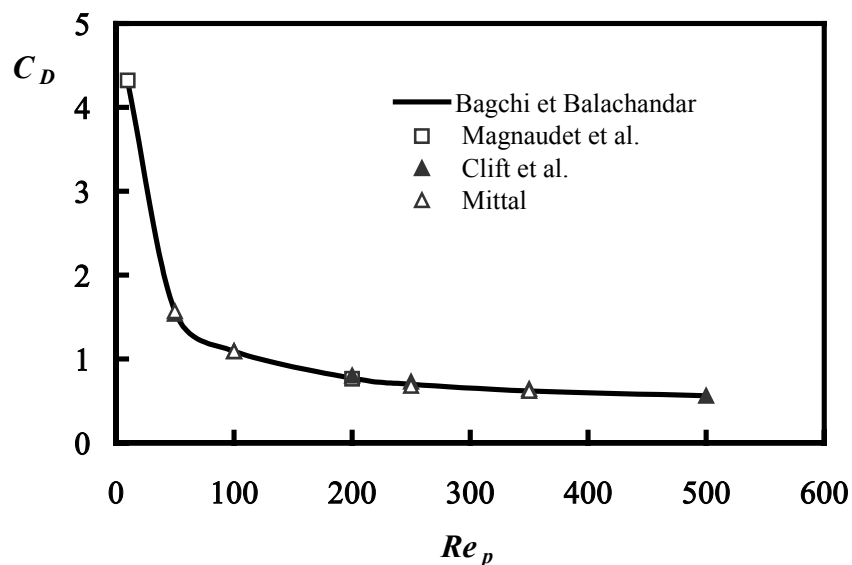


Figure 3. 2 : Variation du coefficient de traînée en fonction de Re_p

2.1.3 Voisinage de la paroi

Le mouvement des particules en zone de proche paroi provoque une augmentation du coefficient de traînée. La solution analytique de cet effet de paroi n'est valable qu'à faibles nombres de Reynolds de la particule ($Re_p \ll 1$). Le mouvement perpendiculaire à la paroi (figure 3.3 a) a été considéré par Brenner (1961) et le mouvement parallèle à la paroi (figure 3.3 b) a été analysé par Goldman *et al.* (1967).

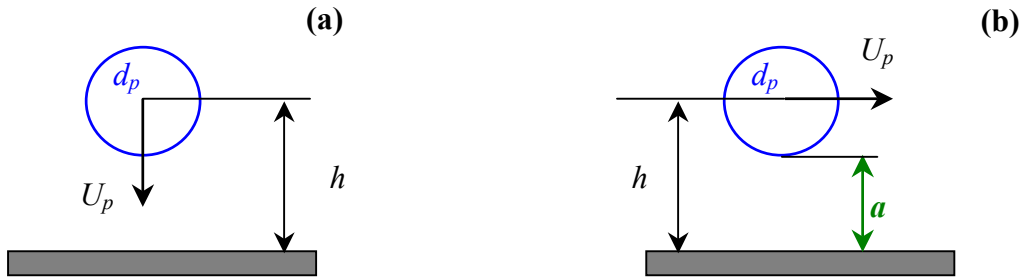


Figure 3. 3: Illustration des effets de paroi a) mouvement normal à la paroi, b) mouvement parallèle à la paroi

Rizk et Elghobashi (1985) ont synthétisé ces deux phénomènes et donnent les relations suivantes :

Pour un mouvement parallèle à la paroi, l'expression devient :

$$\frac{C_1}{C_{D0}} = C_{//} = \left[1 - \frac{9}{16} \left(\frac{d_p}{2h} \right) + \frac{1}{8} \left(\frac{d_p}{2h} \right)^3 - \frac{45}{256} \left(\frac{d_p}{2h} \right)^4 - \frac{1}{16} \left(\frac{d_p}{2h} \right)^5 \right]^{-1} \quad (3. 10)$$

Pour un mouvement perpendiculaire à la paroi :

$$\frac{C_2}{C_{D0}} = C_{\perp} = \left[1 + \frac{9}{8} \left(\frac{d_p}{2h} \right) + \left[\frac{9}{8} \left(\frac{d_p}{2h} \right) \right]^2 \right] \quad (3. 11)$$

où h représente la distance entre le centre de la particule et la paroi et d_p le diamètre de la particule.

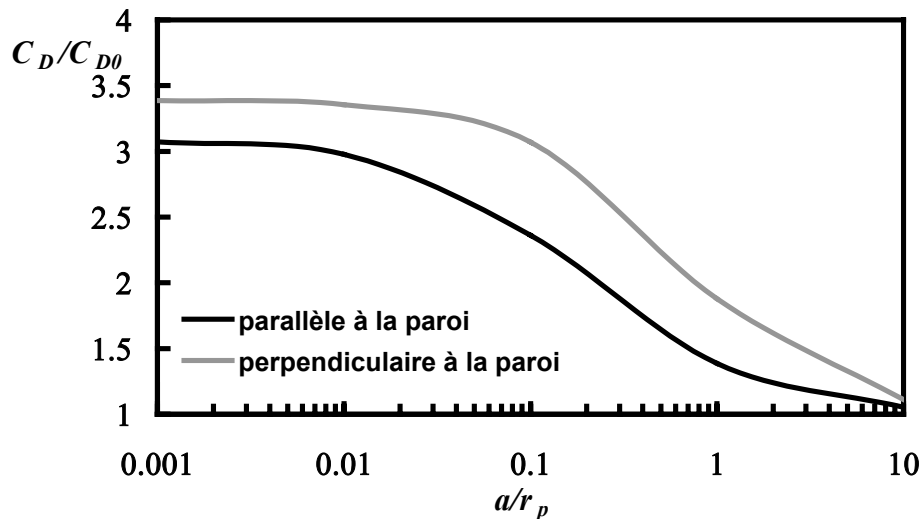


Figure 3. 4: Modification du coefficient de traînée pour une particule circulant parallèlement et perpendiculairement à la paroi.

La figure 3.4 représente la variation de ces coefficients en fonction de la distance à la paroi adimensionnée a/r_p . Ce graphique montre qu'en zone de proche paroi c'est à dire pour a/r_p proche de 0,001, les corrections C_{\perp} et $C_{//}$ sont maximales. Ces expressions ne sont valables que pour $Re_p < 1$. Dans le cas de nos simulations, le nombre de Reynolds de la particule peut atteindre 1000 donc cette condition n'est pas respectée.

2.1.4 Effet de raréfaction

Sommerfeld (2000) a montré que les effets de raréfaction deviennent importants pour des diamètres de particules très petits. Cet effet est basé sur le nombre de Knudsen (K_n) qui est le rapport entre le libre parcours moyen (λ) et le diamètre des particules. Ce nombre qui caractérise la continuité du milieu par rapport à la particule est défini par :

$$K_n = \frac{\lambda}{d_p} \quad (3.12)$$

Dans les conditions standards de température et de pression, le libre parcours moyen vaut environ 0,06 μm . Sommerfeld (2000) montre que le coefficient de traînée est fortement réduit lorsque $K_n > 0,015$. Clift *et al.* (1978) et Sommerfeld (2000) indiquent que le diamètre des particules à partir duquel l'effet de raréfaction devient important se situe entre 5 et 10 μm . Dans le cas de nos simulations les particules mises en jeu ont un diamètre supérieur à 30 μm donc il n'est pas nécessaire de prendre en compte cet effet.

2.1.5 Influence de la concentration

La présence d'autres particules au sein de l'écoulement peut conduire à une modification de la force de traînée qui s'exerce sur la particule.

Di Felice (1994) cité par Michaelides (2003) propose la relation suivante :

$$\frac{C_D}{C_{D0}} = (1 - \alpha_p)^k \quad \text{avec } k = 3,7 - 0,65 \exp\left[-\frac{(1,5 - \ln Re_p)^2}{2}\right] \quad (3.13)$$

pour $10^{-2} < Re_p < 10^4$

La figure 3.5 illustre la variation du terme correctif de la traînée en fonction de Re_p pour différents fractions volumiques α_p . Pour des valeurs de α_p de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} , le terme correctif est constant et il est de l'ordre de l'unité et ceci quel que soit le Re_p . Par contre, dès que α_p atteint la valeur 10^{-1} , ce terme varie et ceci même à faible Re_p . Pour un nombre de Reynolds particulaire de l'ordre de 0,5, C_D/C_{D0} peut atteindre la valeur 1,45. Dans nos simulations, les fractions volumiques ne dépassant pas 10^{-3} , ce terme peut donc être négligé.

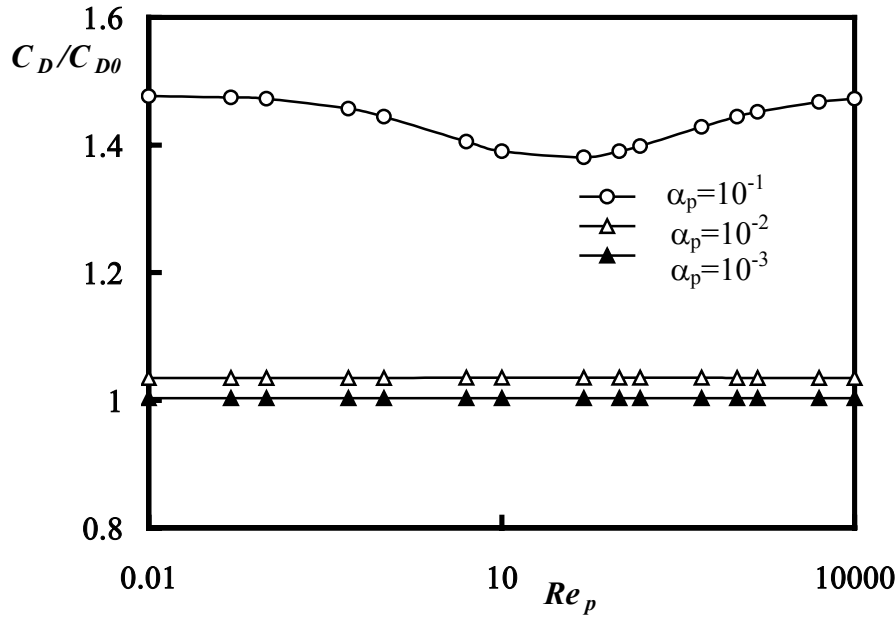


Figure 3. 5 : Influence de la fraction volumique sur le coefficient de traînée

2.2 Portance

La force de portance est orientée perpendiculairement au mouvement relatif de la particule. Elle naît de deux phénomènes distincts : tout d'abord la particule se déplace dans un écoulement cisailé (important près de la paroi) : cela induit un phénomène dit « effet Saffman ». D'autre part, la particule possède une rotation propre qui provoque ce que l'on appelle « effet Magnus ».

2.2.1 Portance due à la rotation : effet Magnus

Une expression analytique de la force de portance due à la rotation dans le cas de petits nombres de Reynolds de particules a été établie par Rubinow et Keller (1961).

$$\vec{F}_{Lm} = \pi r_p^3 \rho_f \left\{ \vec{\Omega}_p \times (\vec{U}_f - \vec{U}_p) \right\} \quad (3.14)$$

La force de portance due à la rotation peut être étendue aux nombres de Reynolds particulières plus élevés en introduisant le coefficient de portance (Crowe *et al.* 1998). Pour une sphère en rotation pure dans un écoulement uniforme, la portance due à la rotation est modélisée par:

$$\vec{F}_{Lm} = -\frac{1}{2} C_{Lm} \rho_f S \left\| \vec{U}_f - \vec{U}_p \right\|^2 \frac{\vec{\Omega}_p \wedge (\vec{U}_f - \vec{U}_p)}{\left\| \vec{\Omega}_p \wedge (\vec{U}_f - \vec{U}_p) \right\|} \quad (3.15)$$

Le coefficient de portance de la particule C_{Lm} est fonction du nombre de Reynolds de la particule et de son taux de rotation adimensionnel donné par l'expression suivante :

$$\gamma = r_p \frac{\|\vec{\Omega}_p\|}{\|\vec{U}_f - \vec{U}_p\|} \quad (3.16)$$

Dans la littérature, il existe différentes corrélations pour calculer le coefficient de portance.

L'étude théorique de Rubinow et Keller (1961) conduit par exemple aux résultats suivants:

$$C_{Lm} = 2\gamma \text{ et } \vec{\Omega}_p \perp \vec{U}_p - \vec{U}_f$$

Pour des nombres de Reynolds plus élevés, il n'existe plus de solutions théoriques. Il faut faire appel aux simulations numériques ou à l'expérience pour évaluer ce coefficient. Parmi les auteurs qui étudient ce coefficient pour la gamme de Reynolds qui nous intéresse ($0 < Re_p < 1000$), nous pouvons citer les travaux expérimentaux de Tsuji *et al.* (1985), Barkla et Auchterlonie (1971), Oesterlé et Bui Dinh (1998) et les études numériques de Chegroun et Oesterlé (1993) et Kurose et Komori (1999). Les expériences d'Oesterlé et Bui Dinh (1998) ont permis d'obtenir une relation pour le coefficient de portance. Kurose et Komori (1999) donnent une expression plus compliquée, qui fait intervenir le taux de cisaillement du fluide et la vitesse de rotation .

Le tableau 3.2 récapitule les différentes corrélations pour le coefficient de portance et leurs domaines de validité.

Auteurs	Domaine de validité		Coefficient de portance : C_{Lm}
Rubinow et Keller (1961)	$Re_p \ll 1$		$C_{Lm} = 2\gamma$
Bui Dinh (1992)	$10 < Re_p < 130$	$1 < \gamma < 5$	$C_{Lm} = 3,8 \gamma Re_p^{-1/2}$
Tsuji <i>et al.</i> (1985)	$550 < Re_p < 1600$	$\gamma < 0,7$	$C_{Lm} = (0,4 \pm 0,1)\gamma$
Barkla et Auchterline (1971)	$1500 < Re_p < 3000$	$2 < \gamma < 4$	$C_{Lm} = (0,16 \pm 0,04)\gamma$
Oesterlé et Bui Dinh (1998)	$10 < Re_p < 140$	$1 < \gamma < 6$	$C_{Lm} = 0,45 + (2\gamma - 0,45)\exp(-0,075\gamma^{0,4} Re_p^{0,7})$
	$10 < Re_p < 140$	$\gamma < 1$	$C_{Lm} = (0,45 + 1,55 \exp(-0,075 Re_p^{0,7}))\gamma$
Kurose et Komori (1999)	$1 < Re_p < 500$	$0 < \gamma < 0,25$	$C_{Lm} = k_2 \gamma$ avec k_2 variant de 0,7 à 1,3

Tableau 3. 2 : Corrélations du coefficient de portance

Les figures 3.6 et 3.7 représentent les variations du coefficient de portance données par les différentes corrélations (tableau 3.2) en fonction de Re_p pour différents taux de rotations. Les figures 3.6 et 3.7 représentent l'ensemble des expressions pour des valeurs de γ égales à 0,16 et 0,25 (figure 3.6) qui correspondent à des faibles taux de rotations et des valeurs de γ égales à 1 et 3 (figure 3.7) pour des taux de rotation plus élevés. Sur ces figures nous avons représenté une compilation des expressions de Rubinow et Keller ($Re_p < 1$), de Bui Dinh ($10 < Re_p < 130$) et de Tsuji *et al.* ($550 < Re_p < 1600$). Les résultats de Kurose et Komori (1999) sont également rapportés (figure 3.6).

Différentes remarques peuvent être faites à partir de ces deux figures. Les résultats de Oesterlé et Bui Dinh (1998) sont en accord avec les résultats plus anciens. Les corrélations proposées par Kurose et Komori (1999) sont en désaccord avec les résultats expérimentaux et ceci quelle que soit la valeur de Re_p . Notons également que les résultats de Tsuji *et al.* (1985) ne sont valables que pour $\gamma < 0,7$, ce qui explique l'écart observé pour les plus forts taux de rotations, figure 3.7.

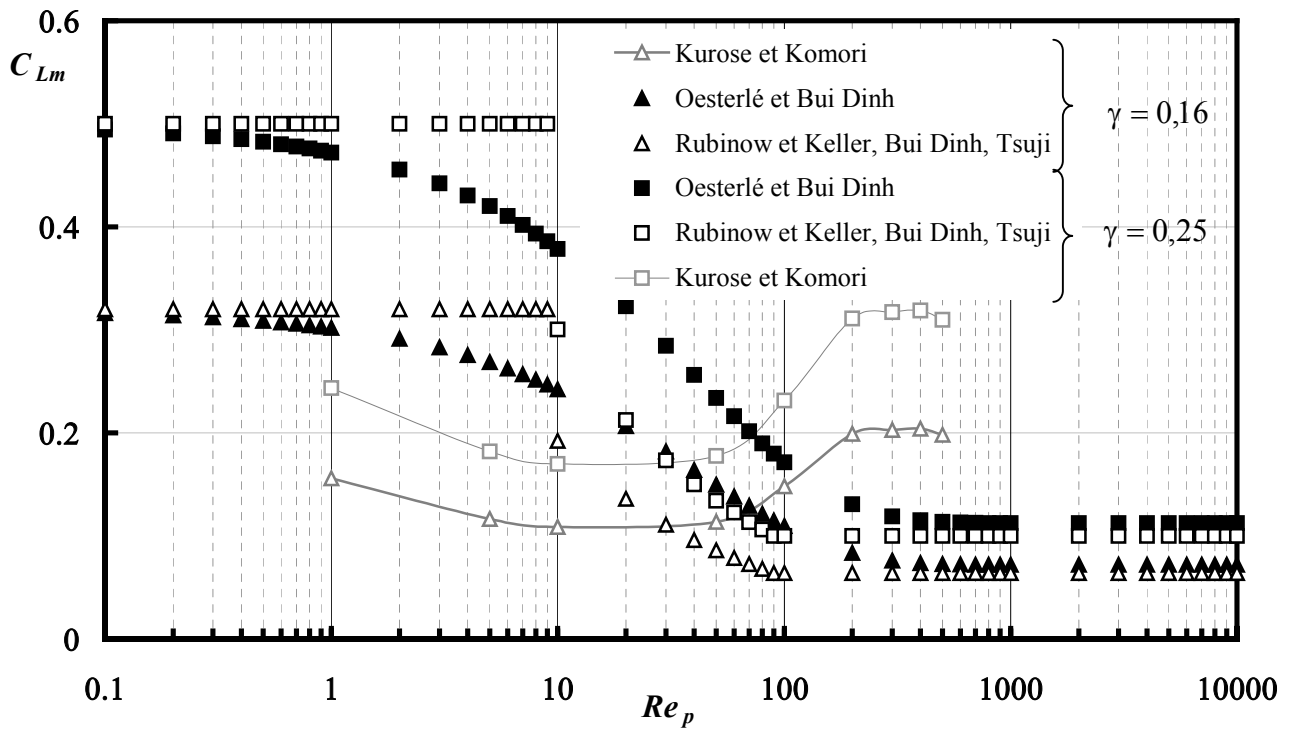


Figure 3. 6 Variation du coefficient de portance en fonction de Re_p pour des faibles taux de rotation.

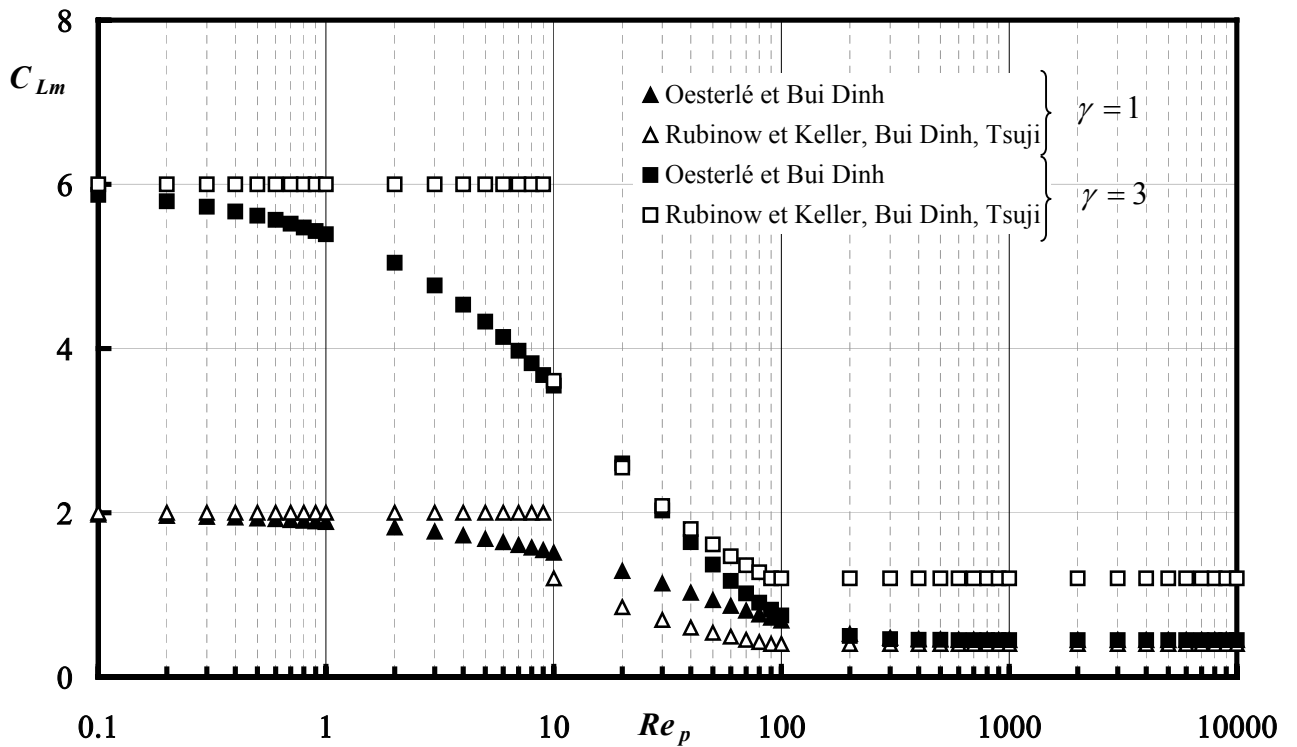


Figure 3. 7 : Variation du coefficient de portance en fonction de Re_p pour des taux de rotation élevés.

2.2.2 Portance due au cisaillement : effet Saffman

De nombreux travaux sont consacrés à l'étude de la force de portance due au cisaillement. Le premier à étudier cette force fut Saffman (1965) dans le cas d'une sphère se déplaçant dans un écoulement fluide à une vitesse \vec{U}_p parallèle à \vec{U}_f . Le gradient de vitesse $\vec{\chi}$, qui est perpendiculaire aux vitesses \vec{U}_p et \vec{U}_f , est supposé constant. L'expression de cette force latérale, valable pour $Re_p \ll Re_\chi^{1/2} \ll 1$, s'écrit sous la forme :

$$F_{Ls} = \frac{1}{2} C_{Ls} \rho_f \frac{\pi d_p^2}{4} \|(U_f - U_p)_z\| \|(U_f - U_p)_z\| \frac{\chi}{\|\chi\|} \quad (3.17)$$

où C_{Ls} est le coefficient de Saffman, défini par :

$$C_{Ls} = 8,225 \frac{Re_\chi^{1/2}}{Re_p} \quad (3.18)$$

et le nombre de Reynolds caractéristique du cisaillement a pour expression : $Re_\chi = \frac{|\chi| r_p^2}{\nu}$

Les représentations proposées par Saffman sont données dans un cadre très restrictif, notamment en ce qui concerne les deux hypothèses suivantes : nombre de Reynolds particulaire $Re_p \ll 1$, vitesse de la particule et du fluide parallèles.

Mei (1992), en se basant sur les travaux de Dandy et Dwyer (1990) propose une expression du coefficient de portance due au cisaillement valable pour une gamme de Reynolds particulières compris entre 0,1 et 100 dans un écoulement unidirectionnel. Le facteur correctif du coefficient de Saffman s'écrit :

$$C_{Ls} = \frac{4,1126}{Re_\chi} f(Re_p, Re_\chi) \quad (3.19)$$

$$\text{où } f(Re_p, Re_\chi) = \left(1 - 0,3314 \beta^{1/2}\right) \exp\left(-\frac{Re_p}{10}\right) + 0,3314 \beta^{1/2} \quad \text{si } Re_p \leq 40 \quad (3.20)$$

$$f(Re_p, Re_\chi) = 0,054 (\beta Re_p)^{1/2} \quad \text{si } Re_p \geq 40 \quad (3.21)$$

avec le taux de cisaillement $\beta = 0,5 \frac{Re_\chi}{Re_p}$

Dans le cas où $Re_p \ll 1$, l'expression (3.19) revient à l'expression (3.18).

Les travaux de Harper et Chang (1968) ont conduit à une expression de la portance pour un mouvement quelconque de la particule, mais pour $Re_p \ll 1$. Dans les cas traités ici, la gamme de Reynolds est comprise entre 0 et 1000 environ. D'autres travaux ont porté sur l'expression de la force de portance due au cisaillement. Wang *et al.* (1997) ont synthétisé différentes études et proposent une expression de cette force dans les conditions suivantes : écoulement stationnaire, profil de vitesse linéaire et gradient de vitesse du fluide

perpendiculaire à la vitesse relative des particules. Kurose et Komori (1999) ont montré qu'à Re_p élevés, les forces de portance dues au cisaillement F_{Ls} et à la rotation F_{Lm} ne peuvent plus être simplement additionnées. Ils proposent une corrélation pour la portance dans ce cas. Comme nous avons pu le voir au paragraphe précédent, en l'absence de cisaillement l'estimation de la portance n'est pas en accord avec les résultats expérimentaux. Par manque d'information fiable concernant la modélisation de cette force, nous décidons de ne pas en tenir compte dans notre modèle. De plus la force de portance due au cisaillement n'est pas la plus importante, la force de traînée étant la force majoritaire.

2.3 Effets liés à la non isothermie

2.3.1 Thermophorèse

La conduite est composée d'une section chauffée au niveau de la paroi. Les particules en suspension dans un écoulement où il existe un fort gradient de température vont se déplacer des zones de hautes températures vers les zones de basses températures, ce phénomène s'appelle l'effet de thermophorèse. Cet effet est important lorsque les particules sont de petite taille et le gradient de température élevé. Renoux et Boulaud (1998) considèrent que cette force est négligeable pour d_p supérieur à 10 μm . Dans le cadre de nos simulations, le diamètre minimal utilisé est de l'ordre de 30 μm . Nous pouvons admettre que cette force est négligeable.

2.3.2 Modification de la force de traînée

Toutes les corrélations du coefficient de traînée proposées supposent que le fluide et les particules soient à la même température. Dans le cas de nos simulations, la particule traverse une portion de conduite chauffée au niveau de la paroi, ceci conduit à une différence de température entre le fluide et la particule qui peut entraîner une modification de la force de traînée. Les travaux expérimentaux de Katoshevski *et al.* (2001), concernant l'étude de la force de traînée agissant sur la particule pour des valeurs de Re_p inférieures à 1 ont montré que la force de traînée peut être plus grande pour une particule chauffée que pour une particule non chauffée. Ce phénomène est dû à la convection naturelle.

Dans les cas que nous simulons, la différence de température entre le fluide et la particule est de l'ordre de quelques dizaines de degrés. De plus, dans notre code de calcul nous supposons que les propriétés de l'air restent constantes tout le long de la conduite chauffée. Dans la mesure où nous n'avons pas d'informations complémentaires, nous adoptons les corrélations standards pour exprimer le coefficient de traînée.

3 Equation du moment

La prise en compte de la rotation des particules est indispensable pour les écoulements confinés chargés en particules solides. En effet, lorsque les particules vont entrer en collision avec la paroi, leurs vitesses de rotation peuvent être importantes d'où la nécessité de tenir compte de leur influence.

Le taux de rotation de la particule $\overline{\Omega}_p$ est déterminé par résolution de l'équation de conservation du moment cinétique en prenant en compte le couple exercé par le fluide sur la particule.

$$m_p \frac{4}{3} \pi r_p^3 \frac{d\overline{\Omega}_p}{dt} = -\frac{1}{16} C_{M\Omega} \rho_f \left\| \overline{\Omega}_R \right\| S d_p^3 \overline{\Omega}_R \quad (3.22)$$

où $\overline{\Omega}_R$ désigne la vitesse de rotation relative de la particule : $\overline{\Omega}_R = \overline{\Omega}_p - \frac{1}{2} \text{rot}(\overline{U}_f)$

et $C_{M\Omega}$ est un coefficient défini par :

$$C_{M\Omega} = 16T / \rho_f \left\| \overline{\Omega}_R \right\|^2 S d_p^3 \quad (3.23)$$

qui varie en fonction d'un nombre de Reynolds basé sur la vitesse de rotation:

$$Re_\Omega = \rho_f \left\| \overline{\Omega}_R \right\| d_p^2 / 4\mu_f \quad (3.24)$$

Dans le cas d'un écoulement où $Re_\Omega \ll 1$ (en régime de Stokes), l'expression (3.23) devient

$$C_{M\Omega} = 16/Re_\Omega \quad (3.25)$$

Dennis *et al.* (1980) montrent que cette expression est valable jusqu'à $Re_\Omega \approx 10$. Pour des valeurs supérieures, ils proposent l'expression suivante qui conduit à de très bons résultats jusqu'à Re_Ω égal environ à 1000.

$$C_{M\Omega} = 1/\pi (\alpha Re_\Omega^{-1/2} + \beta Re_\Omega^{-1}) \quad (3.26)$$

Les valeurs des coefficients sont données dans le tableau ci-dessous :

α	β	Re_Ω
5,32	37,2	$10 < Re_\Omega < 20$
6,44	32,2	$20 < Re_\Omega < 50$
6,45	32,1	$Re_\Omega > 50$

Tableau 3.3 : Valeurs des constantes de la corrélation de Dennis *et al.* (1980)

La figure 3.8 représente la variation du coefficient du couple en fonction du Reynolds particulaire pour les deux formulations (3.25) et (3.26). Les deux courbes présentent des comportements similaires jusqu'à $Re_\Omega = 10$ environ. Pour des valeurs de Re_Ω plus élevées, l'expression fournie par Rubinow et Keller (1961) conduit à une sous-estimation du coefficient du couple. Compte tenu du domaine de validité de l'expression proposée par Dennis *et al.* (1980), nous décidons de garder cette formulation pour le coefficient de couple.

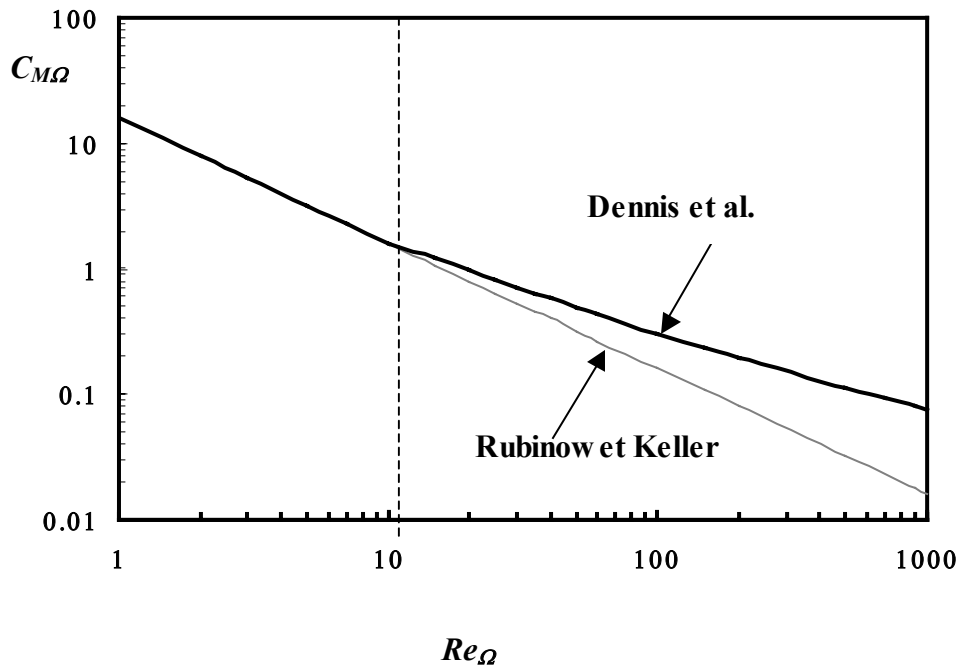


Figure 3. 8: Modification du coefficient du moment en fonction de Re_Ω

4 Suivi de la température

La particule suivie entre dans la section chauffée avec une température initiale égale à la température du fluide. Cette particule risque de voir sa température évoluer différemment de celle du fluide en raison de son inertie thermique, des échanges propres qu'elle subit avec le fluide ou la paroi. Un suivi de température de la particule le long de sa trajectoire est nécessaire pour calculer la distribution de température au sein de la phase dispersée. En premier lieu, nous supposons que le seul mode de chaleur est la convection autour de la particule. Dans la deuxième partie de ce chapitre nous estimerons le transfert de chaleur par conduction au sein de la particule et le transfert de chaleur par rayonnement afin de vérifier la validité de cette hypothèse.

4.1 Echange par convection

Dans la configuration la plus simple où seuls les échanges par convection autour de la particule sont pris en compte, la variation de température de la particule est donnée par la relation :

$$\rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} C_{pp} \frac{d\Theta_p}{dt} = h_p \pi d_p^2 (\Theta_f - \Theta_p) \quad (3.27)$$

où ρ_p , C_{pp} , d_p désignent respectivement la masse volumique, la capacité thermique et le diamètre des particules. h_p est le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée autour de la particule; Θ_f et Θ_p sont les températures instantanées du fluide et de la particule.

Pour calculer le coefficient de transfert de chaleur, il existe différentes corrélations dont les principales sont reportées dans le tableau 3.4 :

Auteurs	Domaine de validité		Corrélation
	Re_p	Pr	
Ranz Marshall (1952)	$1 \leq Re_p \leq 7.10^4$	$0,6 \leq Pr \leq 400$	$Nu_p = 2 + 0,6 Re_p^{1/2} Pr^{1/3}$
Mac Adams (1954)	$17 \leq Re_p \leq 7.10^4$		$Nu_p = 0,37(Re_p)^{0,6}$
Clift <i>et al.</i> (1978)	$0 \leq Re_p \leq 1$		$Nu_p = 1 + (1 + Re_p Pr)^{1/3}$
	$1 \leq Re_p \leq 100$		$Nu_p = 1 + Re_p^{0,41} \left(1 + \frac{1}{Re_p Pr}\right)^{1/3} Pr^{1/3}$
	$100 \leq Re_p \leq 2000$		$Nu_p = 1 + 0,752 Re_p^{0,472} \left(1 + \frac{1}{Re_p Pr}\right)^{1/3} Pr^{1/3}$
Li et Mason (2000)	$0 \leq Re_p \leq 200$		$Nu_p = 2 + 0,6 Re_p^{1/2} Pr^{1/3}$
	$200 \leq Re_p \leq 1500$		$Nu_p = 2 + 0,5 Re_p^{1/2} Pr^{1/3} + 0,02 Re_p^{0,8} Pr^{1/3}$
	$Re_p \geq 1500$		$Nu_p = 2 + 0,000045 Re_p^{1,8}$

Tableau 3. 4 : Corrélation du nombre de Nusselt particulaire

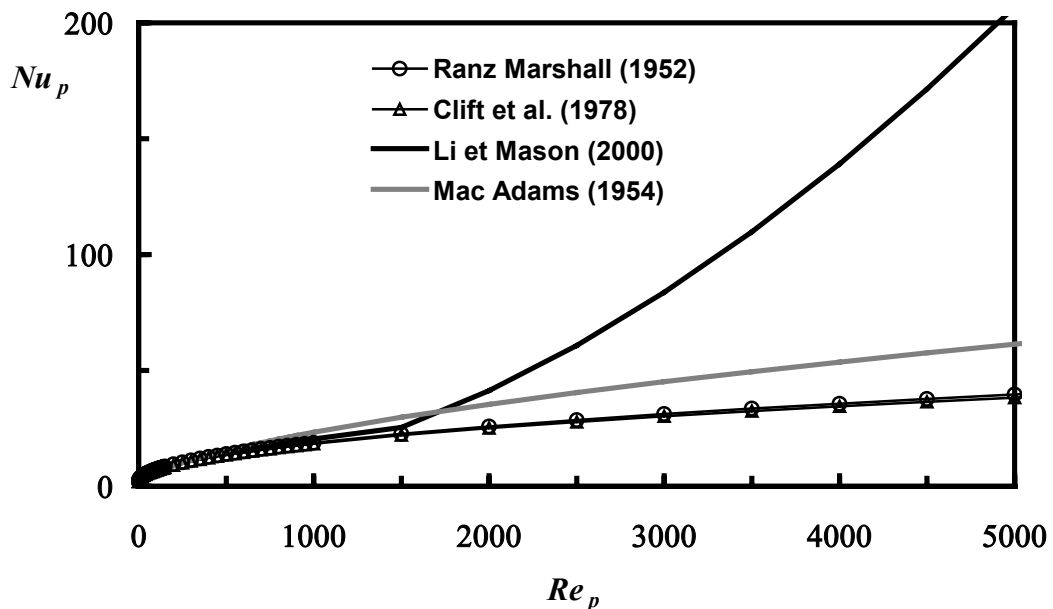


Figure 3. 9: Evolution du Nusselt particulaire en fonction de Re_p

La figure 3.9 représente l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du Reynolds particulaire (Re_p) pour les différentes corrélations proposées. Pour des valeurs de Re_p inférieures à 1500 environ, les résultats des différentes corrélations sont voisins. Ceci n'est plus valable pour Re_p plus élevé. En effet, l'expression proposée par Li et Mason (2000) conduit très rapidement à une divergence des résultats. Les valeurs issues des corrélations de Ranz et Marshall (1952) et Clift *et al.* (1978) sont équivalentes quel que soit le nombre de Reynolds considéré. La formulation proposée par Mac Adams (1954) conduit à une surestimation des valeurs par rapport aux expressions de Ranz et Marshall (1952) et Clift *et al.* (1978). Dans la gamme de Reynolds qui nous intéresse ici, entre 0 et 1000 environ, les corrélations sont équivalentes. Nous avons retenu pour notre étude l'expression de Ranz et Marshall (1952) qui est la plus couramment utilisée.

Comme pour le coefficient de traînée, le nombre de Nusselt particulaire Nu_p peut être modifié par différents paramètres tels que la concentration des particules, les interactions particules/particules et particules/paroi et la turbulence du fluide. Il existe à l'heure actuelle peu d'études relatives à ce sujet. Baptista *et al.* (1997) ont établi des corrélations de Nu_p après traitement de leur résultats expérimentaux dans le cas d'un écoulement liquide/gaz. Leurs conditions sont très éloignées des nôtres.

4.2 Transfert de chaleur par conduction au sein de la phase solide

L'objectif de ce paragraphe est de déterminer si le transfert de chaleur par conduction au sein de la particule peut être ou non négligé. Il existe différents arguments pour motiver la possibilité de négliger ces échanges. La valeur de la conductivité thermique des particules est relativement élevée (dans le cas de nos simulations elles sont données dans le tableau 3.5) et permet l'homogénéisation rapide de la température à l'intérieur de la particules.

Notre évaluation est basée sur le calcul du nombre de Biot dont l'expression est donnée par la relation

$$B_i = \frac{h_p d_p}{6\lambda_p} \quad (3.28)$$

où h_p désigne le coefficient d'échange par convection de la particule, estimé à partir des relations du paragraphe précédent. De Vriendt (1982) a montré que la température au sein de la particule solide peut être supposée uniforme pour $B_i < 0,1$.

Dans le cas où le nombre de Reynolds Re_p est faible, $Nu_p = 2$ (en conduction pure),

l'expression (3.28) devient $B_i = \frac{\lambda_f}{3\lambda_p}$.

Donnons un ordre de grandeur de ce coefficient pour les différents matériaux des particules utilisées dans le cas d'une suspension dans l'air à température ambiante (la conductivité thermique du fluide est $\lambda_f = 0,026 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

Les valeurs des conductivités thermiques du tableau 3.5 sont des valeurs approximatives

Matériaux	λ_p (W m ⁻¹ K ⁻¹)	B_i
Verre	1	0,009
Zinc	105	0,00008
Graphite	155	0,00006
Sable	0,58	0,015

Tableau 3. 5 : Propriétés physiques des particules

Le tableau 3.5 montre que la condition $B_i < 0,1$ est respectée. Toutefois pour des nombres de Reynolds particulières plus élevés, de l'ordre de 1000, le nombre de Nusselt est multiplié par 10, ce qui se traduit par un nombre de Biot 10 fois plus élevé. Le couple air/sable est le cas le plus défavorable puisqu'alors $B_i \approx 0,15$. La plupart des études utilisent l'hypothèse selon laquelle les particules ont une température homogène. Pour les simulations nous supposons donc que la température au sein de chaque particule est uniforme.

Remarque :

Plusieurs auteurs dont Fan et Zhu (1998) utilisent comme dimension caractéristique le rayon de la sphère au lieu du rapport entre le volume de la particule et la surface d'échange. Le nombre de Biot s'écrit dans ce cas $B_i = \frac{h_p d_p}{2\lambda_p}$.

En ce qui concerne les échanges par conduction durant les chocs entre particules ou avec la paroi, ils sont traités au chapitre V consacré aux collisions.

4.3 Transfert de chaleur par rayonnement

Le transfert de chaleur par rayonnement est souvent négligé lors des simulations d'échanges thermiques au sein de la suspension gaz-solide. En considérant l'étude faite par Bertoli (2000) sur le transfert radiatif, on peut évaluer l'importance du transfert de chaleur par rayonnement en supposant que la phase porteuse est parfaitement transparente.

Compte tenu du fait que nous sommes dans un écoulement dilué (fraction volumique $\alpha_p < 10^{-3}$), seul le rayonnement échangé entre la paroi de la conduite et chaque particule en est pris en considération. La quantité de chaleur échangée par rayonnement entre une particule et la paroi (température imposée à la paroi) s'écrit dans ce cas :

$$\phi_r = h_r S_p (\Theta_w - \Theta_p) \tag{3. 29}$$

où S_p est la surface de la particule et h_r un coefficient d'échange équivalent par rayonnement que nous pouvons calculer de la manière suivante :

$$h_r = \varepsilon_p \sigma (\Theta_w + \Theta_p) (\Theta_w^2 + \Theta_p^2) \tag{3. 30}$$

où ε_p caractérise l'émissivité de la particule et σ est la constante de Stefan-Boltzmann.

En tenant compte du transfert de chaleur par rayonnement l'équation 3.27 devient :

$$\rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} c_{pp} \frac{d\Theta_p}{dt} = h_p \pi d_p^2 (\Theta_f - \Theta_p) + h_r \pi d_p^2 (\Theta_w - \Theta_p) \quad (3.31)$$

Afin d'évaluer l'influence du transfert de chaleur par rayonnement, prenons le cas expérimental de Farbar et Depew (1963) qui concerne l'injection de particules de verre de diamètre compris entre 70 et 200 μm au sein d'un écoulement vertical anisotherme (température à la paroi constante $\Theta_w = 352 \text{ K}$), de diamètre 0,0175 m. Nous supposons que l'émissivité de la particule est $\varepsilon_p = 1$. Le tableau 3.6 compare la densité de flux de chaleur reçue par la particule par convection et par rayonnement de la relation (3.31) pour ce cas expérimental. Ce tableau montre que plus le diamètre des particules est élevé, plus le transfert de chaleur augmente, bien qu'il ne varie pas de manière significative. En effet plus d_p est élevé et plus l'écart de température entre le fluide et les particules devient important. D'autre part, quel que soit le diamètre de particule utilisé, le transfert de chaleur par convection est prépondérant par rapport au transfert de chaleur par rayonnement pour une température de paroi imposée de 352 K. A température de paroi plus élevée, le transfert de chaleur par rayonnement risque de devenir important et le fait de ne pas le prendre en compte peut conduire à des résultats non représentatifs.

d_p (μm)	$\langle U_f \rangle$ (ms^{-1})	$\langle U_p \rangle$ (ms^{-1})	h_p ($\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$)	$\langle \Theta_f \rangle$ (K)	$\langle \Theta_p \rangle$ (K)	$h_p (\langle \Theta_f \rangle - \langle \Theta_p \rangle)$ (Wm^{-2})	$h_r (\Theta_w - \langle \Theta_p \rangle)$ (Wm^{-2})
70	22,7	22,2	1045	311	306	5227	373
140	22,7	22,0	625	317	302	9369	399
200	22,7	21,5	537	321	299	11822	417

Tableau 3. 6 : Comparaison des échanges par convection et par rayonnement pour Farbar et Depew (1963)

Pour la plupart des résultats expérimentaux, les niveaux de température relativement faibles sont compris entre 293 et 373 K, nous serons donc dans des situations qui nous permettent de négliger le transfert radiatif. Nous discuterons également de l'utilité de la prise en compte du transfert de chaleur par rayonnement dans le chapitre VIII de ce mémoire qui traite des résultats numériques.

5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à étudier l'ensemble des échanges fluide-particule pour une particule sphérique. Nous avons pu voir que les études concernant les corrélations à des Reynolds particulières supérieurs à 1 sont peu nombreuses. Compte tenu de toutes les remarques faites précédemment, les forces retenues sont : la traînée avec la corrélation de Morsi et Alexander, la portance de type Magnus utilisant la corrélation d'Oesterlé et Bui Dinh et la gravité. La modélisation ne tient pas compte des effets liés à l'anisothermie de l'écoulement tels que l'effet de thermophorèse et la modification de la traînée. Pour toutes les raisons citées précédemment, les modifications du coefficient de traînée liée à la présence de la paroi, la présence d'autres particules, les effets de raréfaction, etc ..., ne sont pas pris en compte. Pour la partie thermique, nous avons comparé le transfert de chaleur par convection et par rayonnement en traitant un cas expérimental (Farbar et Depew 1963). A l'heure actuelle, il n'existe pas de corrélation qui tienne compte de la

distance à la paroi ou de la présence d'autres particules. Compte tenu du manque d'informations complémentaires, la corrélation de Ranz et Marshall est utilisée pour exprimer le nombre de Nusselt particulaire.

Nous avons vu aux paragraphes 2 et 3 que pour résoudre les équations du mouvement et de la variation de la température d'une particule, il est nécessaire de connaître les vitesses et les températures instantanées en chaque point de la trajectoire de la particule, d'où la nécessité d'utiliser un modèle de dispersion dont la mise en œuvre est expliquée au chapitre IV.

CHAPITRE IV

Suivi lagrangien : Modèle de dispersion

1	Introduction	75
2	Effets agissant sur la dispersion des particules.....	75
2.1	Effet d'inertie.....	75
2.2	Effets de croisement de trajectoire et de continuité.....	76
3	Modèle de dispersion.....	76
3.1	Génération des fluctuations de vitesses.....	76
3.2	Génération des fluctuations de température	79
3.3	Echelles intégrales	80
3.3.1	Echelles intégrales de temps lagrangiennes du fluide.....	80
3.3.2	Echelle intégrale de température	86
4	Complément : modèle basé sur le Generalized Langevin Model.....	87
5	Conclusion.....	90

1 Introduction

La modélisation de la phase fluide par approche eulérienne a été étudiée au second chapitre. Les forces qui agissent sur la particule ont été étudiées dans le chapitre III. En utilisant l'approche eulérienne-lagrangienne, les grandeurs obtenues en sortie de la simulation de la phase fluide (eulérienne) sont des grandeurs moyennées. Or les données nécessaires au suivi lagrangien d'une particule doivent être des grandeurs instantanées. Les grandeurs instantanées sont décomposées en grandeurs moyennes et fluctuations générées par un modèle de dispersion qui repose sur un modèle stochastique du premier ordre.

Les effets qui agissent sur la dispersion des particules (effet d'inertie, effet de croisement de trajectoires et effet de continuité) sont définis dans la première partie de ce chapitre. La deuxième partie est consacrée aux modèles de dispersion avec l'estimation des échelles temporelles lagrangiennes T_L et celles du fluide vu par les particules T^* .

2 Effets agissant sur la dispersion des particules

La dispersion des particules solides dans une turbulence homogène et isotrope est caractérisée par deux effets : l'effet d'inertie et l'effet de croisement de trajectoire auquel est associé l'effet de continuité. Ces effets sont décrits dans la suite de ce paragraphe.

2.1 Effet d'inertie

Pour mettre en évidence l'influence de l'inertie, cet effet est mesuré en l'absence de toute force extérieure (gravitationnelle ou électrostatique). Plus la particule est lourde et plus elle met de temps à répondre aux sollicitations du fluide (τ_p est grand). Au contraire, plus la particule possède une faible inertie et plus elle répond vite aux sollicitations du fluide. Le temps de relaxation de la particule τ_p qui caractérise l'inertie de la particule a été défini au chapitre II. Les particules de forte inertie se dispersent plus vite que les particules fluides. La variation de T^* qui traduit l'effet d'inertie doit satisfaire aux deux conditions asymptotiques :

$$\begin{cases} T^* \rightarrow T_L \text{ quand } \tau_p \rightarrow 0 \text{ qui représente le cas des particules de faible inertie.} \\ T^* \rightarrow T_{mE} \text{ quand } \tau_p \rightarrow \infty \text{ qui représente le cas des particules de forte inertie.} \end{cases}$$

où T_{mE} désigne le temps intégral eulérien dans un référentiel mobile.

Le rapport entre l'échelle temporelle lagrangienne et T_{mE} est donné par le coefficient β tel

$$\text{que } \beta = \frac{T_L}{T_{mE}} < 1$$

2.2 Effets de croisement de trajectoire et de continuité

Lorsque le système est soumis à l'action de forces extérieures, il en résulte une vitesse relative moyenne entre les particules discrètes et leur environnement fluide, induisant l'effet de croisement de trajectoires et résultant en l'interaction de la particule avec plusieurs structures tourbillonnaires.

L'effet de continuité des particules lourdes se traduit par une anisotropie de la dispersion particulaire. En effet, le coefficient de dispersion des particules lourdes dans la direction perpendiculaire à la vitesse relative moyenne est inférieur à celui que l'on obtient dans la direction parallèle à la vitesse de chute. Csanady (1963) montre que pour les particules lourdes, le rapport entre les coefficients de dispersion tend vers $\frac{1}{2}$.

3 Modèle de dispersion

Pour réaliser le suivi lagrangien, il est nécessaire de connaître les fluctuations de vitesse et de température du fluide en tout point de la trajectoire des particules afin de simuler correctement la dispersion de celle-ci.

La génération de la fluctuation de vitesse du fluide est basée sur le modèle de Langevin. Simonin *et al.* (1995) ont étendu le modèle à la génération des fluctuations de vitesses du fluide vu par la particule, en écrivant :

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

où G_{ij}^* , B_{ij}^* et W_j représentent respectivement les composantes du tenseur de dérive (drift), les composantes du tenseur de diffusion du fluide vu par la particule et un processus de Wiener isotrope. Le modèle développé par Pétrissans (2001) ou Moissette (2001) ou Zimmer (2001) repose sur le modèle simplifié de Langevin (SLM) en tenant compte de l'anisotropie de la turbulence. La modélisation de cette expression nécessite de connaître les échelles temporelles du fluide vu par la particule. Wang et Stock (1993) et Pozorski et Minier (1998) ont proposé des relations semi-empiriques qui font intervenir les échelles temporelles lagrangiennes (T_{Li}), qu'il faut également déterminer. De nombreuses relations sont proposées dans le cadre d'une turbulence isotrope et d'une turbulence anisotrope dans la suite de ce paragraphe.

Pour cette étude, seules les échelles temporelles normales sont utilisées, nous désignerons ces échelles par T_{Li} et T_i^* au lieu de T_{Lij} et T_{ij}^* .

3.1 Génération des fluctuations de vitesses

Les fluctuations de vitesses du fluide au voisinage de la particule discrète ont été générées en utilisant un modèle stochastique de premier ordre (Pétrissans (2001), Zimmer (2001)), basé sur une équation de type Langevin qui conduit en turbulence homogène, à :

$$u_{f_{i_n}} = u_{f_{i_{n-1}}} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_i^*}\right) + \psi_{i_n} \quad (4.1)$$

où $u_{f_{i_n}}$ est la composante de la fluctuation de vitesse du fluide à l'instant $t = n\Delta t$ et à la position $\mathbf{X}_p(n\Delta t)$. $u_{f_{i_{n-1}}}$ est la composante de la fluctuation de vitesse du fluide à l'instant précédent. T_i^* représente l'échelle intégrale temporelle du fluide vu par la particule et ψ_{i_n} est une variable gaussienne avec les propriétés suivantes :

- moyenne nulle $\langle \psi_{i_n} \rangle = 0$
- écart type déterminé par les conditions de stationnarité sous l'hypothèse de quasi-homogénéité:

$$\langle \psi_{i_n}^2 \rangle = \left[1 - \exp\left(-\frac{2\Delta t}{T_i^*}\right) \right] \langle u_{f_i}^2 \rangle \quad (4.2)$$

Le caractère anisotrope de la turbulence est introduit dans le processus stochastique en construisant les perturbations aléatoires ψ_{i_n} de façon à générer des fluctuations de vitesse respectant les tensions de Reynolds du fluide (qui sont connues grâce au modèle eulérien). Pour respecter ces contraintes turbulentes, les covariances $\langle \psi_{i_n} \psi_{j_n} \rangle$ doivent satisfaire à la relation suivante):

$$\langle \psi_{i_n} \psi_{j_n} \rangle = \left[1 - \exp\left(-\Delta t \left(\frac{1}{T_i^*} + \frac{1}{T_j^*} \right) \right) \right] \langle u_{f_i} u_{f_j} \rangle \quad (4.3)$$

La génération des variables aléatoires de façon corrélée est expliquée en annexe 1.

Mac Innes et Bracco (1992) ont démontré qu'en écoulement non homogène, lorsque la génération des fluctuations de vitesse se fait par le processus de Markov (4.1), les corrections de dérive (encore appelées corrections du « spurious drift ») nécessaires afin d'éviter l'accumulation artificielle des particules dans les zones de faible intensité turbulente, s'écrivent sous la forme

$$u_{f_{i_n}} = u_{f_{i_{n-1}}} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_i^*}\right) + T_i^* \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_i^*}\right) \right) \left(\frac{\partial \langle u_{f_i} u_{f_j} \rangle}{\partial x_j} \right) + \psi_{i_n} \quad (4.4)$$

où le terme contenant le gradient des tensions de Reynolds représente la non-homogénéité de la turbulence.

Application en conduite :

Dans le cas de la configuration en conduite horizontale, les fluctuations de vitesses du fluide vu par la particule s'écrivent en coordonnées cylindriques :

$$\left. \begin{aligned} u_{f_r} &= u_{f_{r-1}} \exp(-\Delta t/T_r^*) + T_r^* (1 - \exp(-\Delta t/T_r^*)) A_1 + \psi_{r_n} \\ u_{f_z} &= u_{f_{z-1}} \exp(-\Delta t/T_z^*) + T_z^* (1 - \exp(-\Delta t/T_z^*)) \left(A_2 - u_{f_{r-1}} \frac{\partial \langle U_{fz} \rangle}{\partial r} \right) + \psi_{z_n} \\ u_{f_w} &= u_{f_{w-1}} \exp(-\Delta t/T_w^*) + T_w^* (1 - \exp(-\Delta t/T_w^*)) A_3 + \psi_{w_n} \end{aligned} \right\} (4.5)$$

Avec

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{1}{r} \frac{\partial (r \langle u_{f_r}^2 \rangle)}{\partial r} - \frac{\langle u_{f_w}^2 \rangle}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \langle u_{f_w} u_{f_r} \rangle}{\partial w} \\ A_2 &= \frac{1}{r} \frac{\partial (r \langle u_{f_r} u_{f_z} \rangle)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \langle u_{f_w} u_{f_z} \rangle}{\partial w} \\ A_3 &= \frac{1}{r} \left(\frac{\partial (r \langle u_{f_r} u_{f_w} \rangle)}{\partial r} + \frac{\partial \langle u_{f_w}^2 \rangle}{\partial w} \right) \end{aligned}$$

Le modèle de dispersion respecte à la fois les tensions de Reynolds et le terme de correction de « spurious drift » du à la non-homogénéité de la turbulence. Les détails relatifs au modèle de dispersion sont décrits en annexe 1. Le modèle a été validé par Moissette (2001) par comparaison avec les résultats analytiques obtenus en turbulence homogène cisailée par Zaichik (1999).

Incompatibilités du modèle :

Contrairement aux modèles de types Langevin, le modèle de Pétrissans (2001) n'est pas compatible avec l'hypothèse d'isotropie locale de Kolmogorov (1941). Celle-ci entraîne que la fonction de structure, $\langle du_{f_i} du_{f_j} \rangle$ doit respecter :

$$\langle du_{f_i} du_{f_j} \rangle = C_0 \varepsilon \delta_{ij} dt$$

où C_0 est la constante de Kolmogorov. Pour ce modèle, la fonction de structure est :

$\langle du_{f_i} du_{f_j} \rangle = B_{ik} B_{jk} dt$. Celle-ci ne peut être isotrope que si \mathbf{B} est isotrope, alors que pour le modèle développé par Pétrissans (2001), la matrice est anisotrope. Récemment Pope (2002) a montré que le tenseur de diffusion \mathbf{B} peut être anisotrope. Selon Pope, il est possible que l'anisotropie de \mathbf{B} soit l'effet du nombre de Reynolds qui peut être supprimée à Reynolds plus élevé. Il est également possible que cette anisotropie de \mathbf{B} persiste à des hauts Reynolds, pas parce que l'hypothèse de Kolmogorov est incorrecte mais parce que le modèle stochastique lagrangien est trop simple pour représenter les aspects multi-échelles de la turbulence anisotrope.

3.2 Génération des fluctuations de température

Les fluctuations de température sont générées le long de la trajectoire d'une particule de la même manière que les fluctuations de vitesses du fluide établies au paragraphe (3.1):

$$\theta_{f_n} = \theta_{f_{n-1}} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_\theta^*}\right) + T_\theta^* \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_\theta^*}\right)\right) \left(\frac{\partial \langle u_{fj} \theta_f \rangle}{\partial x_j}\right) + \psi_{\theta_n} \quad (4.6)$$

où θ_{f_n} est la fluctuation de température du fluide à l'instant $t = n\Delta t$ et à la position $\mathbf{X}_p(n\Delta t)$ et $\theta_{f_{n-1}}$ la fluctuation de température du fluide à l'instant précédent. L'avant dernier terme à droite représente, tout comme en dynamique, la non homogénéité de la turbulence. T_θ^* désigne l'échelle intégrale temporelle de température du fluide vu (définie au paragraphe 3.3.2) et ψ_{θ_n} une variable gaussienne de moyenne nulle, dont l'écart type est déterminé par les conditions de stationnarité sous l'hypothèse de quasi-homogénéité:

$$\langle \psi_{\theta_n}^2 \rangle = [1 - \exp(-2\Delta t/T_\theta^*)] \langle \theta_f^2 \rangle \quad (4.7)$$

Pour générer les fluctuations de température en tenant compte des flux thermiques turbulents, $\langle u_{fi} \theta_f \rangle$, caractéristiques de l'écoulement porteur, les variables aléatoires ψ_{θ_n} doivent satisfaire à la relation suivante:

$$\langle \psi_{\theta_n} \psi_{i_n} \rangle = \left[1 - \exp\left(-\Delta t \left(\frac{1}{T_\theta^*} + \frac{1}{T_i^*}\right)\right)\right] \langle u_{fi} \theta_f \rangle \quad (4.8)$$

La condition spécifiée est satisfaite en construisant la variable ψ_{θ_n} sur la base d'une variable aléatoire ζ de distribution gaussienne, de valeur moyenne nulle et de variance égale à un, selon la relation donnée par:

$$\psi_{\theta_n} = a_\theta \zeta + b_\theta \psi_{r_n} + c_\theta \psi_{z_n} \quad (4.9)$$

où les coefficients a_θ , b_θ et c_θ sont déterminés en fonction des contraintes sur $\langle \psi_{\theta_n}^2 \rangle$ et $\langle \psi_{\theta_n} \psi_{i_n} \rangle$, comme indiqué en annexe 1.

En coordonnées cylindriques, le processus de génération des fluctuations de température s'écrit :

$$\theta_{f_n} = \theta_{f_{n-1}} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_\theta^*}\right) + T_\theta^* \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_\theta^*}\right)\right) \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \langle r u_{fr} \theta_f \rangle}{\partial r} + \frac{\partial \langle u_{fz} \theta_f \rangle}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \langle u_{fw} \theta_f \rangle}{\partial w}\right) + \psi_{\theta_n} \quad (4.10)$$

Le modèle mis en place permet de respecter les tensions de Reynolds normales, croisées, les flux de chaleur turbulents mais également les termes correctifs dus à la non homogénéité de la turbulence.

L'inconvénient de ce modèle, soulevé par Pope (2000) et plus récemment par Pozorski *et al.* (2003)* est que les fluctuations de température générées par le processus stochastique (distribution gaussienne) peuvent conduire à des valeurs de températures totalement absurdes (température physiquement impossible). Signalons que nous n'avons pas rencontré de problèmes de cet ordre lors de nos simulations.

* Pozorski *et al.* (2003) ont comparé différents modèles dans un canal chauffé :

- le modèle IEM (Interaction by Exchange with the Mean), dont la forme est analogue au modèle de Langevin sans le terme stochastique, mais celui-ci présente l'inconvénient de ne pas reproduire correctement les variances de température du fluide.
- le modèle de Langevin borné (Bounded Langevin Model).

Les profils de température moyenne et les variances de température du fluide simulés sont comparés aux résultats de DNS en canal chauffé. Les résultats montrent que les modèles BLM et IEM conduisent à des profils identiques de température moyenne et de fluctuations de température du fluide.

3.3 Echelles intégrales

3.3.1 Echelles intégrales de temps lagrangiennes du fluide

La dépendance entre les fluctuations de vitesse d'une particule fluide à l'instant t et à l'instant $t + \tau$ se fait par l'intermédiaire de la corrélation lagrangienne du fluide, définie par :

$$R_{Lij} = \frac{\langle u_{fi}(t) u_{fj}(t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle u_{fi}^2(t) \rangle} \sqrt{\langle u_{fj}^2(t + \tau) \rangle}}$$

A partir de cette corrélation, on définit les échelles intégrales temporelles du fluide qui caractérisent le temps de décorrélation entre les fluctuations de vitesse des particules fluides le

long de leurs trajectoires selon la matrice: $T_{Lij} = \int_0^{\infty} R_{Lij}(t) dt$. La détermination de ces échelles

est importante pour la modélisation de la dispersion (paragraphe 3). L'expression classique en turbulence homogène isotrope stationnaire est donnée par :

$$T_L \approx 0,3 \frac{k_f}{\varepsilon_f} \quad (4.11)$$

La valeur du coefficient de proportionnalité peut varier selon les auteurs. Parmi les travaux relatifs à l'étude de l'échelle intégrale temporelle lagrangienne, nous pouvons citer les travaux en turbulence homogène isotrope de Hinze (1975). Pour le modèle stochastique lagrangien basé sur l'équation de Langevin, Pope (1994) propose une expression qui est fonction de la constante de Kolmogorov. Berlemont *et al.* (1990) proposent une extension des travaux de Hinze (1975) dans le cadre d'une turbulence anisotrope. Burry et Bergeles (1993) ont proposé une autre expression qui fait intervenir les tensions normales. L'ensemble des expressions des échelles intégrales lagrangiennes temporelles est récapitulé dans le tableau 4.1.

Auteurs	Echelle intégrale lagrangienne temporelle
Hinze (1975)	$T_L = \frac{2}{C} \frac{\langle u_f^2 \rangle}{\varepsilon_f}$ avec $C = 8,5$
Pope (1994) (modèle simplifié de Langevin)	$T_L = \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4} C_0 \right)^{-1} \frac{k_f}{\varepsilon_f}$ où C_0 est la constante de Kolmogorov
Berlemont <i>et al.</i> (1990)	$T_{Lij} = C_L \frac{\langle u_{fi} u_{fj} \rangle}{\varepsilon_f}$ et $C_L = 0,2$
Zhou et Leschziner (1997)	$T_{Lij} = C_L \frac{\langle u_{fi} u_{fj} \rangle}{\varepsilon_f}$ $C_L = \xi C_\mu^{3/4} (3/2)^{3/2}$ avec $\xi = 0,8$ $C_L = 0,241$
Burry et Bergeles (1993)	$T_{Lij} = C_L \frac{\langle u_{fi}^2 \rangle + \langle u_{fj}^2 \rangle}{2 \varepsilon_f}$ et $C_L = 0,2$

Tableau 4. 1 : Echelle intégrale lagrangienne

Dans la littérature, les valeurs de la constante de Kolmogorov sont comprises entre 1 et 10. A bas nombre de Reynolds, C_0 dépend du nombre de Reynolds. En turbulence pleinement développée en conduite ou en canal, l'échelle lagrangienne temporelle peut varier avec la distance à la paroi et peut dépendre de la façon dont varie l'énergie cinétique turbulente du fluide, k_f , le taux de dissipation du fluide, ε_f et la « constante » de Kolmogorov, C_0 (qui n'est plus vraiment une constante). Ushijima et Perkins (1999) ont étudié l'évolution de cette échelle dans la direction normale à la paroi (T_{Lr}) et de la « constante » C_0 , en fonction de la distance à la paroi, pour un écoulement en conduite. Ils ont divisé l'écoulement en trois parties : écoulement en zone de proche paroi, zone intermédiaire et zone centrale. Ils ont proposé la corrélation empirique suivante :

$$T_{Lr} = \frac{4k_f}{3 C_0 (y^+) \tilde{\varepsilon}_f} \quad (4. 12)$$

$$\text{avec } \tilde{\varepsilon}_f = \varepsilon_f - 2\nu_f \left(\frac{\partial \sqrt{k_f}}{\partial y} \right)^2$$

L'estimation de la constante C_0 se fait de la manière suivante :

$$C_0 = C_{0m} + (C_{0w} - C_{0m}) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{y^+}{10} \right)^2 \right] + (C_{0c} - C_{0m}) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{y^+ - R^+}{0,13R^+} \right)^2 \right] \quad (4. 13)$$

R^+ et y^+ sont respectivement le rayon de la conduite et la distance à la paroi adimensionnés :

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu_f}, \quad R^+ = \frac{Ru_\tau}{\nu_f}$$

Les valeurs des constantes sont les suivantes : $C_{0w} = 1,8$, $C_{0m} = 5,5$ et $C_{0c} = 4,42(R^+)^{0,06}$.

L'autre estimation de l'échelle temporelle lagrangienne dans la direction radiale, faisant intervenir la viscosité turbulente, est la suivante :

$$T_{Lr} = -\langle u_{fz} u_{fr} \rangle / (\langle u_{fr}^2 \rangle d \langle U_{fz} \rangle / dr) \quad \text{ou} \quad T_{Lr} = \nu_{tf} / \langle u_{fr}^2 \rangle \quad (4.14)$$

La figure 4.1 dresse une comparaison entre les différentes estimations de l'échelle intégrale temporelle lagrangienne dans la direction radiale, adimensionnée par $T_{Lr}^+ = T_{Lr} u_\tau^2 / \nu_f$, dans les conditions expérimentales de Laufer (1954), en conduite en fluide seul. L'air est injecté dans une conduite de diamètre $D = 0,254$ m à une vitesse maximale de $2,95$ ms^{-1} .

Les résultats des expressions données dans le tableau 4.1, tracés sur la figure 4.1 montrent la diversité des comportements. Il se dégage que la relation de Pope conduit à une surestimation de l'échelle temporelle lagrangienne dans la direction radiale par rapport aux autres estimations.

De plus, Rambaud *et al.* (2002) ont comparé leurs résultats de DNS avec les résultats obtenus par Wang *et al.* (1995), Uijttewaal et Oliemans (1996), Kontomaris *et al.* (1992) et Bernard et Rovelstadt. (1994). Ils montrent que les résultats issus des expressions de Berlemont *et al.* (1990), Zhou et Leschziner (1996) et Burry et Bergeles (1993) ne conduisent pas à des

résultats corrects. Seules les expressions $T_{Lr} = \frac{4k_f}{3C_o(y^+) \epsilon_f}$ et l'expression (4.14) sont en

accord avec les résultats de DNS et de LES. Compte tenu des remarques faites par Rambaud *et al.* (2002), nous retenons ces deux expressions pour les simulations.

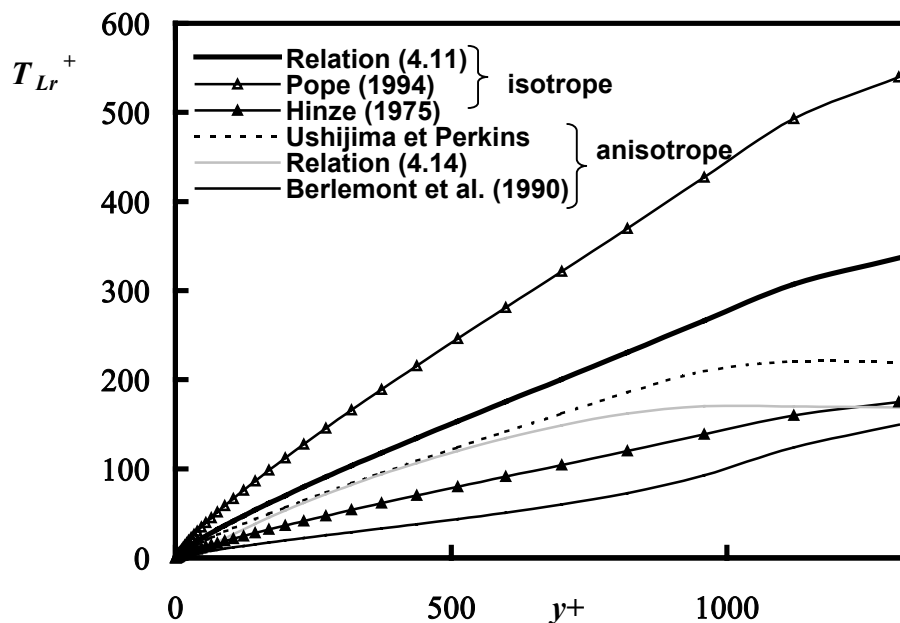


Figure 4. 1 : Représentation en fonction de la distance à la paroi, de l'échelle lagrangienne temporelle dans la direction radiale, d'après les données expérimentales de Laufer (1954) à $Re_D \approx 49000$.

A partir de cette échelle, nous pouvons définir les échelles dans les deux autres directions, axiale, T_{Lz} et tangentielle, T_{Lw} . Moissette (2001) en se basant sur les travaux de Chang (1998), a proposé une autre expression pour ces échelles en tenant compte de l'anisotropie de la turbulence :

$$T_{Lz} = T_{Lr} \frac{\langle u_{fz}^2 \rangle}{\langle u_{fr}^2 \rangle}, T_{Lw} = T_{Lr} \frac{\langle u_{fw}^2 \rangle}{\langle u_{fr}^2 \rangle} \quad (4.15)$$

Rambaud *et al.* (2002) ont déterminé les expressions suivantes pour les échelles intégrales de temps lagrangiennes dans les directions axiale et tangentielle :

$$T_{Lz} = T_{Lr} \frac{\langle u_{fz}^2 \rangle}{\langle u_{fr}^2 \rangle} A, T_{Lw} = T_{Lr} \frac{\langle u_{fw}^2 \rangle}{\langle u_{fr}^2 \rangle} A \quad (4.16)$$

$$\text{avec } A = \frac{1 + \langle u_{fr} u_{fz} \rangle^2 / \langle u_{fz}^2 \rangle^2}{1 + \langle u_{fr} u_{fw} \rangle^2 / \langle u_{fr}^2 \rangle^2}$$

Pour des explications complètes concernant l'obtention de ces échelles, le lecteur peut se reporter à l'article d'Oesterlé et Zaichik (2004). Leurs récents travaux ont montré par comparaison avec les résultats de LES de Wang *et al.* (1995) et de Uijttewaal et Oliemans (1996) et les simulations DNS de Kontomaris *et al.* (1992), Bernard et Rovelstadt (1994) et Rambaud *et al.* (2002), que les échelles lagrangiennes temporelles dans les directions axiales (T_{Lz}) et tangentielles (T_{Lw}) sont surestimées en utilisant l'expression (4.15), la meilleure prédiction de cette échelle est réalisée grâce à la formulation de Rambaud *et al.* (2002) (4.16). La figure 4.2 représente les échelles intégrales lagrangiennes de temps adimensionnées selon l'expression $T_L^+ = \frac{T_L u_\tau^2}{\nu_f}$ en fonction de la distance à la paroi (y^+) dans les conditions

expérimentales citées précédemment. On peut s'apercevoir que l'échelle lagrangienne temporelle dans la direction axiale est supérieure aux échelles dans les deux autres directions. D'autre part, les échelles de temps dans les directions axiale et tangentielle sont fortement modifiées avec la formulation de Rambaud *et al.* (2002). Pour la suite de nos simulations, nous retenons les expressions (4.16), qui conduisent à un meilleur accord avec les différents résultats de simulations directes.

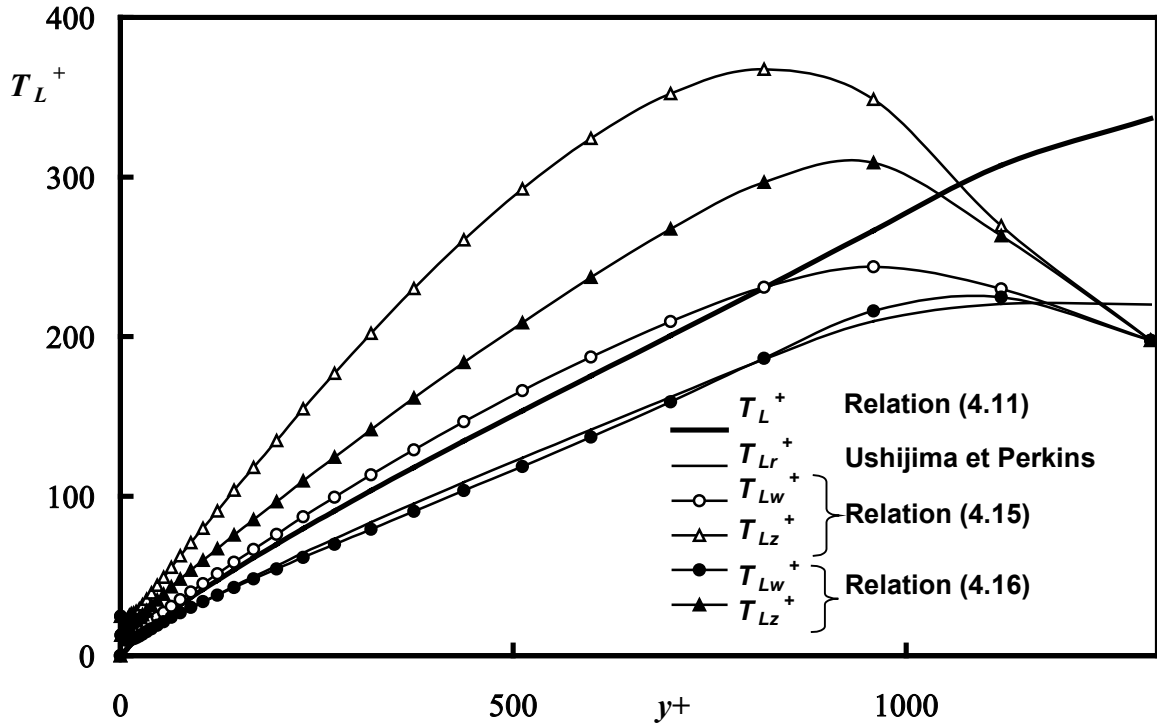


Figure 4. 2 : Evolution des échelles lagrangiennes de temps adimensionnées en fonction de la distance à la paroi, d'après les données expérimentales de Laufer (1954) à $Re_D \approx 49000$.

➤ *Echelles intégrales du fluide vu*

Parmi les auteurs qui ont proposé des expressions semi-empiriques dans le cas d'une turbulence homogène isotrope et stationnaire, nous pouvons citer Wang et Stock (1993) et Pozorski et Minier (1998). Après l'étude faite par Petrisans *et al.* (2000), qui montrent que les deux propositions conduisent à des résultats semblables, nous avons choisi d'utiliser les propositions de Wang et Stock (1993). Ils ont établi, en l'absence de vitesse relative, une relation semi-empirique pour l'échelle T_{0i}^* en fonction du nombre de Stokes $St_i = \frac{\tau_p}{T_{mEi}}$ (rapport entre le temps de relaxation de la particule et l'échelle mobile Eulérienne T_{mEi}) et de l'échelle intégrale de temps Lagrangienne (T_{Li}) :

$$T_{0i}^* = T_{mEi} \left(1 - \left(1 - \frac{T_{Li}}{T_{mEi}} \right) (1 + St_i)^{-0,4(1+0,01St_i)} \right) \quad (4.17)$$

Lorsque le système est soumis à l'action de forces extérieures, dans notre cas la gravité, il en résulte une vitesse relative moyenne V entre les particules discrètes et leur environnement fluide. En présence d'une vitesse relative Wang et Stock (1993) ont établi les relations des échelles intégrales de temps du fluide vu par les particules (T_i^*) en distinguant les directions parallèles et perpendiculaires à la vitesse relative moyenne, soit :

$$\left. \begin{aligned} T_r^* &= T_{0r}^* \left[1 + \left(\frac{T_{0r}^* \gamma}{T_{mE}} \right)^2 \right]^{-1} \left[\left(1 + \left(\frac{T_{0r}^* \gamma}{T_{mE}} \right)^2 \right)^{0,5} - \frac{T_{0r}^* \gamma}{2T_{mE}} \right] \\ T_w^* &= T_{0w}^* \left[1 + \left(\frac{T_{0w}^* \gamma}{T_{mE}} \right)^2 \right]^{-1} \left[\left(1 + \left(\frac{T_{0w}^* \gamma}{T_{mE}} \right)^2 \right)^{0,5} - \frac{T_{0w}^* \gamma}{2T_{mE}} \right] \\ T_z^* &= T_{0z}^* \left[1 + \left(\frac{T_{0z}^* \gamma}{T_{mE}} \right)^2 \right]^{-0,5} \end{aligned} \right\} \quad (4.18)$$

L'effet de croisement de trajectoire, dû à l'existence d'un mouvement relatif entre la particule et l'élément fluide, est pris en compte par le paramètre de glissement $\gamma = \frac{V}{\sqrt{\langle u_f^2 \rangle}}$.

Les expressions ci dessus deviennent dans les directions radiales, angulaires et axiales :

$$\left. \begin{aligned} T_r^* &= T_{0r}^* \left[1 - \left(\frac{VT_{0r}^*}{2L_f} \right) \left(1 + \frac{V^2 T_{0r}^{*2}}{L_f^2} \right)^{-0,5} \right] \left(1 + \frac{V^2 T_{0r}^{*2}}{L_f^2} \right)^{-0,5} \\ T_w^* &= T_{0w}^* \left[1 - \left(\frac{VT_{0w}^*}{2L_f} \right) \left(1 + \frac{V^2 T_{0w}^{*2}}{L_f^2} \right)^{-0,5} \right] \left(1 + \frac{V^2 T_{0w}^{*2}}{L_f^2} \right)^{-0,5} \\ T_z^* &= T_{0z}^* \left(1 + \frac{V^2 T_{0z}^{*2}}{L_f^2} \right)^{-0,5} \end{aligned} \right\} \quad (4.19)$$

où l'échelle intégrale spatiale longitudinale L_f est définie ici par $L_f = \sqrt{\langle u_{fz}^2 \rangle} T_{mEz}$. Les

échelles de temps eulériennes mobiles sont déduites à partir de $\beta_i = \frac{T_{Li}}{T_{mEi}}$, dont la valeur, en

accord avec les résultats obtenus en LES et DNS en canal, est fixée par Rambaud *et al.* (2002) à $\beta_i \approx 0,6$. De plus cette valeur est également suggérée par Wang *et al.* (1995) dans le cadre d'une étude dans un canal. Nous remarquons que lorsque aucune force extérieure n'agit sur le système, les relations (4.19) conduisent bien à $T_i^* = T_{0i}^*$. Dans ce type de modèle, l'utilisation des échelles intégrales temporelles du fluide vu par les particules T_i^* permet de prendre en compte les effets d'inertie, de croisement des trajectoires et de continuité définis au paragraphe 2.

3.3.2 Echelle intégrale de température

Compte tenu du manque d'informations à ce sujet, nous faisons l'hypothèse que le rapport des échelles intégrales de vitesse et de température du fluide vu est du même ordre de grandeur que le rapport des échelles lagrangiennes de vitesse et de température (Moissette 2001) :

$$\frac{T_{\theta}^*}{T^*} \approx \frac{T_{L\theta}}{T_L} \quad (4.20)$$

Le rapport des échelles temporelles lagrangiennes étant comparable au rapport des diffusivités turbulentes, la relation (4.20) s'écrit :

$$\frac{T_{L\theta}}{T_L} = \text{Pr}_t^{-1}$$

où Pr_t désigne le nombre de Prandtl turbulent, qui est égal au rapport entre la viscosité turbulente et la diffusivité thermique turbulente.

Les travaux de Sato *et al.* (1998) en DNS ont conduit à déterminer l'échelle intégrale de température du fluide vu par la particule dans le cas d'une turbulence homogène isotrope. Cependant, aucune comparaison avec nos simulations n'est possible parce que T^* n'est pas disponible.

Dans le cas d'une turbulence anisotrope, les échelles temporelles du fluide vu par la particule dépendent de la direction. Moissette (2001) a utilisé la relation $T_{\theta}^* = T_z^* \text{Pr}_t^{-1}$ pour calculer T_{θ}^* mais T_r^* aurait tout aussi bien pu être utilisée à la place de T_z^* . L'ensemble des résultats relatifs à la validation du modèle est traité dans le dernier chapitre. Cependant, nous avons réalisé ici un test en « one way » en conduite verticale, en présence de particules ayant un diamètre de l'ordre de 70 μm , dans les conditions de Farbar et Depew (1963) avec différentes valeurs de taux de chargement m . Les résultats sont présentés dans le tableau 4.2 qui montre que les nombres de Nusselt obtenus en utilisant l'échelle temporelle radiale T_r^* sont supérieurs à ceux obtenus avec T_z^* . D'autre part, à faible taux de chargement $m = 0,01$, la différence entre les deux nombres de Nusselt est peu significative, par contre plus le taux de chargement augmente et plus cette différence croît.

Taux de chargement (m)	Nusselt (Nu_s)	
	$T_{\theta}^* = T_r^* \text{Pr}_t^{-1}$	$T_{\theta}^* = T_z^* \text{Pr}_t^{-1}$
0	68,46	68,46
0,01	68,41	68,39
0,5	69,29	69,00
1	72,8	72,16

Tableau 4.2 : Résultats des simulations dans les conditions de Farbar et Depew (1963)

Compte tenu du manque d'informations pour cette échelle, nous utiliserons l'échelle temporelle du fluide vu par la particule dans la direction radiale. D'autres essais sont nécessaires afin de déterminer l'influence de la direction de l'échelle temporelle sur les résultats thermiques. De plus, les futurs travaux en DNS menés dans notre équipe permettront de déterminer l'échelle de température du fluide vu (Thèse de Boris Arcen).

4 Complément : modèle basé sur le Generalized Langevin Model

Oesterlé et Zaichik (2004) ont proposé récemment un modèle pour générer les fluctuations de vitesses du fluide au voisinage de la particule, basé sur le modèle de Langevin généralisé (GLM) :

$$du_{f_i}^* = G_{ij}^* u_{f_j}^* dt + B_{ij}^* dW_j + \left(\frac{\partial \langle u_{f_i} u_{f_j} \rangle}{\partial x_j} - u_{f_j}^* \frac{\partial \langle U_{f_i} \rangle}{\partial x_j} \right) dt \quad (4.21)$$

où G_{ij}^* , B_{ij}^* désignent respectivement les tenseurs de dérive et de diffusion du fluide vu par la particule.

L'équation de Langevin s'écrit sous forme tensorielle :

$$d\mathbf{u}^* = \tilde{\mathbf{G}}^* \mathbf{u} dt + \mathbf{B}^* d\mathbf{W} + \nabla \cdot \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle dt \quad (4.22)$$

avec $\tilde{\mathbf{G}}^* = \mathbf{G}^* - \nabla \otimes \langle \mathbf{U} \rangle$ et $\langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle$ est le tenseur des tensions de Reynolds

en multipliant par $\exp(-\tilde{\mathbf{G}}^* t)$ et après avoir intégré, l'expression (4.22) s'intègre en :

$$\mathbf{u}^*(t) = \exp(\tilde{\mathbf{G}}^* t) \mathbf{u}^*(0) + \int_0^t \exp(\tilde{\mathbf{G}}^*(t-t')) \mathbf{B}^* d\mathbf{W}(t') + \int_0^t \exp(\tilde{\mathbf{G}}^*(t-t')) \nabla \cdot \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle dt' \quad (4.23)$$

Dans le cas le plus simple (homogénéité locale) $\tilde{\mathbf{G}}^*$ et \mathbf{B}^* sont constants et l'équation (4.23) conduit à la matrice de covariance :

$$\langle \mathbf{u}(t) \otimes \mathbf{u}(t-\tau) \rangle = \exp(\tilde{\mathbf{G}}^* \tau) \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle$$

A partir de cette expression, Rambaud *et al.* (2002) ont proposé un modèle pour les échelles intégrales lagrangiennes du fluide, T_{Lij} en fonction du tenseur de dérive du fluide (G_{ij}) et des corrélations des fluctuations de vitesse $\langle u_{f_i} u_{f_j} \rangle$. Après avoir comparé leurs résultats aux prédictions obtenues par DNS et LES, les composantes du tenseur de dérive du fluide s'écrivent en fonction de la seule échelle lagrangienne T_{L22} .

$$G_{11} = -\frac{1}{T_{L22}} \frac{\langle u_{f2}^2 \rangle}{\langle u_{f1}^2 \rangle} \frac{1 + \langle u_{f1} u_{f2} \rangle^2 \langle u_{f2}^2 \rangle^{-2}}{1 + \langle u_{f1} u_{f2} \rangle^2 \langle u_{f1}^2 \rangle^{-2}}$$

$$G_{22} = -\frac{1}{T_{L22}} \frac{1 + \langle u_{f1} u_{f2} \rangle^2 \langle u_{f2}^2 \rangle^{-2}}{1 - \langle u_{f1} u_{f2} \rangle^2 \langle u_{f1}^2 \rangle^{-1} \langle u_{f2}^2 \rangle^{-1}}$$

$$G_{21} = -(G_{11} + G_{22}) \frac{\langle u_{f1} u_{f2} \rangle}{\langle u_{f1}^2 \rangle}$$

$$G_{33} = -\frac{1}{T_{L22}} \frac{\langle u_{f2}^2 \rangle}{\langle u_{f3}^2 \rangle} \frac{1 + \langle u_{f1} u_{f2} \rangle^2 \langle u_{f2}^2 \rangle^{-2}}{1 + \langle u_{f1} u_{f2} \rangle^2 \langle u_{f1}^2 \rangle^{-2}} .$$

avec $G_{12} = d\langle U_{f1} \rangle / dx_2$

Les échelles temporelles du fluide vu par la particule ont été déterminées précédemment. En posant $\alpha_1 = T_{11}^*/T_{L11}$, $\alpha_2 = T_{22}^*/T_{L22}$ et $\alpha_3 = T_{33}^*/T_{L33}$, les composantes du tenseur de dérive du fluide vu par la particule s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{G_{11}^*} &= \alpha_1 \frac{1}{G_{11}} \\ \frac{G_{11}^* - G_{21}^* \langle u_{f1} u_{f2} \rangle \langle u_{f2}^2 \rangle^{-1}}{G_{11}^* G_{22}^*} &= \alpha_2 \frac{G_{11} - G_{21} \langle u_{f1} u_{f2} \rangle \langle u_{f2}^2 \rangle^{-1}}{G_{11} G_{22}} \\ \frac{1}{G_{33}^*} &= \alpha_3 \frac{1}{G_{33}} . \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

La condition de stationnarité locale du processus (4.23) s'écrit:

$$\tilde{\mathbf{G}}^* \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle + \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle \tilde{\mathbf{G}}^{*T} = -\mathbf{B}^* \mathbf{B}^{*T}$$

En fixant $B_{21}^* = 0$, les composantes du tenseur de diffusion vu par la particule s'écrivent :

$$\begin{aligned} B_{11}^{*2} + B_{12}^{*2} &= -2G_{11}^* \langle u_{f1}^2 \rangle = -2\alpha_1^{-1} G_{11} \langle u_{f1}^2 \rangle \\ B_{12}^* B_{22}^* &= -(G_{11}^* + G_{22}^*) \langle u_{f1} u_{f2} \rangle - G_{21}^* \langle u_{f1}^2 \rangle = -(\alpha_1^{-1} G_{11} + \alpha_2^{-1} G_{22}) \langle u_{f1} u_{f2} \rangle - \alpha_1^{-1} G_{21} \langle u_{f1}^2 \rangle \quad (4.25) \\ B_{22}^{*2} &= -2(G_{21}^* \langle u_{f1} u_{f2} \rangle + G_{22}^* \langle u_{f2}^2 \rangle) = -2(\alpha_1^{-1} G_{21} \langle u_{f1} u_{f2} \rangle + \alpha_2^{-1} G_{22} \langle u_{f2}^2 \rangle) \\ B_{33}^{*2} &= -2G_{33}^* \langle u_{f3}^2 \rangle = -2\alpha_3^{-1} G_{33} \langle u_{f3}^2 \rangle . \end{aligned}$$

Dans le cas d'une turbulence homogène isotrope, le tenseur de dérive exprimé par la relation (4.24) revient bien à $G_{ij}^* = -\alpha^{-1} \frac{\delta_{ij}}{T_L}$ et $B_{ij}^* = \sqrt{\alpha^{-1} \frac{2\langle u_f^2 \rangle}{T_L}} \delta_{ij}$, où $\langle u_f^2 \rangle$ est la variance de la fluctuation de vitesse en turbulence isotrope et $\alpha = T^*/T_L$ qui correspond au modèle utilisé par Moissette (2001).

A partir du modèle proposé par Oesterlé et Zaichik (2004), les fluctuations de vitesses du fluide vu par la particule s'écrivent dans le cas de la conduite en coordonnées cylindriques :

$$u_{f_r_n} = u_{f_r_{n-1}} \exp(-\Delta t/T_r^*) - \left[\frac{A_1}{G_{rr}^*} - \frac{A_2 G_{rz}^*}{G_{zz}^* G_{rr}^*} \right] (1 - \exp(-\Delta t/T_r^*)) \\ + \frac{G_{rz}^*}{G_{zz}^* G_{rr}^*} \left(u_{f_z_{n-1}} + \frac{A_2}{G_{zz}^*} \right) (\exp(-\Delta t/T_z^*) - \exp(-\Delta t/T_r^*)) + B_{rr}^* W_r$$

$$u_{z_n} = u_{f_z_{n-1}} \exp(-\Delta t/T_z^*) - \frac{A_2}{G_{zz}^*} (1 - \exp(-\Delta t/T_z^*)) + B_{zr}^* W_r + B_{zz}^* W_z$$

$$u_{f_w_n} = u_{f_w_{n-1}} \exp(-\Delta t/T_w^*) - \frac{A_3}{G_{ww}^*} (1 - \exp(-\Delta t/T_w^*)) + B_{ww}^* W_w$$

avec

$$A_1 = \frac{1}{r} \frac{\partial (r \langle u_{f_r}^2 \rangle)}{\partial r} - \frac{\langle u_{f_w}^2 \rangle}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \langle u_{f_w} u_{f_r} \rangle}{\partial w}$$

$$A_2 = \frac{1}{r} \frac{\partial (r \langle u_{f_r} u_{f_z} \rangle)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \langle u_{f_w} u_{f_z} \rangle}{\partial w}$$

$$A_3 = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial (r \langle u_{f_r} u_{f_w} \rangle)}{\partial r} + \frac{\partial \langle u_{f_w}^2 \rangle}{\partial w} \right)$$

En comparant les fluctuations de vitesses du fluide vu par la particule définies par la relation (4.5) et celles du modèle proposé par Oesterlé et Zaichik (2004) (ci-dessus), nous pouvons remarquer que d'autres termes interviennent. Les travaux en cours de développement vont permettre de tester ce modèle, de le comparer au modèle actuel en les confrontant aux résultats expérimentaux.

5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à étudier le modèle de dispersion pour la génération des fluctuations de vitesse et de température du fluide vu par la particule. Nous utilisons un modèle stochastique du premier ordre qui génère des fluctuations satisfaisant aux caractéristiques obtenues pour les tensions de Reynolds et les flux de chaleur turbulents. Pour cela il est nécessaire d'exprimer les échelles temporelles lagrangiennes et les échelles temporelles du fluide vu par la particule en tenant compte des différents effets qui agissent sur la dispersion (effet d'inertie, de continuité et de croisement de trajectoire). Suite aux récents travaux de Rambaud *et al.* (2002), il a été démontré que l'échelle temporelle lagrangienne dans la direction radiale est mieux représentée en utilisant soit l'expression $T_{Lr} = \nu_{if} / \langle u_{fr}^2 \rangle$ soit l'expression énoncée par Ushijima et Perkins (1999). Cette dernière est retenue pour les simulations. Suite aux récents travaux réalisés par Oesterlé et Zaichik (2004) dans le cas où le tenseur de diffusion est anisotrope, il est souhaitable d'effectuer des comparaisons entre le modèle de dispersion actuel et le modèle développé par ces mêmes auteurs. Pour évaluer l'échelle temporelle de température (T_θ^*) du fluide vu à partir de la relation $\frac{T_\theta^*}{T^*} \approx \text{Pr}_t^{-1}$, nous avons vu qu'en turbulence anisotrope, les échelles temporelles du fluide vu par la particule peuvent dépendre soit de T_r^* , soit de T_z^* . Des tests ont été réalisés en « one-way », afin de déterminer l'influence de T_r^* et de T_z^* sur les profils thermiques (température du fluide et des particules et le nombre de Nusselt de la suspension). Il se dégage d'après ces résultats que cette influence sur $Nu_s - Nu_0$ (différence entre le nombre de Nusselt de la suspension et le nombre de Nusselt en fluide seul) peut atteindre une différence de l'ordre de 10 %. Les travaux de Boris Arcen (thèse débutée en 2003) permettront de quantifier l'échelle temporelle de température du fluide vu T_θ^* .

CHAPITRE V

Suivi lagrangien : Interactions particule/paroi et particule/particule

1	Introduction	93
2	Collisions particule-paroi	94
2.1	Importance des collisions particule-paroi.....	94
2.2	Modélisation des collisions avec la paroi.....	95
2.3	Evaluation de la vitesse après collision	98
3	Collisions interparticulaires.....	99
3.1	Importance des collisions interparticulaires	99
3.2	Traitement des collisions.....	101
3.2.1	Détection du choc	101
3.2.2	Génération du partenaire de collision.....	102
3.2.3	Modification de la vitesse des particules due aux collisions.....	103
4	Transfert de chaleur lors des chocs.....	104
4.1	Transfert de chaleur par conduction	104
4.2	Influence du transfert de chaleur par conduction	106
4.3	Génération de la fluctuation de température de la particule fictive.....	107
5	Conclusion.....	107

1 Introduction

Les collisions provoquent des changements brusques des trajectoires des particules donc des conséquences sur la concentration et sur les statistiques en vitesse et en température. Compte tenu du couplage entre la phase particulaire et la phase fluide, les changements subis par la phase particulaire sont répercutés sur la phase fluide (profils de vitesses, agitation turbulente ...). Dans les écoulements diphasiques confinés, deux types de collisions peuvent jouer un rôle non négligeable sur le comportement de la phase particulaire : les collisions particule-paroi (rarement négligeables) et les collisions particule-particule (qui peuvent être parfois négligeables).

Le traitement des chocs particule-paroi est réalisé en deux étapes : détection du choc et caractérisation de la particule après collision (position, vitesse et température). La non-élasticité du choc et la présence de frottement sont prises en compte grâce à l'introduction du coefficient de restitution e et des coefficients de frottements statique f_o et dynamique f_d . De plus, afin de prendre en compte les effets de rugosité de paroi ou de la non-sphéricité des particules, le code utilise un modèle de « paroi virtuelle » développé par Sommerfeld (1992), dont le principe est le suivant : pour chaque collision, une inclinaison aléatoire de la paroi par rapport à la verticale est générée, ce qui suppose de se donner également l'écart-type σ_γ de l'angle d'inclinaison de la paroi virtuelle. Les différentes études relatives à ce paramètre ont montré que σ_γ (qui caractérise l'irrégularité des rebonds) est délicat à évaluer alors qu'il est important pour simuler la dynamique et la thermique de l'écoulement.

Le deuxième type de collision qui peut jouer un rôle non négligeable sur le comportement de la phase particulaire est lié aux interactions interparticulaires. Celles-ci peuvent gouverner la dispersion et les propriétés turbulentes de la phase particulaire. Il existe deux approches pour traiter les collisions entre particules. La méthode déterministe (toutes les particules sont injectées et suivies simultanément dans l'écoulement) présente l'inconvénient d'utiliser un temps de calcul important et est limitée à un faible nombre de particules. La deuxième méthode appelée méthode probabiliste repose sur un traitement statistique des collisions et nécessite de générer une particule fictive entrant en collision avec la particule suivie. Cette approche, retenue pour notre étude, est particulièrement bien adaptée à la simulation numérique de configurations pratiques visant à prédire le comportement de suspensions (Sommerfeld et Zivkovic (1992)). Elle nécessite un traitement en plusieurs étapes : détection d'un choc (détermination de la probabilité de collision), caractérisation du partenaire de collision (génération de la particule fictive) et caractérisation de la particule suivie après le choc. Il est également possible de traiter des chocs inélastiques avec frottement. Les collisions particules-particules et particules-paroi sont plus nombreuses dans un écoulement en conduite horizontale, où les particules ont tendance à s'accumuler au fond de la conduite, que dans un écoulement en conduite verticale. Cette augmentation de particules dans la partie inférieure de la conduite conduit donc à une fréquence de collision plus élevée. Les collisions particule/paroi sont d'autant plus nombreuses que le taux de chargement, m est élevé. Il faut donc tenir compte des collisions entre particules dans le calcul, d'où la dénomination « four-way coupling ».

Dans le premier paragraphe, nous nous intéresserons aux collisions particule-paroi et à leur importance sur le comportement dynamique de la phase particulaire. Nous donnerons une description complète du modèle utilisé. Le deuxième paragraphe sera consacré aux collisions particule-particule et au traitement détaillé de ces collisions. Les collisions entre particules ou avec la paroi étant d'autant plus nombreuses que le taux de chargement est élevé, il est possible que le transfert de chaleur par conduction durant les collisions joue un rôle non négligeable. Nous étudierons cet aspect au paragraphe 4.

2 Collisions particule-paroi

2.1 Importance des collisions particule-paroi

Les collisions particules-paroi peuvent jouer un rôle important dans les écoulements gaz-solide confinés. Une première estimation de l'importance des collisions particules-paroi est basée sur le rapport entre la distance de relaxation de la particule λ_p et la dimension caractéristique du confinement, c'est à dire le diamètre de la conduite D . En régime de Stokes λ_p vaut : $\lambda_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_f} \langle U_{pz} \rangle$ où $\langle U_{pz} \rangle$ est la vitesse moyenne axiale des particules.

Si $\frac{\lambda_p}{D} > 1$, les collisions entre les particules et la paroi vont jouer un rôle important.

Si $\frac{\lambda_p}{D} > 1$, les collisions entre les particules et la paroi vont jouer un rôle important.

Sommerfeld (1992) estime qu'en écoulement en canal horizontal, le comportement global de la suspension est fortement dominé par les collisions avec la paroi, si plus de 30% des particules subissent une collision avec la paroi avant de répondre aux sollicitations du fluide. L'analyse de Sommerfeld (1992) conduit à l'évaluation du diamètre des particules au delà duquel les collisions avec la paroi vont être dominantes :

$$d_p > \sqrt{\frac{18\mu_f D}{0,7\sigma_p \rho_p}} \quad (5.1)$$

Dans cette expression $\sigma_p = \sqrt{\langle u_p^2 \rangle}$ représente l'écart-type des fluctuations de vitesse transversale des particules. L'étude faite par Sommerfeld (1992), visant à estimer à partir de quel diamètre de particule d_p les collisions ne sont plus négligeables, concerne un écoulement d'air ($\mu_f = 1,85 \cdot 10^{-5}$ Pas) dans un canal avec des particules de masse volumique $\rho_p = 2500 \text{ kg m}^{-3}$ et une vitesse moyenne $\langle U_{pz} \rangle = 10 \text{ ms}^{-1}$, pour différents diamètres de conduite ($D = 25 ; 50$ et 100 mm). Les résultats de cette étude sont reportés dans le tableau 5.1.

D (mm)	d_p (μm)	
	$\sigma_p = 0,5 \text{ ms}^{-1}$	$\sigma_p = 1 \text{ ms}^{-1}$
25	98	69
50	138	98
100	195	138

Tableau 5.1 : résultats obtenus par Sommerfeld (1992)

Les résultats du tableau 5.1 indiquent que plus les fluctuations de vitesse des particules augmentent et plus le diamètre à partir duquel il faut tenir compte des collisions diminue. En se basant sur la relation (5.13), Moissette (2001) a montré que les collisions entre les particules et la paroi jouent un rôle important sur le comportement de la suspension notamment pour les plus grosses particules (200 et 500 μm) qui correspondent à des cas expérimentaux en écoulement en conduite verticale de Tsuji *et al.* (1984) et de Jepson *et al.* (1963).

2.2 Modélisation des collisions avec la paroi

Matsumoto et Saito (1970), cités par Sommerfeld (1990), furent les premiers à proposer un modèle tenant compte du phénomène de rebond irrégulier. Leur modèle utilise une fonction sinusoïdale pour représenter les aspérités de la paroi. Tsuji *et al.* (1987) puis Sommerfeld (1992) ont ensuite proposé des modèles de « paroi virtuelle » dont le principe est le suivant : à chaque collision, un angle γ est généré par un processus aléatoire de manière à simuler l'angle d'inclinaison de la surface vue par la particule. Frank *et al.* (1993) proposent un modèle en décomposant la paroi en une suite de segments générés de façon aléatoire tenant compte des caractéristiques de rugosité de la paroi et de la taille des particules. Schade et Hädrich (1998) notent que tous les modèles conduisent à de bonnes prédictions. Il existe également des études relatives à la prise en compte de particules non sphériques mais nous nous limitons ici à la simulation des résultats expérimentaux mettant en jeu des particules sphériques et nous considérons seulement les effets de rugosité de paroi pour la mise en œuvre du modèle numérique.

Le modèle développé par Sommerfeld (1990) considère que l'inclinaison de la paroi par rapport à la trajectoire de la particule γ suit une distribution aléatoire uniforme comprise entre $-\gamma_{\max}$ et $+\gamma_{\max}$ (γ_{\max} étant l'inclinaison maximale vue par une particule). Plus tard, ce même auteur (Sommerfeld 1992) montre que les résultats précédents peuvent être améliorés en remplaçant la distribution uniforme par une distribution gaussienne. Sommerfeld et Zivkovic (1992) notent que l'importance de la rugosité de la paroi dépend du rapport entre la taille des particules et la dimension caractéristique de la rugosité. Si la taille des particules est suffisamment petite par rapport à la distance entre deux pics L_r , nous sommes dans le cas représenté par la figure 5.1 (les figures 5.1 et 5.2 sont extraites de Sommerfeld et Zivkovic (1992), l'angle maximal γ_{\max} est donné par la relation $\gamma_{\max} = \arctan(2H_r/L_r)$ où H_r représente la hauteur moyenne des aspérités. Dans le cas où les particules sont de grande taille, la valeur de l'angle maximal est $\gamma_{\max} = \arctan(H_r/2L_r)$.

- pour les petites particules : $d_p < L_r$,

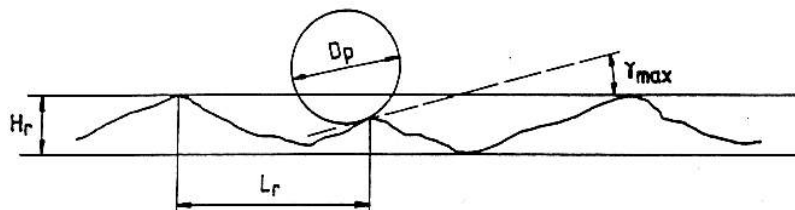


Figure 5. 1 : Effet de la rugosité sur les particules de petite taille (d'après Sommerfeld 1992). D_p désigne d_p pour nous.

- pour les grosses particules : $d_p > L_r$, $\gamma_{\max} = \arctan(H_r/2L_r)$

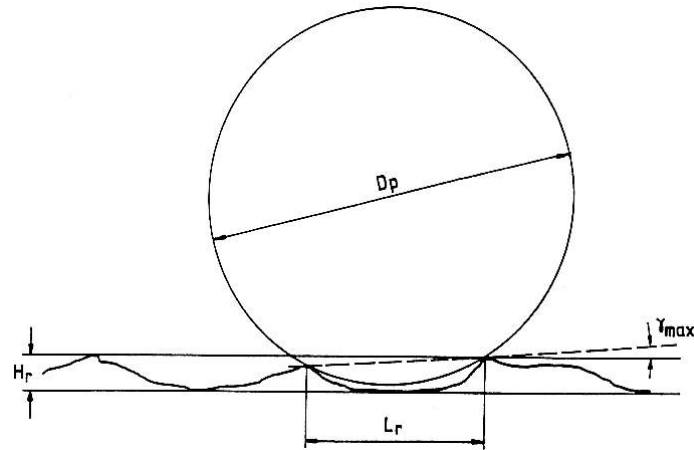


Figure 5. 2 : Effet de la rugosité sur les particules de grande taille (d'après Sommerfeld 1992).

Ces relations, bien que non applicables dans notre étude, compte tenu du fait que les propriétés de la paroi L_r et H_r ne sont pas accessibles, mettent en évidence que pour une paroi donnée, l'angle maximal d'inclinaison γ_{\max} diminue lorsque la taille des particules augmente.

Sommerfeld et Zivkovic (1992) montrent que le caractère tridimensionnel des aspérités vues par les particules ne doit pas être omis pour représenter des cas réels. Pour cela ils proposent de faire pivoter la paroi virtuelle précédemment générée autour de la normale à la paroi fixe.

Sommerfeld et Zivkovic (1992), Schade et Hädrich (1998) et plus récemment Sommerfeld (2003) ont montré que la distribution de l'angle d'inclinaison de la paroi virtuelle dépend aussi de l'angle d'impact de la particule. Certains angles générés peuvent conduire à des configurations physiquement impossibles, ce phénomène s'appelle « shadow effect ». Ce phénomène est illustré à la figure 5.3. La particule arrive avec une vitesse \vec{u} , qui fait un angle α (angle d'impact) avec la paroi réelle et repart avec une vitesse $\vec{\tilde{u}}$. La paroi virtuelle est inclinée d'un angle γ par rapport à sa position « normale ». La figure de gauche montre bien que si l'angle d'impact α est inférieur à l'angle γ généré, la collision avec la paroi est impossible, en effet, la particule dans ce cas est à l'extérieur de la conduite. Une autre situation non physique peut se produire (figure de droite) en considérant le rebond après collision : dans ce cas de figure, la particule sort de la conduite. Le code développé au sein de notre équipe tient compte de ces situations.

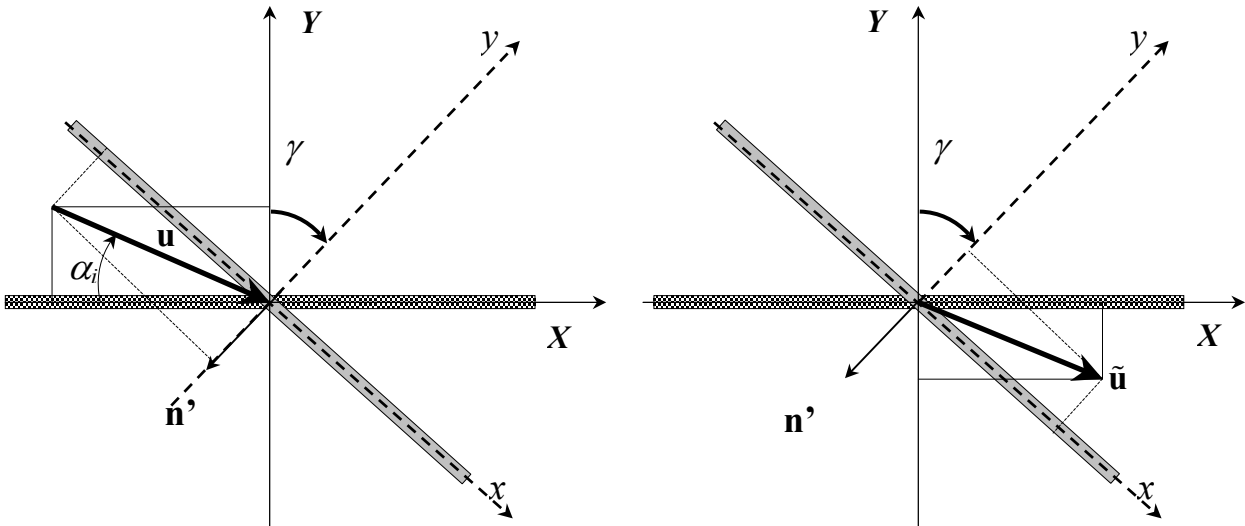


Figure 5.3 : Illustration du shadow effect

Pour le traitement des collisions entre les particules et la paroi, nous avons finalement retenu le modèle de paroi virtuelle proposé par Sommerfeld (1992) dont on rappelle le principe : pour chaque collision une inclinaison aléatoire de la paroi par rapport à la verticale est générée selon une loi gaussienne, ce qui suppose de se donner également l'écart-type de l'angle d'inclinaison de la paroi virtuelle σ_γ . Ce paramètre dépend essentiellement de la rugosité de la paroi, de la taille des particules et de l'angle d'impact. Lain *et al.* (2002) ou encore plus récemment Sommerfeld (2003) ont étudié l'influence du diamètre des particules sur l'écart type de l'angle de la paroi virtuelle en canal. La dépendance entre ces deux paramètres est illustrée par la figure 5.4 dans le cas d'une paroi fortement rugueuse et dans le cas d'une paroi présentant une faible rugosité. Les deux courbes montrent une décroissance exponentielle de σ_γ avec la taille des particules. Afin de représenter ces deux types de rugosité, nous avons cherché les fonctions qui permettent d'approcher de façon satisfaisante les courbes exponentielles de la figure 5.4.

Haute rugosité :

$$\sigma_\gamma = -6 \cdot 10^8 (d_p^3) + 940000 d_p^2 - 505 d_p + 0,1581$$

Basse rugosité :

$$\sigma_\gamma = -8 \cdot 10^8 (d_p^3) + 917079 d_p^2 - 359 d_p + 0,0707$$

Les fonctions de σ_γ définies par ces relations et représentées sur la figure 5.4 s'avèrent être en assez bon accord avec les résultats expérimentaux de Lain *et al.* (2002).

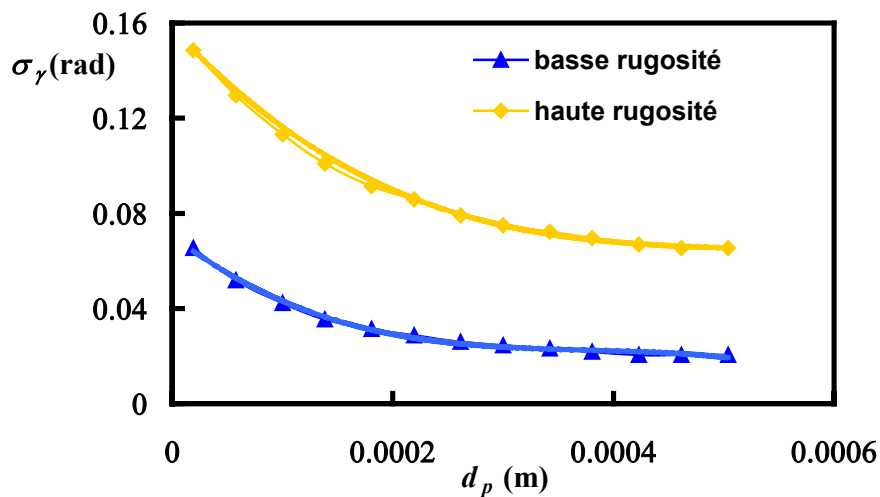


Figure 5.4 : Représentation de la décroissance de l'angle d'inclinaison en fonction du diamètre des particules en considérant deux types de rugosité.

Pour les diamètres de particules utilisés lors de nos simulations, les valeurs estimées de σ_γ sont reportées dans le tableau 5.2 :

Diamètre des particules (μm)	500	200	43
σ_γ (basse rugosité) en radians	0,021	0,029	0,057
σ_γ (haute rugosité) en radians	0,065	0,090	0,138

Tableau 5.2 : Valeurs de σ_γ en fonction du diamètre des particules

2.3 Evaluation de la vitesse après collision

Le calcul de trajectoire est réinitialisé après chaque collision particule-paroi. Pour déterminer le point d'impact entre la particule et la paroi, il existe deux méthodes. La première utilisée par Moissette (2001) consiste à déterminer l'intersection entre le cylindre de rayon $(D - d_p)/2$ et la droite définie par les coordonnées de la particule au début et en fin de pas de temps. Cette méthode conduit à des résultats approximatifs pour les vitesses des particules. La deuxième méthode utilisée et retenue pour nos calculs est une méthode dichotomique qui consiste à déterminer l'instant où la particule entre en collision avec la paroi. La vitesse des particules à cet instant est alors déterminée de manière plus précise. Pour chaque collision, les nouvelles composantes de vitesse de translation et de rotation sont calculées en fonction des composantes de vitesse avant collision par application de la conservation de la quantité de mouvement et du moment cinétique pendant la durée du contact, supposée très courte. Pour faciliter, la résolution du choc, il faut se placer dans un repère particulier (figure 5.5) tel que l'axe r passe par le point d'impact et soit perpendiculaire à la paroi et que la vitesse incidente de la particule se trouve dans le plan défini par les axes r et s . Pour cela il est nécessaire d'effectuer différents changements de repères, le lecteur pourra se référer aux travaux de Moissette (2001).

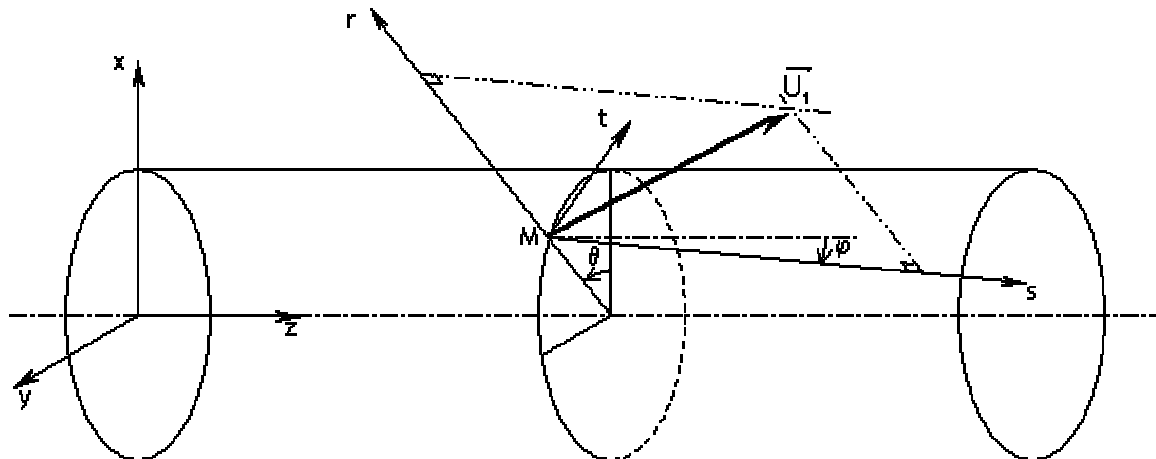


Figure 5.5 : Changement de repère utilisé pour le traitement des collisions particule-paroi

3 Collisions interparticulaires

3.1 Importance des collisions interparticulaires

Dans le passé, Moissette (2001) a noté l'influence des collisions interparticulaires en conduite verticale ascendante sur les profils de vitesses et de température pour des écoulements à faibles taux de chargement (inférieurs à l'unité), notamment pour les particules de gros diamètres (200 et 500 μm).

Tanaka et Tsuji (1991) ont étudié, par simulation numérique, l'importance des collisions interparticulaires dans un écoulement en canal. Ils montrent que même pour des écoulements dilués (fraction volumique α_p de l'ordre de 10^{-4}), les collisions jouent un rôle considérable sur l'écoulement. Sommerfeld (1995) a étudié numériquement un écoulement gaz-particules dans un canal horizontal, son étude conduit au même constat. Les travaux numériques réalisés par Yamamoto *et al.* (2001) dans le cas d'un écoulement gaz-solide en canal horizontal ascendant en utilisant les conditions expérimentales de Kulick *et al.* (1994), montrent que les collisions interparticulaires modifient considérablement les profils de vitesse des particules dans la direction axiale. Ils montrent également que le fait de ne pas prendre en compte les collisions conduit à une accumulation des particules en zone de proche paroi et dans la région centrale du canal. D'autres travaux plus récents de Caraman *et al.* (2003) relatifs aux écoulements gaz-particules en conduite verticale descendante ou encore de Sommerfeld *et al.* (2003) pour un écoulement en canal horizontal conduisent aux mêmes observations.

Crowe (1981) propose d'estimer l'importance des collisions interparticulaires en comparant le temps de réponse de la particule (τ_p) à l'intervalle de temps moyen entre deux collisions subies par une même particule (τ_c). Deux types de régimes sont distingués, celui des

écoulements dilués pour $\frac{\tau_p}{\tau_c} < 1$ et celui des écoulements denses pour $\frac{\tau_p}{\tau_c} > 1$.

Ceci implique qu'en écoulement dilué, les particules ont suffisamment de temps pour répondre aux sollicitations du fluide avant une autre collision, elles seront en particulier fortement affectées par la turbulence. Au contraire, si ce rapport est supérieur à un (écoulement dense), les particules n'ont pas suffisamment de temps pour répondre aux sollicitations du fluide avant une autre collision. Les collisions gouvernent alors l'agitation particulaire. Le temps de collision se caractérise par l'inverse de la fréquence de collision $f_c = 1/\tau_c$ qui représente le nombre probable de collisions par unité de temps et par particule. Dans le cas de particules de forte inertie, de même taille, en turbulence homogène et isotrope, la fréquence de collisions subies par une particule obtenue par Abrahamson (1975) vaut :

$$\frac{1}{\tau_c} = f_c = 4\sqrt{\pi}Nd_p^2\sqrt{\sigma_p^2} \quad (5.2)$$

où N est le nombre de particules par unité de volume. En supposant que le mouvement fluctuant des particules est isotrope, σ_p^2 s'écrit : $\sigma_p^2 = \langle u_{pr}^2 \rangle = \langle u_{pw}^2 \rangle = \langle u_{pz}^2 \rangle$.

En introduisant la fraction volumique $\alpha_p = \left(\frac{\pi}{6}\right)d_p^3N$, la fréquence de collision s'écrit de la manière suivante:

$$f_c = \frac{24}{\sqrt{\pi}} \frac{\alpha_p \sigma_p}{d_p} \quad (5.3)$$

Nous pouvons estimer le taux de chargement à partir duquel les collisions vont jouer un rôle important (écoulement dense). En partant de la définition du taux de chargement (défini au chapitre I) et en estimant $U_{mp} \approx U_{mf} - \tau_p g$ (pour $\rho_p \gg \rho_f$) on obtient :

$$m = \frac{\alpha_p \rho_p}{\rho_f} \left(1 - \frac{\tau_p g}{U_{mf}}\right)$$

Le rapport entre le temps de relaxation de la particule et le temps de collision s'écrit alors:

$$\frac{\tau_p}{\tau_c} = \frac{24m\rho_f \tau_p \sigma_p}{d_p \rho_p \sqrt{\pi} \left(1 - \frac{\tau_p g}{U_{mf}}\right)} \quad (5.4)$$

Le taux de chargement à partir duquel le rôle des collisions interparticulaires ne peut plus être considéré comme négligeable (le régime est dense si $\frac{\tau_p}{\tau_c} > 1$) est alors donné approximativement par la relation :

$$m > \frac{d_p \rho_p \sqrt{\pi} \left(1 - \frac{\tau_p g}{U_{mf}}\right)}{24\rho_f \tau_p \sigma_p} \text{ de l'ordre de } \frac{v_f}{\sigma_p d_p} \quad (5.5)$$

Les études expérimentales ne fournissant pas σ_p , il est impossible de calculer le taux de chargement m par la relation (5.5). Toutefois, Moissette (2001) a tenté d'estimer la vitesse fluctuante moyenne des particules dans le cas de grosses particules dont le mouvement est dominé par les interactions particules/paroi

$$\sigma_p \approx \tau_p g$$

L'estimation faite par Moissette (2001) indique l'importance des collisions entre particules dès les faibles taux de chargement, notamment pour les plus grosses particules.

3.2 Traitement des collisions

3.2.1 Détection du choc

➤ *Probabilité de collision*

Comme nous l'avons vu en introduction, il existe deux approches pour traiter les collisions particule-particule : le modèle déterministe et le modèle probabiliste. Le modèle retenu ici est un modèle probabiliste mis en place par Oesterlé et Petitjean (1993). Le principe est le suivant : à chaque pas de temps t , la probabilité $P(t_1, t_2)$ pour que la particule suivie entre en collision avec une autre particule entre 2 instants t_1 ($t_1 = t$) et t_2 ($t_2 = t + \Delta t$) est estimée par la relation :

$$P(t_1, t_2) = 1 - \exp(-f_c(t_2 - t_1)) \quad (5.6)$$

Cette probabilité dépend du pas de temps et de la fréquence de collision (f_c), déterminée plus précisément ci-dessous. Elle est calculée à chaque pas de temps. Un tirage aléatoire permet de décider si la collision est effective ou non. Pour cela, un nombre aléatoire compris entre 0 et 1 est généré. Si ce nombre est inférieur à la probabilité calculée, la collision est effective. Dans le cas contraire, la collision n'a pas lieu. Si la collision est effective, une particule fictive est générée selon le modèle détaillé au paragraphe 3.2.2 et le choc entre les deux particules est calculé pour évaluer les nouvelles caractéristiques de la particule suivie (paragraphe 3.2.3).

➤ *Fréquence de collision*

La fréquence est délicate à évaluer du fait du nombre important de paramètres mis en jeu. L'écriture classique selon l'expression (5.2) n'est correcte que si les particules sont totalement décorréliées du champ fluide. Les études relatives à l'estimation de la fréquence de collision sont nombreuses. Laviéville (1997) montre que les vitesses des particules avant collision ne sont pas indépendantes en raison de la turbulence. Ses travaux conduisent à une expression de la fréquence qui tient compte de la corrélation de la vitesse des particules avec celle du champ fluide en écoulement homogène isotrope. Pour notre étude, l'expression utilisée est donnée par la relation suivante :

$$f_c = \pi N d_p^2 \sqrt{\frac{16}{\pi} \frac{2}{3} k_p} \sqrt{1 - \xi_{fp}^2} f(d_p) \quad (5.7)$$

où k_p désigne l'énergie cinétique turbulente des particules et ξ_{fp}^2 représente la corrélation entre les fluctuations de vitesse du fluide et des particules en un point. Cette corrélation s'exprime par :

$$\xi_{fp} = \frac{k_{fp}^2}{\sqrt{k_f k_p}} \quad (5.8)$$

où $2k_{fp} = \langle u_{fi} u_{pi} \rangle$ est la covariance fluide-particule et k_f représente l'énergie cinétique turbulente du fluide vu par les particules.

Le terme $f(d_p)$ représente la corrélation longitudinale eulérienne de vitesse, et permet de rendre compte de la corrélation des vitesses du fluide en deux points séparés d'une distance égale au diamètre des particules. Laviéville note que le terme $\xi_{fp}^2 f(d_p)$ peut tendre vers zéro si le mouvement des deux phases est décorrélé ($\xi_{fp}^2 \rightarrow 0$) ou si les particules sont suffisamment éloignées l'une de l'autre ($f(d_p) \rightarrow 0$).

Pour les particules de forte inertie, qui ne sont pas affectées par la turbulence, $\xi_{fp}^2 \rightarrow 0$ l'expression (5.6) s'écrit :

$$f_c = 4\sqrt{\pi} N d_p^2 \sqrt{\sigma_p^2} \quad (5.9)$$

ce qui correspond exactement à l'expression proposée par Abrahamson (1975) et à la formule (5.2).

Dans le cas limite où les particules sont très petites et suivent parfaitement la turbulence du fluide, l'énergie cinétique turbulente des particules tend vers l'énergie cinétique turbulente du fluide : $k_p \rightarrow k_f$ et la corrélation fluide-particule tend vers 1. De plus, le développement de $f(d_p)$ au voisinage de zéro prend la forme :

$$f(d_p \rightarrow 0) \rightarrow 1 - \frac{d_p^2}{\lambda^2} + O(d_p^3)$$

où λ est la micro échelle de Taylor : $\lambda = \sqrt{\frac{15\nu_f \langle u_f^2 \rangle}{\varepsilon_f}}$. L'expression (5.7) devient alors :

$$f_c = \pi N d_p^2 \sqrt{\frac{16}{\pi} \frac{2}{3} k_f} \frac{d_p}{\lambda} \quad (5.10)$$

Le problème réside dans la gamme des diamètres de particules voisins de l'échelle de Taylor. Moissette (2001) montre que $f(d_p) \cong 1$ est une bonne approximation dans ce cas. Pour évaluer la fréquence de collisions, la relation retenue et utilisée dans nos calculs reste finalement :

$$f_c = \pi N d_p^2 \sqrt{\frac{16}{\pi} \frac{2}{3} k_p} \sqrt{1 - \xi_{fp}^2} \quad (5.11)$$

3.2.2 Génération du partenaire de collision

Dans le cas où une collision se produit, la particule suivie heurte une particule fictive dont il est nécessaire d'évaluer les caractéristiques (vitesses linéaire et angulaire). Les vitesses linéaire et angulaire moyennes de la particule fictive sont estimées en fonction des vitesses linéaire et angulaire moyenne des particules environnantes. Les fluctuations sont alors générées de façon aléatoire, en suivant une distribution gaussienne de moyenne nulle et d'écart type donné par les écarts types des caractéristiques environnantes. Les vitesses linéaire et angulaire instantanées de la particule fictive sont données par les relations suivantes :

$$U_{pfict,i} = \langle U_{pfict,i} \rangle + u_{pfict,i} \quad (5.12)$$

$$\Omega_{pfict,i} = \langle \Omega_{pfict,i} \rangle + \omega_{pfict,i} \quad (5.13)$$

Sommerfeld (1999) note que pour des particules de petite taille ($St \rightarrow 0$), les fluctuations de vitesses de la particule fictive et de la particule réelle sont fortement corrélées, tandis que pour des particules de très forte inertie ($St \rightarrow \infty$), les mouvements de la particule fictive et de la particule réelle sont totalement décorrélés. Pour tenir compte de ces deux comportements asymptotiques, Sommerfeld (1999) propose pour la fluctuation de la vitesse de la particule fictive la relation suivante :

$$u_{pfict,i} = R(\tau_p, T_L) u_{préelle,i} + \sigma_i \sqrt{1 - R(\tau_p, T_L)^2} \xi \quad (5.14)$$

où σ_i est l'écart type de la fluctuation de vitesse des particules et ξ est une variable gaussienne de moyenne nulle et d'écart type égal à 1. Sommerfeld (1999) a estimé la corrélation $R(\tau_p, T_L)$ en comparant les résultats numériques obtenus et les simulations de LES de Laviéville (1997) obtenus dans le cas d'une turbulence homogène isotrope:

$$R(\tau_p, T_L) = \exp\left(-0,55 \left(\frac{\tau_p}{T_L}\right)^{0,4}\right) \quad (5.15)$$

Sommerfeld (2001) a comparé les résultats des simulations pour le modèle corrélé et pour le modèle non corrélé. Il note que plus les particules sont de petite taille, plus leurs vitesses sont corrélées et plus elles ont de chances de ne pas entrer en collision. Les tests réalisés en présence de particules de taille relativement réduite n'ont pas montré de différence sur les caractéristiques de la phase particulaire après collision.

3.2.3 Modification de la vitesse des particules due aux collisions

Les hypothèses nécessaires au traitement des collisions particule-particule sont les suivantes :

➤ *Hypothèses :*

- ✓ La concentration est suffisamment faible pour que les collisions soient binaires.
- ✓ Les particules sont supposées parfaitement sphériques et rigides.
- ✓ Le temps de collision est suffisamment court pour que l'on puisse négliger les effets hydrodynamiques pendant la durée du choc.
- ✓ Le choc peut être inélastique (introduction du coefficient de restitution e) et avec frottement (introduction des coefficients de frottement statique f_o et dynamique f_d).

➤ *Caractéristiques de la particule suivie après la collision :*

Le principe, illustré par la figure 5.6 est le suivant : la particule suivie de rayon r_{p1} entre en collision avec la particule fictive de rayon r_{p0} au point I (point de contact entre les deux particules). La position du point d'impact est générée de façon aléatoire selon une probabilité uniforme sur le disque de rayon $r_{p1} + r_{p0}$ (correspondant à la section efficace de collision) orthogonal à la vitesse relative $\vec{U}_R = \vec{U}_{p1} - \vec{U}_{p0}$ (voir figure 5.6). L'ensemble des données avant choc (vitesses linéaire et angulaire) étant connues, les équations de conservation de quantité de mouvement et du moment cinétique permettent de calculer les vitesses linéaire et angulaire de la particule suivie après choc et donc de réinitialiser le calcul de la trajectoire. La procédure complète du choc entre particules est détaillée dans Oesterlé et Petitjean (1993) et Moissette (2001).

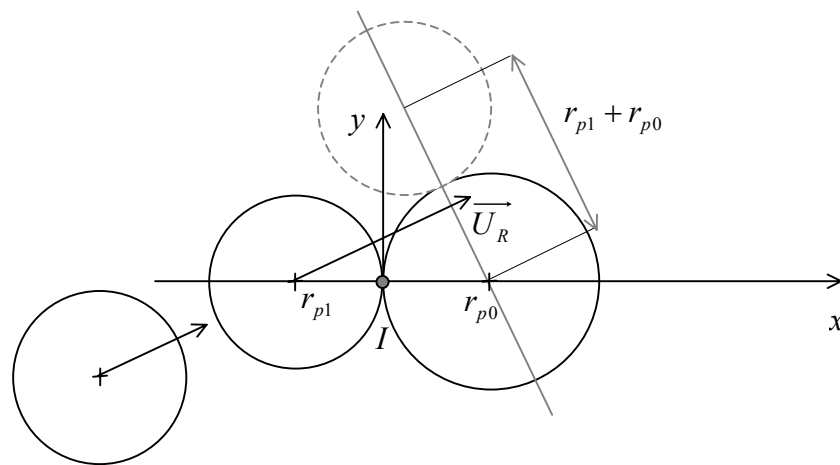


Figure 5. 6 : Représentation des collisions particules-particules.

4 Transfert de chaleur lors des chocs

Les collisions entre particules et avec la paroi étant d'autant plus nombreuses que le taux de chargement est élevé, il est possible que le transfert de chaleur par conduction durant les collisions puisse jouer un rôle non négligeable à fort taux de chargement sur les échanges thermiques au sein de la suspension. C'est la raison pour laquelle nous avons étudié le transfert de chaleur lors des chocs.

4.1 Transfert de chaleur par conduction

Sun et Chen (1988) ont étudié de manière théorique le transfert de chaleur entre deux sphères lors d'une collision. Ils montrent que la quantité de chaleur échangée entre la particule 1 et la particule 2 (Q_{12}) dépend de la surface de contact A_c , de la durée de la collision t_c , de la vitesse relative normale des particules V_R , et de leurs propriétés physiques (module d'Young E , coefficient de Poisson ν_p , conductivité thermique λ_p , masse volumique ρ_p , diamètre d_p , masse m_p , chaleur spécifique C_p), selon la relation suivante :

$$Q_{12} = \frac{0,87C(\Theta_{p2} - \Theta_{p1})A_c\sqrt{t_c}}{(\rho_{p1}C_{p1}\lambda_{p1})^{-1/2} + (\rho_{p2}C_{p2}\lambda_{p2})^{-1/2}} \quad (5.16)$$

où Θ_{p1} , Θ_{p2} sont les températures des deux particules.

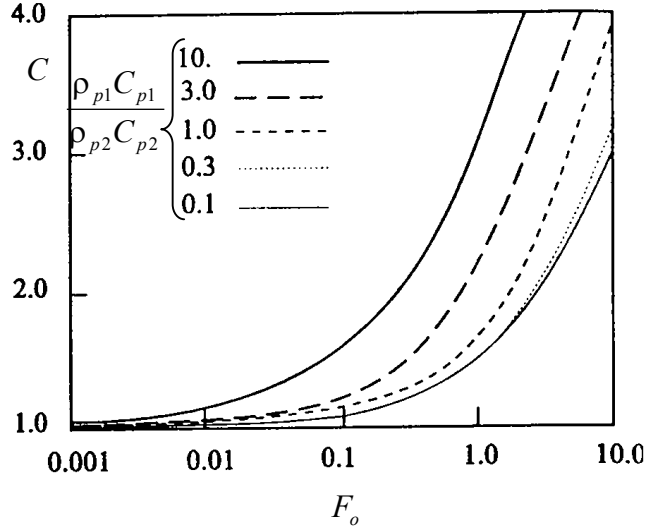


Figure 5. 7 : Relation entre le facteur correctif C et le nombre de Fourier pour $\lambda_{p1}/\lambda_{p2} = 1$

C est un facteur correctif compris généralement entre 1 et 4 et dépend de plusieurs paramètres : nombre de Fourier $F_o = \alpha_{p1} \frac{t_c}{r_c^2}$ (α_{p1} est la diffusivité thermique des particules et r_c le rayon de contact), la surface de contact et la conductivité thermique des particules. Dans notre cas, les particules sont supposées avoir le même diamètre même si cela n'est pas vrai en réalité et elles sont constituées du même matériau. La figure 5.7 (issue de Sun et Chen (1988)) représente l'évolution du facteur correctif en fonction du nombre de Fourier dans le cas où les conductivités thermiques des deux particules sont identiques ($\lambda_{p1}/\lambda_{p2} = 1$).

La surface et la durée d'impact, A_c et t_c , sont données par les relations suivantes :

$$A_c = \pi \left(\frac{2}{d_{p1}} + \frac{2}{d_{p2}} \right)^{-1} A \quad \text{et} \quad t_c = \frac{2,94}{V_R} A \quad (5.17)$$

$$\text{avec } A = \left[\frac{15}{16} \frac{\left(\frac{1}{m_{p1}} + \frac{1}{m_{p2}} \right)^{-1} V_R^2}{\left(\frac{1-v_{p1}^2}{E_1} + \frac{1-v_{p2}^2}{E_2} \right)^{-1} \sqrt{\left(\frac{2}{d_{p1}} + \frac{2}{d_{p2}} \right)^{-1}}} \right]^{2/5}$$

Nous pouvons remarquer que plus la vitesse relative est importante, plus la durée d'impact diminue.

La température de la particule suivie après collision s'exprime donc :

$$\Theta'_{p1} = \frac{Q_{12}}{m_1 C_{p1}} + \Theta_{p1} \quad (5.18)$$

Dans le cas d'une collision particule-paroi, la quantité de chaleur échangée entre la particule et la paroi est donnée par l'expression (5.16) en considérant que $m_2 \rightarrow \infty$ et $d_{p2} \rightarrow \infty$.

4.2 Influence du transfert de chaleur par conduction

Comme nous le verrons dans la dernière partie de ce mémoire, l'influence des collisions particule-particule et particule-paroi sur le transfert de chaleur a été testée en conduite verticale et en conduite horizontale. Les différents tests ont été réalisés avec des particules de gros diamètre (500 μm) et pour un taux de chargement relativement élevé fixé à $m=10$ (données basées sur les résultats expérimentaux de Jepson *et al.* (1963) en conduite verticale). Les particules et la paroi sont supposées constituées avec le même matériau (acier ou verre). Les propriétés élastiques et thermiques des particules et de la paroi sont données dans le tableau 5.3.

Matériau	Module d' Young E (GPa)	Coefficient de Poisson ν_p	Masse volumique ρ (kg m^{-3})	Chaleur spécifique C_p ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$)	Conductivité thermique λ ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)
Verre	70	0,24	2500	800	1
Acier	200	0,3	7000	500	30

Tableau 5.3 Propriétés élastiques et thermiques pour les particules et pour la paroi

Les résultats seront présentés plus largement et commentés au chapitre VIII, mais nous pouvons en tous cas retenir les points suivants :

- Les résultats montrent une légère augmentation du transfert de chaleur lorsque les particules et la paroi sont en acier plutôt qu'en verre.
- La prise en compte des échanges de chaleur par conduction lors des chocs entre particules et entre les particules et la paroi est sans influence sur le transfert de chaleur global (Nu_s) (chapitre VIII). L'absence d'influence des collisions entre particules sur le transfert de chaleur peut s'expliquer par le fait que les collisions entre particules ont tendance à homogénéiser la température des particules, ce qui conduit donc à $(\Theta_{p2} - \Theta_{p1}) \rightarrow 0$ et donc la quantité de chaleur échangée par conduction Q_{12} tend également vers zéro.
- Malgré le taux de chargement très élevé ($m = 10$), le transfert de chaleur par conduction durant les collisions entre particules et entre les particules et la paroi est relativement faible.

D'autres essais ont également été réalisés avec différents matériaux pour la paroi et pour les particules (non représentés ici) et avec différents diamètres de particules. Les résultats de ces tests montrent que le transfert par conduction est plus important pour les particules dont le diamètre est de l'ordre de 500 μm que pour des particules de plus petite taille (50 μm). L'hypothèse suivant laquelle le transfert de chaleur par conduction lors des collisions particules/particules ou entre les particules et la paroi est négligeable semble parfaitement

justifiée pour les cas des petits et gros diamètres de particules ceci même pour des taux de chargement élevés.

4.3 Génération de la fluctuation de température de la particule fictive

Nous avons vu précédemment que le choc entre deux particules nécessite la génération d'une particule fictive. En prenant en compte le transfert de chaleur, nous sommes conduits à déterminer la température de cette particule fictive. Sa température moyenne, est estimée en fonction de la température moyenne des particules environnantes, la fluctuation étant générée de façon aléatoire en suivant une distribution gaussienne de moyenne nulle et d'écart type donné par l'écart type des températures des particules environnantes.

La fluctuation de température de la particule fictive peut être générée de manière analogue à la fluctuation de vitesse de la particule fictive selon le modèle développé par Sommerfeld (1999). L'expression de la fluctuation de la température de la particule fictive, corrélée à la fluctuation de la température de la particule suivie, s'écrirait alors :

$$\theta_{p\text{fict},i} = R(\tau_{p\theta}, T_{L\theta}) \theta_{p\text{réelle},i} + \sigma_i \sqrt{1 - R(\tau_{p\theta}, T_{L\theta})^2} \xi \quad (5.19)$$

avec $R(\tau_{p\theta}, T_{L\theta}) = \exp\left(-\frac{\tau_{p\theta}}{C_{corr} T_{L\theta}}\right)$

où $\tau_{p\theta}$ est le temps de relaxation thermique de la particule et $T_{L\theta}$ est l'échelle lagrangienne temporelle de température (définie au chapitre IV consacré au modèle de dispersion) et C_{corr} représente un coefficient. Le problème réside dans la détermination de ce coefficient. A l'heure actuelle, il n'existe aucune étude relative à cette génération de fluctuation de température. Les vitesses des particules de petites tailles sont fortement corrélées. A cause de cette corrélation, les particules vont se frôler et non se heurter, le transfert de chaleur va donc être plus faible. De plus durant l'étude consacrée au traitement des collisions pour des particules de grosse taille (500 μm), il est démontré au cours du chapitre VIII que le transfert de chaleur par conduction lors des collisions particules/particules ou entre les particules est faible, voire négligeable.

5 Conclusion

L'effet des collisions sur le comportement dynamique de la suspension dans le cas d'un écoulement gaz-particules en conduite ou en canal n'est plus à démontrer. Les travaux récents de Sommerfeld *et al.* (2003) ou de Caraman *et al.* (2003), par exemple, l'ont encore mis en évidence. Cet effet est susceptible de jouer un rôle important sur le transfert de chaleur. Dans le cas de nos simulations, les collisions avec la paroi sont toujours prises en considération. Afin de prendre en compte les effets de rugosité de paroi, un modèle de "paroi virtuelle" proposé par Sommerfeld (1992) est utilisé, ce qui suppose de se donner également l'écart-type σ_γ de l'angle d'inclinaison de la paroi virtuelle. Les collisions inter-particulaires peuvent être prises en compte. Le transfert de chaleur par conduction lors des chocs peut éventuellement être inclus. Le rôle des collisions entre particules et entre particules et paroi a fait l'objet d'une attention particulière. Une étude paramétrique des paramètres de collisions sera réalisée au chapitre VIII consacré aux résultats numériques.

CHAPITRE VI

Influence des particules sur l'écoulement du fluide

1	Introduction	111
2	Modulation de la turbulence par les particules	112
3	Termes sources pour la vitesse moyenne et la température moyenne	115
4	Termes sources traduisant la modulation de la turbulence	115
4.1	Modèle standard	115
4.2	Modèle complet	116
4.3	Modèle Hybride	118
4.4	Modèles récents	119
5	Discussion concernant les coefficients des équations de transport utilisées dans les modèles de turbulence	120
6	Conclusion	125

1 Introduction

Au cours des chapitres précédents, nous avons décrit la simulation mise en place pour la phase fluide (chapitre II) et la phase dispersée (chapitre III à V). Les interactions particule-particule et particule-paroi ont été traitées au chapitre V. Dans ce chapitre nous proposons d'étudier l'action des particules sur le fluide. En effet, la présence des particules induit des modifications sur l'écoulement gazeux aussi bien sur les vitesse et température moyennes que sur la turbulence. Les actions des particules sur le fluide sont de deux types : directes et indirectes.

➤ Les actions directes

Les termes sources $\langle S_{pu_i} \rangle$, $\langle S_{p\theta} \rangle$, $\langle S_{pk} \rangle$ et $\langle S_{p\varepsilon} \rangle$ apparaissant dans les équations de transport (décrites au chapitre II) sont considérés comme des actions directes des particules sur la phase fluide. $\langle S_{pu_i} \rangle$ et $\langle S_{p\theta} \rangle$ caractérisent respectivement les échanges de quantité de mouvement et de chaleur entre la phase continue et la phase dispersée. Les termes additionnels introduits dans les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation de la phase fluide $\langle S_{pk} \rangle$ et $\langle S_{p\varepsilon} \rangle$ représentent la modulation de la turbulence.

En général, il existe différents mécanismes qui ne sont pas indépendants les uns des autres et qui contribuent à la modulation de la turbulence pour les écoulements gaz-particules :

- 1) Dissipation de l'énergie cinétique par les particules
- 2) Augmentation de la viscosité apparente due à la présence des particules
- 3) Etirement des tourbillons ou présence de sillage derrière la particule
- 4) Augmentation du gradient de vitesse entre les particules
- 5) Concentration préférentielle des particules due à la turbulence

Malheureusement, il est impossible de mettre en place un code de calculs tenant compte de tous ces mécanismes à cause de la complexité des couplages et du manque de connaissances sur la génération de la turbulence. Les contributions 2, 4 et 5 ne sont pas prises en compte dans les écoulements dilués.

➤ Les actions indirectes

On peut noter deux types d'actions indirectes. Tout d'abord, la modification du champ de vitesse induite par la présence des particules conduit à une modulation de la turbulence à

travers les termes de production. Ensuite, les coefficients de modélisation des équations de transport de ε_f (C_{ε_2} , C_{ε_3}) et de la viscosité turbulente (C_μ) (définie au chapitre II) agissent également indirectement sur le fluide. Il a été démontré récemment que ces coefficients, déterminés pour des écoulements monophasiques et appliqués aux écoulements diphasiques, sont fortement modifiés par la présence des particules.

Ces différents types d'actions seront développés dans ce chapitre en commençant par plusieurs études de référence qui permettent de caractériser l'influence des particules sur le fluide. Le deuxième paragraphe dresse une étude des termes sources de l'équation de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie. Le troisième paragraphe est consacré aux principales modélisations de la modulation de la turbulence. Le dernier paragraphe propose une discussion concernant la validité des coefficients de modélisation des équations de transport en présence des particules.

2 Modulation de la turbulence par les particules

Lorsque les particules sont introduites dans l'écoulement turbulent, elles sont dispersées par les fluctuations turbulentes du fluide. L'addition de particules peut augmenter ou diminuer la turbulence du gaz, affectant ainsi le comportement de l'écoulement moyen. Dans la littérature, il existe différents critères pour quantifier les interactions entre les particules et la turbulence. Les principaux auteurs ayant proposé une classification de ces interactions sont : Gore et Crowe (1989), Hetsroni (1989) et Elghobashi (1994).

➤ *Classification proposée par Gore et Crowe (1989)*

Gore et Crowe (1989) ont rassemblé un certain nombre de résultats expérimentaux et proposent de classer l'influence des particules sur le fluide en considérant le rapport entre le diamètre des particules (d_p) et une longueur caractéristique de la turbulence du fluide porteur (l_e). La figure 6.1 dresse l'ensemble des résultats collectés et montre la diversité des comportements. Pour un rapport $d_p/l_e < 0,1$ la turbulence est réduite alors qu'au contraire pour un rapport $d_p/l_e > 0,1$ on a augmentation de la turbulence. Ce critère indique que la turbulence est atténuée en présence de petits diamètres de particules et amplifiée en présence de particules de taille relativement élevée. Le rapport critique d_p/l_e , représentant la transition entre la réduction et l'augmentation de la turbulence, est voisin de 0,1 (la figure 6.1 indique plutôt 0,08). La figure 6.1 montre également que le critère d_p/l_e ne suffit pas à classer les écoulements. De plus la classification de Gore et Crowe (1989) ne peut pas prédire le niveau de la modification de la turbulence. Dans la suite de ce chapitre nous qualifierons donc de petites particules, les particules dont le diamètre correspond à $d_p/l_e < 0,08$ et de grosses particules, les particules dont le diamètre correspond à $d_p/l_e > 0,08$.

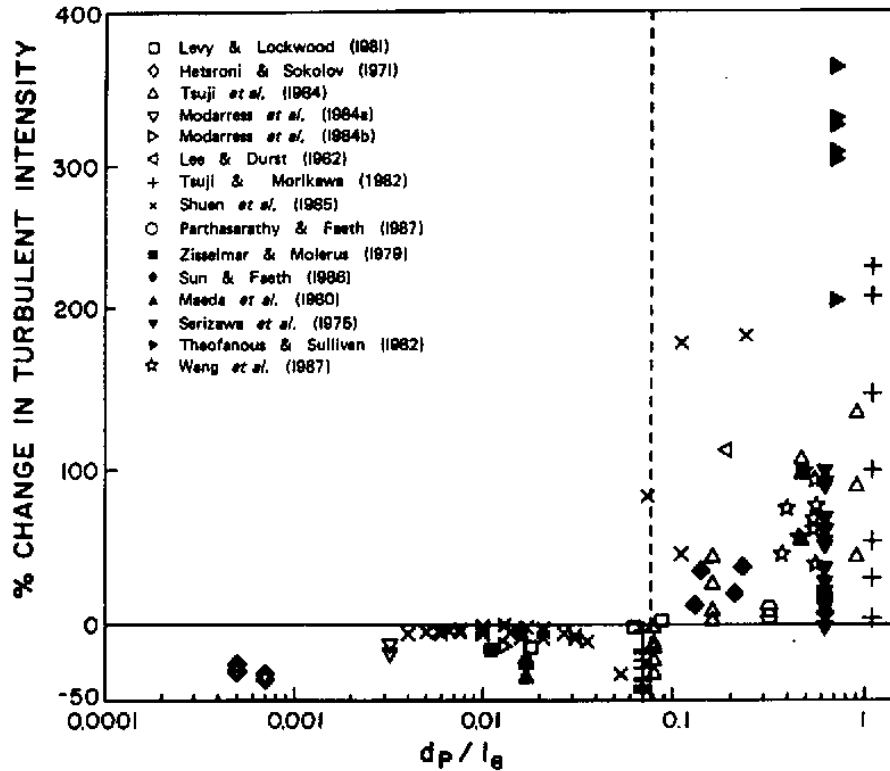


Figure 6. 1: Modification de l'intensité turbulente en fonction des échelles spatiales d'après Gore et Crowe (1989)

➤ *Analyse proposée par Hetsroni (1989)*

Hetsroni (1989) a collecté un certain nombre de résultats expérimentaux, mais pour l'application qui nous intéresse ici, c'est à dire les écoulements gaz-particules en conduite, nous nous limitons aux résultats de Tsuji *et al.* (1984) en conduite verticale et de Tsuji et Morikawa (1982) en conduite horizontale. Hetsroni (1989) indique que la turbulence est atténuée pour un diamètre de particules de 200 μm et Re_p (basé sur la vitesse relative moyenne entre le fluide et les particules) de l'ordre de 0,10. Pour des particules de diamètre plus élevé $d_p = 3,4 \text{ mm}$ et Re_p de l'ordre de 1000, la turbulence est augmentée. Par contre les particules de diamètre 500 μm et Re_p de l'ordre de 100 ont un effet mixte sur la turbulence. Celle-ci est augmentée en région centrale de la conduite et elle est atténuée pour $0,5 < r/R < 1$ ($r/R = 1$ correspond à la paroi).

➤ *Classification proposée par Elghobashi (1994)*

La classification proposée par Elghobashi (1994) est illustrée par la figure 6.2. Ce schéma représente un nombre de Stokes (rapport entre le temps de relaxation des particules et un temps caractéristique des petites structures turbulentes τ_k (échelle de temps de Kolmogorov) ou un temps caractéristiques des grandes structures τ_e) en fonction de la fraction volumique (notée ici Φ_p). Pour de faibles taux de chargements, qui correspondent à une fraction volumique $\Phi_p \leq 10^{-6}$, les particules n'ont pas d'influence sur la phase fluide d'où la dénomination « one-way coupling ». Pour des fractions volumiques comprises entre 10^{-3} et 10^{-6} , l'influence des particules sur le fluide ne peut plus être négligée. En effet, pour un rapport τ_p/τ_e supérieur à 1, il y a production de la turbulence. Au contraire pour un rapport inférieur à 1, il y a réduction de la turbulence. Dans cette gamme de fraction volumique, la modulation de la turbulence doit être considérée. Pour des fractions volumiques encore plus élevées, $\Phi_p \geq 10^{-3}$, les interactions particules/particules qui correspondent aux collisions interparticulaires définies au chapitre V, doivent être également prises en compte d'où la dénomination « four way coupling ».

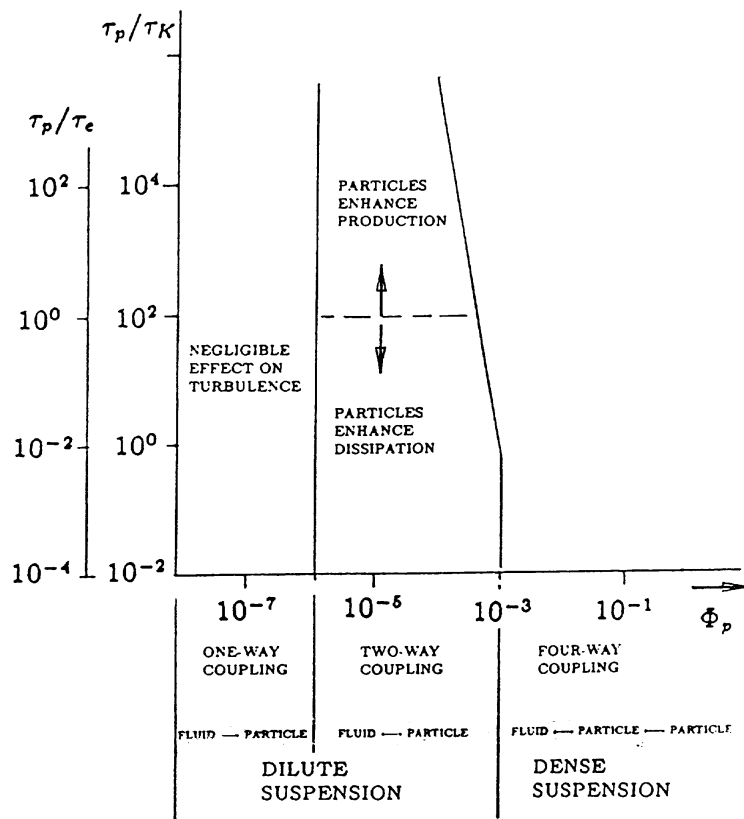


Figure 6. 2 : Classification selon Elghobashi (1994) des écoulements particulaires établie pour une turbulence homogène et isotrope

3 Termes sources pour la vitesse moyenne et la température moyenne

Au cours du chapitre II consacré à la modélisation de la phase fluide, il a été indiqué que des termes additionnels $\langle S_{pu_i} \rangle$ et $\langle S_{p\theta} \rangle$ sont introduits dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement de la phase fluide et de l'équation de l'énergie de la phase fluide pour tenir compte de la présence des particules. Ces termes, comme nous l'avons vu en introduction traduisent respectivement les échanges de quantité de mouvement et de chaleur entre la phase continue et la phase particulaire au niveau des interfaces. Intéressons-nous d'abord à $\langle S_{pu_i} \rangle$. Il existe deux approches pour formuler ce terme source. L'approche eulérienne utilisée dans les modèles dits à « deux fluides » ne prend généralement en compte que la force de traînée. La seconde méthode est l'approche lagrangienne qui présente l'avantage de prendre en compte toutes les forces qui agissent sur la particule. Dans notre code les deux écritures sont mises en place mais pour la raison invoquée ci-dessus nous préférons utiliser pour nos simulations la formulation lagrangienne des termes sources. Les forces de surface exercées par le fluide sur les particules (traînée, portance) sont à l'origine de ces échanges de quantité de mouvement. Pour des inclusions sans changement de phase, le terme $\langle S_{pu_i} \rangle$ qui traduit les échanges de quantité de mouvement s'exprime d'après Berlemont *et al.* (1990) de manière classique :

$$\langle S_{pu_i} \rangle = n \left\langle -m_p \left[\frac{dU_{pi}}{dt} - g_i \right] \right\rangle \quad (6.1)$$

où n est le nombre de particules par unité de volume de suspension.

De la même manière, le terme $\langle S_{p\theta} \rangle$ traduisant les échanges de chaleur entre la phase dispersée et la phase continue s'écrit, dans le cas d'inclusions sans changement de phase, de la manière suivante :

$$\langle S_{p\theta} \rangle = n \left\langle h_p \pi d_p^2 (\Theta_p - \Theta_f) \right\rangle \quad (6.2)$$

4 Termes sources traduisant la modulation de la turbulence

Afin de tenir compte de l'influence des particules sur la turbulence de la phase fluide il faut, entre autre, introduire des termes sources dans les équations de transport de la phase fluide. Le couplage entre les deux phases fait l'objet d'une attention particulière. En effet, de nombreux auteurs ont montré que la turbulence peut avoir un effet important sur le transfert de chaleur. Dans la littérature, on peut trouver différentes modélisations de ces termes sources. Dans ce paragraphe, nous présenterons successivement la modélisation classique de la turbulence du fluide en écoulement diphasique (Berlemont *et al.* 1990), la modélisation complète (Simonin et Squires 2001) et la modélisation hybride (Moissette 2001) et leurs limites.

4.1 Modèle standard

La formulation standard des termes sources repose sur l'hypothèse d'équilibre local qui stipule que l'énergie cinétique turbulente produite dans le sillage des particules est immédiatement dissipée.

Dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente du fluide k_f , cette hypothèse aboutit à la formulation classique rencontrée dans la littérature (Berlemont *et al.* 1990) :

$$\langle S_{pk} \rangle = \langle S_{pu_i} u_{fi} \rangle \quad (6.3)$$

Par analogie avec le fluide pur, la modélisation du terme source dans l'équation de transport du taux de dissipation ε_f s'écrit :

$$\langle S_{p\varepsilon} \rangle = C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon_f}{k_f} \langle S_{pk} \rangle \quad (6.4)$$

où $C_{\varepsilon 3}$ est un coefficient dont la valeur varie selon les auteurs et fait l'objet d'une discussion au paragraphe 5.

Le défaut majeur de ce modèle est qu'il ne prédit qu'une atténuation de l'énergie cinétique turbulente alors qu'il a été démontré expérimentalement que les particules de grosse taille ont tendance à augmenter la turbulence. L'hypothèse selon laquelle l'énergie turbulente produite dans le sillage est immédiatement dissipée est bien sûr responsable de ce défaut. Cette hypothèse s'avère acceptable dans le cas de petites particules : en effet la production due au sillage s'effectue à une échelle comparable à la taille des particules. L'énergie produite y est immédiatement dissipée. Cela n'est plus vrai lorsque l'écoulement est chargé en grosses particules.

Nous verrons au chapitre VIII que la formulation classique des termes sources conduit dans certains cas à de bonnes prédictions de la turbulence (Tsuji *et al.* (1984)). En effet, le terme de production exprimé en fonction du gradient de vitesse du fluide dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente qui est indépendant du terme source peut avoir un rôle prépondérant dans le bilan global. Comme les particules modifient le profil de vitesse du fluide et donc également le gradient de vitesse, ce terme peut devenir important et peut contribuer à une bonne représentation de la turbulence.

4.2 Modèle complet

Les études de Crowe et Gillandt (1998) et Crowe (2000) ou encore plus récemment Simonin et Squires (2001) concernant la modélisation du terme additionnel de l'équation de l'énergie cinétique turbulente k_f ont mis en évidence le fait que la modélisation couramment adoptée était mal adaptée au cas de grosses particules. Les termes sources classiques ne conduisent qu'à une diminution de la turbulence. D'après ces auteurs, la production de turbulence par les particules est principalement due aux effets de sillage, non pris en compte dans les modèles classiques. Ces mêmes auteurs ont proposé une expression exacte afin d'y remédier :

$$\langle S_{pk} \rangle = -\left(\langle S_{pu_i} \rangle (\langle U_{fi} \rangle - \langle U_{pi} \rangle) - \langle S_{pu_i} u_{pi} \rangle \right) \quad (6.5)$$

La relation (6.5) est équivalente à l'expression (6.6) établie de façon rigoureuse par Simonin et Squires (2001) pour les modèles à deux fluides :

$$\langle S_{pk} \rangle = \underbrace{\frac{\alpha_p \rho_p}{\tau_p} (V_{r,i} V_{d,i} + (2k_{fp} - 2k_f))}_{\langle \tilde{S}_{pk} \rangle} + \underbrace{\frac{\alpha_p \rho_p}{\tau_p} (V_{r,i} V_{r,i} + (2k_f + 2k_p - 4k_{fp}))}_{\langle \pi_w \rangle} \quad (6.6)$$

et $\langle (U_{fi}) - (U_{pi}) \rangle = V_{r,i} + V_{d,i}$

$V_{d,i}$ est la vitesse de dérive qui représente la moyenne de la fluctuation de vitesse du fluide (localement non perturbé) conditionnée par la présence des particules. Une vitesse de dérive non nulle indique qu'il existe une corrélation entre les fluctuations de vitesse du fluide vu et la distribution instantanée des particules dispersées.

On peut identifier deux contributions dans ce terme source : un terme dit de « vraie modulation de la turbulence » $\langle \tilde{S}_{pk} \rangle$ qui regroupent les mécanismes se produisant aux grandes échelles et un terme dit de « pseudo-turbulence » qui regroupent les mécanismes se produisant à des échelles comparables à la taille des particules (effet de sillage derrière la particule) $\langle \pi_w \rangle$.

L'expression (6.6) peut encore s'écrire :

$$\langle S_{pk} \rangle = \frac{\alpha_p \rho_p}{\tau_p} \left(\langle (U_{fi}) - (U_{pi}) \rangle V_{r,i} + (k_p - k_{fp}) \right)$$

D'après cette nouvelle écriture, il est possible de prédire soit une augmentation soit une atténuation de la turbulence. Il faut également noter que l'expression proposée par Crowe (2000) est analogue à celle établie analytiquement par Simonin et Squires (2001) en posant la vitesse de dérive $V_{d,i} = 0$.

La question concernant la définition du taux de dissipation reste en suspens. En effet si la production d'énergie cinétique turbulente dans le sillage des particules n'est pas dissipée immédiatement cela signifie que la production a lieu à une grande échelle devant la taille des structures dissipatives. Crowe (2000) propose une estimation du taux de dissipation plutôt qu'une équation de bilan, sous la forme :

$$\varepsilon_f = k_f^{3/2} \left[\frac{1}{\lambda} + \frac{1}{l} \right] = \frac{k_f^{3/2}}{l_h} \quad (6.7)$$

où l'on voit apparaître une échelle de longueur hybride l_h , telle que $\frac{1}{l_h} = \frac{1}{l} + \frac{1}{\lambda}$,

λ et l représentant respectivement la distance moyenne entre deux particules et l'échelle de longueur intégrale de la turbulence du fluide en l'absence de particules. Les expressions de ces échelles sont données par :

$$\lambda = \left(\frac{\pi d_p^3}{6 \alpha_p} \right)^{1/3} - d_p \quad (6.8)$$

$$l = \frac{k_{f0}^{3/2}}{\varepsilon_{f0}} \quad (6.9)$$

où k_{f0} et ε_{f0} caractérisent respectivement l'énergie cinétique turbulente du fluide et le taux de dissipation en fluide pur.

L'expression (6.7), bien que simpliste représente correctement les deux comportements asymptotiques :

- écoulement monophasique : $\lambda \rightarrow \infty$ conduit à $l_h = l$
- écoulement dense : $\lambda \ll 1$ d'où $l_h = \lambda$

Par contre $\lambda = l$ conduit à $l_h = l/2$ qui est physiquement incorrecte.

4.3 Modèle Hybride

Moissette (2001) a utilisé la même formulation que celle employée par Crowe (2000) pour exprimer le terme source de l'énergie cinétique turbulente (6.6) mais avec une équation de transport pour le taux de dissipation. En faisant l'hypothèse, récemment contestée, selon laquelle la production additionnelle ou la destruction de la dissipation est proportionnelle à $\langle S_{pk} \rangle$, le terme source de l'équation du taux de dissipation $\langle S_{pe} \rangle$ s'écrit sous la forme (6.4).

Boulet et Moissette (2002) ont comparé les trois modélisations des termes sources pour un écoulement gaz-particules en conduite verticale: le modèle classique (les expressions sont données au paragraphe 4.1), le modèle proposé par Crowe (2000) et le modèle hybride. Les résultats numériques ont été confrontés aux résultats expérimentaux de Tsuji *et al.* (1984) qui mettent en jeu des particules de diamètre d_p égal à 200 μm et 500 μm . Ils montrent que le seul modèle capable de prédire les résultats expérimentaux est le modèle dit « hybride ». En effet le modèle classique ne conduit qu'à une atténuation de la turbulence, le modèle de Crowe conduit à une mauvaise prédiction de la turbulence en zone de proche paroi. Il faut rappeler que pour prédire les échanges thermiques entre la suspension et la paroi, il est nécessaire d'avoir la modélisation la plus fine possible du comportement dynamique principalement en zone de proche paroi. Ces auteurs notent également que les résultats varient fortement en fonction de la valeur du coefficient C_{ε_3} (la sensibilité de ce coefficient sera discutée au paragraphe 5). Par optimisation numérique cette constante est évaluée à 1,8. Récemment, Lain *et al.* (2002) a également étudié la modulation de la turbulence dans un écoulement à bulles en colonne verticale avec une expression identique à celle proposée par Moissette (2001). Au cours de ces travaux, Sommerfeld (2002) a testé l'influence de la valeur de C_{ε_3} sur les profils de vitesse du liquide. Il conclut que les résultats sont fortement modifiés en fonction de la valeur de C_{ε_3} .

Remarque : La modélisation de la dispersion des particules nécessite l'évaluation des échelles caractéristiques de la turbulence (décrites au chapitre IV) sous la forme : $T_L = C_L \frac{k_f}{\varepsilon_f}$

où C_L est une constante discutée au chapitre IV.

Dans cette relation k_f et ε_f caractérisent respectivement l'intensité des structures porteuses d'énergie et le taux de dissipation de ces structures. Il est donc important dans le cadre des approches eulériennes-lagrangiennes d'estimer correctement ces deux grandeurs. Les formulations proposées par Crowe (2000) et par Moissette (2001) (modèle hybride) concernant le taux de dissipation du fluide ne sont pas correctes d'un point de vue théorique (la cascade énergétique est perturbée par la présence des particules). En effet dans le cas où la cascade énergétique est perturbée, la définition du taux de dissipation est particulièrement délicate.

Cependant en l'absence d'une meilleure modélisation du terme source du taux de dissipation, nous décidons de garder la formulation du modèle dit « hybride ».

L'ensemble des expressions lagrangiennes utilisé dans le cadre de nos simulations est reporté dans le tableau 6.1. Les formulations équivalentes dans les modèles à deux fluides figurent également dans ce tableau.

Terme source	Formulation eulérienne	Formulation lagrangienne
$\langle S_{pui} \rangle$	$\frac{\alpha_p \rho_p}{\tau_p} (\langle U_{pi} \rangle - \langle U_{fi} \rangle)$	$n \left\langle -m_p \left(\frac{dU_{pi}}{dt} - g_i \right) \right\rangle$
$\langle S_{p\theta} \rangle$	$\frac{6\alpha_p h_p}{d_p} (\langle \Theta_p \rangle - \langle \Theta_f \rangle)$	$n \langle h_p \pi d_p^2 (\Theta_p - \Theta_f) \rangle$
$\langle S_{pk} \rangle$ (forme classique)	$\frac{\alpha_p \rho_p}{\tau_p} (-\langle u_{fi} u_{fi} \rangle + \langle u_{pi} u_{fi} \rangle)$	$\langle s_{pui} u_{fi} \rangle$
$\langle S_{pk} \rangle$ d'après Crowe (2000)	$\frac{\alpha_p \rho_p}{\tau_p} (\langle U_{fi} - U_{pi} ^2 \rangle + (k_p - k_{fp}))$	$\langle S_{pui} \rangle (\langle U_{fi} \rangle - \langle U_{pi} \rangle) + \langle s_{pui} u_{pi} \rangle$
$\langle S_{pk} \rangle$ d'après Simonin et Squires (2001)	$\frac{\alpha_p \rho_p}{\tau_p} (\langle U_{fi} - U_{pi} \rangle V_{r,i} + (k_p - k_{fp}))$ et $\langle U_{fi} - U_{pi} \rangle = V_{r,i} + V_{d,i}$	
Equation spécifique utilisée pour ε_f lorsque l'on applique le modèle de Crowe (2000)	$\varepsilon_f = \rho_p \frac{k_f^{3/2}}{l_h}$	
$\langle S_{pe} \rangle$ (forme classique)	$C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon_f}{k_f} \langle S_{pk} \rangle$	

Tableau 6.1 : Tableau récapitulatif des expressions disponibles pour les termes sources en formulation eulérienne et lagrangienne.

4.4 Modèles récents

Malgré les nombreux travaux et les avancées qui ont été réalisés récemment, la modélisation du terme de couplage pour le taux de dissipation $\langle S_{pe} \rangle$ reste un problème non résolu à ce jour. Squires et Eaton (1994) et Boivin *et al.* (1998) montrent qu'en turbulence homogène isotrope, selon le chargement massique défini par $\alpha_p \rho_p / \rho_f$, le terme source de l'équation de transport du taux de dissipation, $\langle S_{pe} \rangle$ peut être positif ou négatif. Le terme source de l'équation de transport de l'énergie cinétique $\langle S_{pk} \rangle$ quant à lui est toujours négatif. Ce qui conduit à dire que pour une même configuration, selon la fraction massique, la valeur de $C_{\varepsilon 3}$ peut être soit positive soit négative (la validité de ce coefficient sera discutée au paragraphe

5). Cette constatation met en évidence que la modélisation même de $\langle S_{pe} \rangle$ est défailante. D'autres auteurs se sont attachés à étudier la modélisation de ce terme : Mashayek et Taulbee (2002) cités par Vermorel (2003), proposent une autre modélisation pour un écoulement turbulent cisailé homogène dont l'avantage est que le signe de $\langle S_{pe} \rangle$ n'est pas fixé par le signe de $\langle S_{pk} \rangle$. Cependant ce modèle présente l'inconvénient de ne pas prédire de bons résultats. De plus, il faut réajuster la valeur de $C_{\varepsilon 3}$ pour chaque simulation.

5 Discussion concernant les coefficients des équations de transport utilisées dans les modèles de turbulence

Les termes sources décrits au paragraphe précédent agissent de manière directe sur le fluide. Par contre, il existe d'autres effets liés à la présence des particules. L'équation de transport de ε_f et la relation donnant la viscosité turbulente (équations (2.5) et (2.6) du chapitre II et le tableau 6.1) font intervenir des constantes de modélisation ($C_{\varepsilon 2}$, $C_{\varepsilon 3}$ et C_{μ}). Il a été démontré récemment que ces valeurs sont fortement influencées par la présence des particules. C'est ce que l'on appelle des actions indirectes des particules sur le fluide. Ces coefficients ont été déterminés pour des écoulements monophasiques et sont appliqués aux écoulements diphasiques. La question que nous pouvons nous poser concerne la validité de ces constantes pour les écoulements diphasiques. Les études relatives à ces coefficients montrent qu'ils ne sont pas universels. Squires et Eaton (1994) et Boivin *et al.* (1998) montrent qu'en turbulence homogène isotrope, selon le chargement massique et le temps de relaxation des particules, $C_{\varepsilon 3}$ peut être soit positif soit négatif. $C_{\varepsilon 2}$, qui représente la destruction de la dissipation, est constitué de deux termes : le premier qui représente la production de dissipation par étirement tourbillonnaire et le second qui représente la destruction visqueuse de dissipation. Smith et Reynolds (1991) ont montré que pour des écoulements monophasiques, il y a quasi-équilibre entre ces deux termes. Par contre pour des écoulements chargés en petites particules, Squires et Eaton (1994) ont montré que l'équilibre entre ces deux termes n'existe plus. Plus le chargement en particules augmente et plus le terme de production est réduit par rapport à la destruction visqueuse, ce qui doit entraîner une augmentation de $C_{\varepsilon 2}$. Les résultats des travaux de Squires et Eaton (1994) sont représentés sur les figures 6.3 et 6.4. La figure 6.3 donne la variation du rapport $C_{\varepsilon 2}/C_{\varepsilon 2}^o$ en fonction de la fraction massique pour différents rapports τ_p/T_f où T_f représente l'échelle intégrale de temps définie par $T_f = L_f/\sqrt{k_f}$. $C_{\varepsilon 2}^o$ est la valeur de $C_{\varepsilon 2}$ obtenue en fluide seul, elle vaut 0,6. La figure 6.3 indique que $C_{\varepsilon 2}$ augmente en présence des particules, par contre le coefficient diffère selon l'inertie des particules. Pour les grosses particules ($\tau_p/T_f = 1,5$), $C_{\varepsilon 2}$ est légèrement modifié par l'augmentation du chargement massique, tandis que pour les petites particules ($\tau_p/T_f = 0,14$) $C_{\varepsilon 2}$ varie de manière considérable. La figure 6.4, qui représente la variation du rapport $C_{\varepsilon 3}/C_{\varepsilon 3}^o$ en fonction de la fraction massique, montre à quel point la valeur du coefficient $C_{\varepsilon 3}$ peut varier en fonction des différents paramètres tels que la fraction massique et le rapport τ_p/T_f . A partir de ces deux figures, il est possible de tracer la variation du rapport $C_{\varepsilon 3}/C_{\varepsilon 2}$ en fonction de la fraction massique (figure 6.5). Cette figure indique que ce rapport

est fortement atténué pour les plus petits rapports de τ_p/T_f . Par contre pour le rapport le plus élevé ($\tau_p/T_f = 1,5$), le comportement est différent : le rapport de $C_{\varepsilon 3}/C_{\varepsilon 2}$ augmente jusqu'à atteindre son maximum pour une fraction massique environ égale à 0,5 puis il décroît.

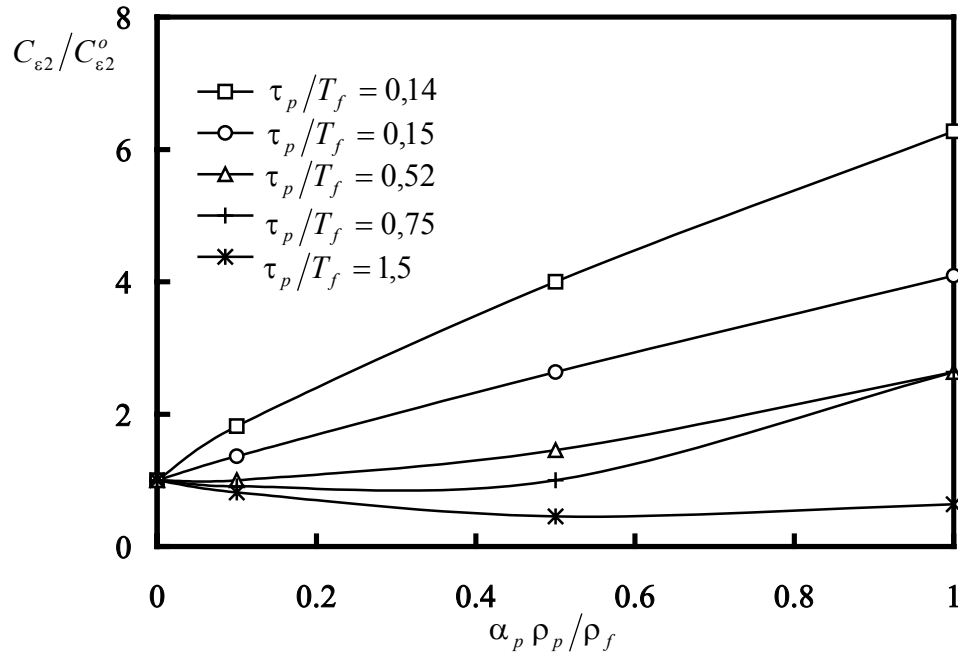


Figure 6. 3 : Effet de la fraction massique sur le rapport $C_{\varepsilon 2}/C_{\varepsilon 2}^o$, d'après Squires et Eaton (1994)

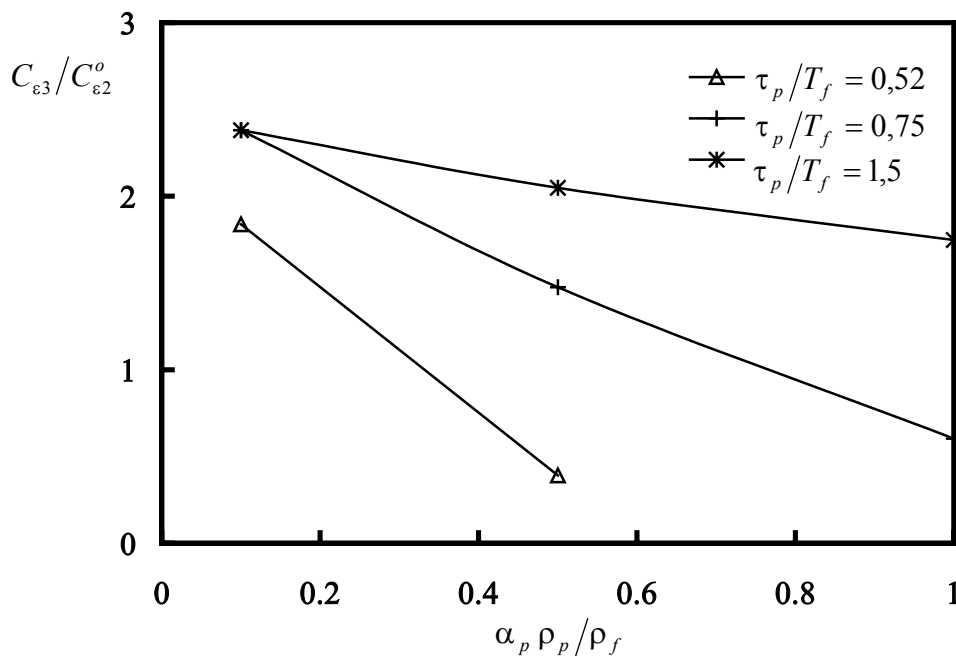


Figure 6. 4 : Effet de la fraction massique sur le rapport $C_{\varepsilon 3}/C_{\varepsilon 2}^o$, d'après Squires et Eaton (1994)

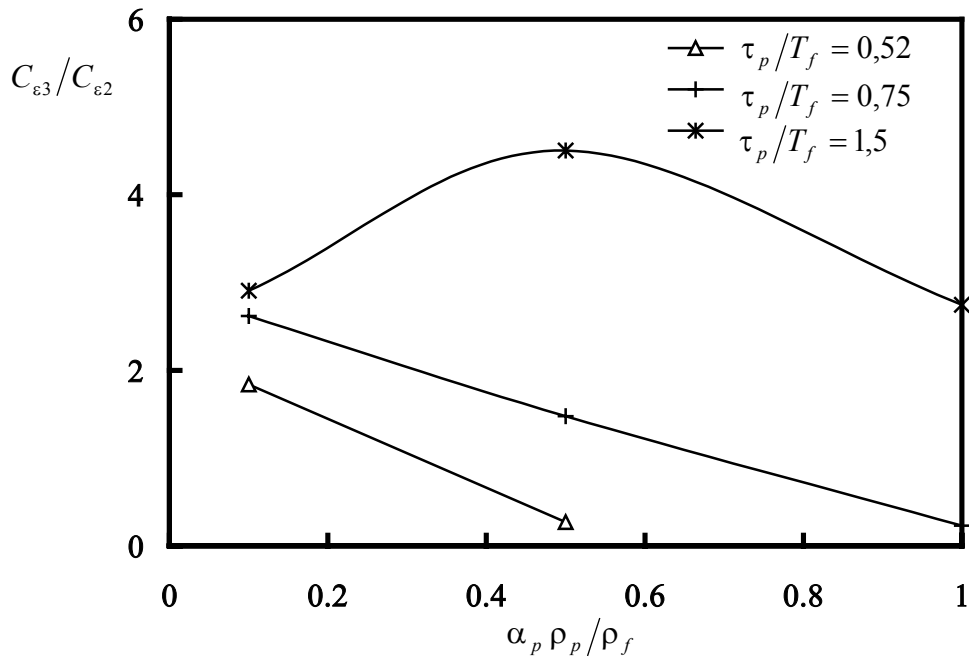


Figure 6.5 : Evolution du rapport $C_{\epsilon_3}/C_{\epsilon_2}$ en fonction de la fraction massique, d'après Squires et Eaton (1994)

Les récents travaux de Vermorel (2003) permettent également de mettre en évidence les variations de C_{ϵ_2} en présence des particules et indiquent que ce coefficient devrait augmenter en présence des particules mais aucune tendance ne se dégage clairement.

A partir des travaux de DNS réalisés par Boivin *et al.* (1998) visant à déterminer les termes sources $\langle S_{pk} \rangle$ et $\langle S_{pe} \rangle$ pour les différents temps de relaxation des particules ($\tau_p = 0,064 ; 0,23 ; 0,58$ s), il est possible d'étudier la valeur de C_{ϵ_3} en fonction de la valeur de C_{ϵ_2} . Deux valeurs ont été testées $C_{\epsilon_2} = 1,92$ et $C_{\epsilon_2} = 1,8$. La première correspond à la valeur utilisée pour le modèle $k-\epsilon$ standard et la deuxième valeur correspond à la valeur utilisée dans le cadre de nos simulations avec le modèle NEVM (explicité au chapitre II). La figure 6.6 représente les résultats de C_{ϵ_3} en fonction de la fraction massique pour les différents temps de relaxation des particules cités précédemment. Sur ce graphe, les lignes continues correspondent aux résultats pour $C_{\epsilon_2} = 1,92$ (valeur du modèle $k-\epsilon$ standard) et les traits pointillés correspondent aux résultats pour $C_{\epsilon_2} = 1,8$ (valeur du modèle NEVM). Cette figure montre à la fois la diversité des comportements et la difficulté de quantifier C_{ϵ_2} et C_{ϵ_3} . Toutefois nous pouvons remarquer que pour la valeur de τ_p la plus faible ($\tau_p = 0,064$ s), C_{ϵ_3} est négatif et ceci quelle que soit la fraction massique. A l'opposé, pour la valeur la plus élevée, $\tau_p = 0,58$ s, C_{ϵ_3} est positif quelle que soit la fraction massique. Pour la valeur de τ_p intermédiaire ($\tau_p = 0,23$ s), le comportement est totalement différent. Le coefficient croît jusqu'à une valeur maximale de l'ordre de 2,5 pour une fraction massique inférieure à 0,5. A partir de cette valeur, le coefficient décroît et devient même négatif pour une fraction massique légèrement inférieure à 1. Les deux valeurs de C_{ϵ_2} utilisées ne montrent pas de différences notables sur les résultats.

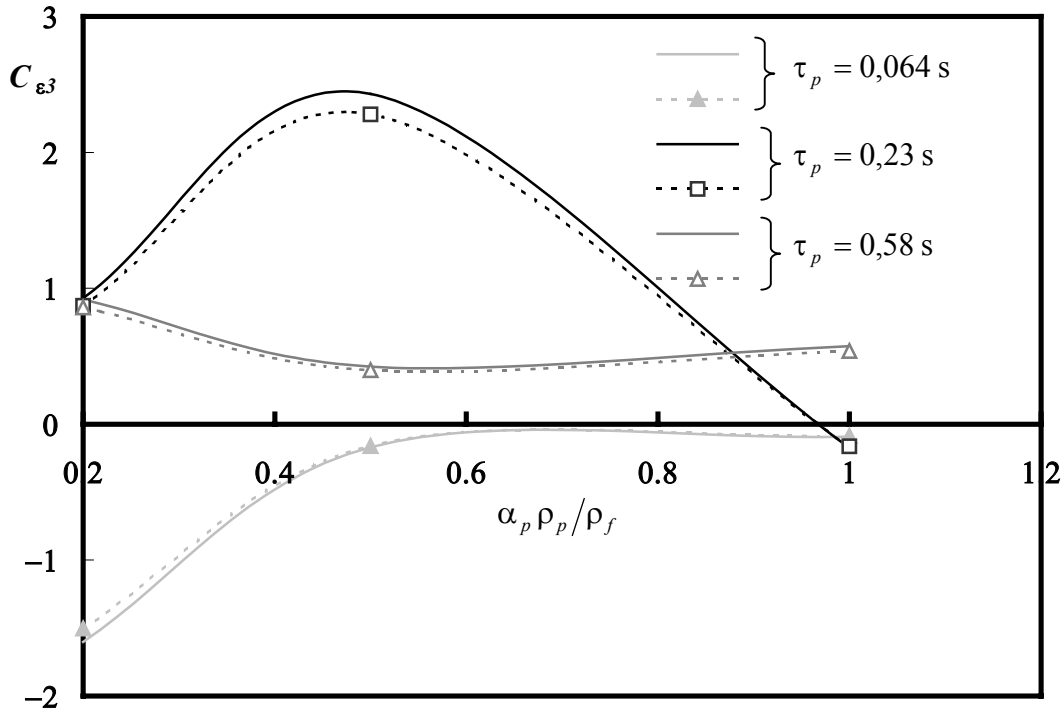


Figure 6. 6 : Evolution de C_{ϵ_3} en fonction de la fraction massique pour différents temps de relaxation des particules obtenus par Boivin *et al.* (1998). (— : $C_{\epsilon_2}=1,92$; --- $C_{\epsilon_2} = 1,8$)

Afin de comprendre dans quelle mesure les particules que nous simulons peuvent affecter les valeurs des coefficients des équations de transport de ϵ_f , plaçons-nous dans le cas le plus défavorable, c'est à dire en présence de petites particules. Cela correspond, dans le cas de nos simulations aux expériences de Aihara *et al.* (1997) avec des particules de 43 μm . Les valeurs de τ_p/T_f estimées ($T_f = L_f/\sqrt{k_f}$ où $L_f = \sqrt{\langle u_f^2 \rangle} T_{mEz}$ avec $T_{mEz} = T_{Lz}/0,6$), reportées dans le tableau 6.3 sont des grandeurs moyennes :

d_p (μm)	ρ_p (kg m^{-3})	τ_p (s)	τ_p/T_f	Fraction massique $\alpha_p \rho_p / \rho_f$
43	2440	0,016	0,54	0,56

Tableau 6. 2 : Estimation du rapport τ_p/T_f et de la fraction massique correspondant aux données expérimentales de Aihara *et al.* (1997)

En reportant les résultats de l'estimation de τ_p/T_f sur la figure 6.3, nous pouvons dire que le rapport $C_{\epsilon_2}/C_{\epsilon_2}^o$ (pour une fraction massique de 0,56) est légèrement modifié par la présence des particules. Par contre le coefficient C_{ϵ_3} est fortement diminué en présence de particules (figures 6.4 et 6.5). La figure 6.6 indique que pour cette fraction massique ($\alpha_p \rho_p / \rho_f = 0,56$) et à $\tau_p = 0,016$ s, C_{ϵ_3} est fortement modifié par la présence des particules et peut même

devenir négatif. Les travaux de Vermorel (2003) confirment nos résultats en indiquant que dans certains cas, cette valeur peut devenir négative. En partant de cette constatation, différentes valeurs de C_{ε_3} seront testées en utilisant le modèle « hybride » au chapitre VIII.

En ce qui concerne le coefficient C_μ utilisé pour modéliser la viscosité turbulente, dont la valeur usuelle en fluide seul est $C_\mu = 0,09$, Portela *et al.* (2002) ont montré en DNS pour un écoulement en canal que celle-ci varie en fonction de la distance à la paroi. Balzer et Simonin (1996) proposent une expression de C_μ en fonction des caractéristiques de la phase dispersée (concentration, temps de relaxation des particules), à savoir :

$$C_\mu^* = C_\mu / \left(1 + \frac{C_{12} \alpha_p \rho_p}{St \rho_f} \left(1 - \frac{k_{fp}}{2k_f} \right) \right) \text{ avec } C_{12} = 0,314 \quad (6.10)$$

où le nombre de Stokes St désigne le rapport entre le temps de relaxation des particules et le temps de retournement ($St = \tau_p \varepsilon_f / k_f$). Cette expression montre bien que C_μ^* est fortement modifié si le mouvement des particules est fortement décorrélié de celui du fluide. En présence des particules, plus le taux de chargement augmente et plus le coefficient C_μ^* a tendance à diminuer.

En s'inspirant des travaux de Balzer et Simonin (1996), Vermorel (2003) propose une expression de C_μ^* , légèrement différente, s'écrivant:

$$C_\mu^* = C_\mu / \left(1 + \frac{2\alpha_p \rho_p}{C_{1p} \rho_f St} \left(1 - \frac{k_{fp}}{2k_f} \right) \right) \text{ avec } C_{1p} = 2 \quad (6.11)$$

La correction de la viscosité turbulente est maximale pour $\frac{k_{fp}}{2k_f} \ll 1$ et elle est minimale pour

$\frac{k_{fp}}{2k_f} \approx 1$ (qui correspond à une forte corrélation entre le mouvement des particules et celui du

fluide). La viscosité turbulente risque donc d'être fortement réduite en présence de grosses particules. Notons également que pour des écoulements en fluide pur les expressions (6.10) et (6.11) conduisent toutes les deux à $C_\mu^* = C_\mu$.

L'ensemble des résultats est traité au dernier chapitre, toutefois afin d'estimer la variation de C_μ^* en présence de particules de gros diamètre, prenons le cas de Tsuji et Morikawa (1982) : diamètre $d_p = 200 \mu\text{m}$ et $\rho_p = 1020 \text{ kg m}^{-3}$, pour un taux de chargement de l'ordre de 0,4.

Les valeurs reportées dans le tableau 6.2 sont les valeurs au centre de la conduite :

m	$\langle U_f \rangle$ (m s^{-1})	$\langle U_p \rangle$ (m s^{-1})	k_{fp} ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)	k_f ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)	ε_f ($\text{m}^2 \text{s}^{-3}$)	α_p	τ_p (s)	C_μ^* expression (6.11)	C_μ^* expression (6.12)
0,4	10	9,8	0,0331	0,213	6,36	0,00048	0,0975	0,087	0,081

Tableau 6.3 : Résultats de l'estimation de C_μ^* basés sur les données expérimentales de Tsuji et Morikawa (1982).

Les résultats montrent que la valeur de C_μ^* obtenue par la relation (6.10) conduit à une modification de 3 % sur C_μ^* tandis que la relation (6.11) conduit à une modification de l'ordre de 10 %. Les résultats des différents tests réalisés en fonction des différentes expressions seront exposés au chapitre VIII.

Nous avons vu précédemment qu'il existe un certain nombre de travaux concernant la variation des coefficients permettant la modélisation de la dynamique. Il faut rappeler que les particules traversent une portion de conduite anisotherme qui nécessite la modélisation des flux de chaleur turbulents. Au chapitre II, il a été indiqué que la valeur de C_t , utilisée en monophasique pour modéliser ces flux de chaleur turbulents de la phase fluide ($\langle u_{ff} \theta_f \rangle$) n'est pas constante mais dépend de la distance à la paroi (Abe et Suga 2001). Comme la présence des particules affecte considérablement l'écoulement, nous pouvons également nous poser la question concernant la validité de cette valeur en diphasique. A l'heure actuelle, il n'existe pas de travaux relatifs à l'étude de la variation de C_t en fonction des caractéristiques des particules (fraction massique, temps de relaxation des particules) et en fonction de la distance à la paroi. Ne connaissant pas dans quelle mesure ce coefficient varie, nous le considérons constant et égal à la valeur obtenue en monophasique par optimisation numérique au chapitre II.

6 Conclusion

Dans le premier paragraphe de ce chapitre, les différentes classifications des écoulements ont été présentées. La méthode proposée par Gore et Crowe (1989) permet de classer les écoulements mais présente l'inconvénient de ne pouvoir prédire le niveau de la modification de la turbulence. Les modélisations des différents termes sources : $\langle S_{pu_i} \rangle$, $\langle S_{p\theta} \rangle$ formulés de manière classique ont également été présentés. Il a été démontré que l'expression standard (décrite au paragraphe 4.1) du terme source $\langle S_{pk} \rangle$ ne prédit qu'une atténuation de la turbulence, donc elle paraît bien adaptée au cas des petites particules par contre pour les grosses particules ce modèle est incapable de prédire une augmentation de la turbulence. La modélisation du terme de couplage pour le taux de dissipation $\langle S_{pe} \rangle$ quand à elle, reste un problème non résolu et ce malgré les récents travaux réalisés à ce sujet.

De nombreux travaux ont montré que les coefficients de modélisations des équations de conservation de ε_f (C_{ε_3} et C_{ε_2}) et de la viscosité turbulente (C_μ), déterminés pour des écoulements monophasiques et appliqués aux écoulements diphasiques, sont fortement perturbés par la présence des particules. Le coefficient C_{ε_3} est fortement modifié par la présence des petites particules. D'après l'estimation obtenue dans le cas des expériences de Aihara *et al.* (1997), les résultats indiquent que C_{ε_3} peut être négatif. Des essais ont été menés à ce sujet et les résultats seront présentés au chapitre VIII. L'ensemble des résultats indique que ces coefficients doivent dépendre des caractéristiques de la phase dispersée (fraction massique, temps de relaxation des particules...).

CHAPITRE VII

Traitement numérique : Mise en forme et tests de sensibilité

1	Introduction	129
2	Configurations expérimentale et numérique	129
3	Résolution numérique.....	133
3.1	Création de la géométrie et du maillage.....	134
3.2	Conditions initiales.....	135
3.3	Conditions aux limites.....	135
3.3.1	A la paroi.....	135
3.3.2	Au centre de la conduite.....	136
3.4	Schéma numérique	136
3.4.1	Coefficient de sous relaxation	137
3.4.2	Critère de convergence et dérive	138
3.4.3	Pas de temps d'intégration	138
4	Tests de sensibilité en conduite horizontale	139
4.1	Maillage.....	139
4.1.1	Fluide seul	139
4.1.2	Ecoulement diphasique.....	141
4.2	Nombre de particules injectées.....	142
4.3	Nombre d'itérations eulériennes-lagrangiennes	145
5	Conclusion.....	149

1 Introduction

L'ensemble des éléments de modélisation utiles à la simulation des écoulements gaz-particules en conduite par approche eulérienne-lagrangienne a été présenté tout au long de ce mémoire (du chapitre II au chapitre VI). La résolution numérique est basée sur les configurations expérimentales disponibles. L'écoulement de la phase gazeuse est simulé par résolution des équations de Navier Stokes moyennées associées à un modèle de fermeture à bas nombre de Reynolds (l'ensemble de la procédure est décrite au chapitre II). Le suivi lagrangien est basé sur le principe fondamental de la dynamique, en incluant les forces de gravité et les actions hydrodynamiques auxquelles sont soumises les particules (chapitre III, IV et V). La température de chaque particule est calculée le long de sa trajectoire par résolution d'un bilan thermique. L'influence de la turbulence de l'écoulement gazeux sur le mouvement des particules est simulée par un modèle de dispersion, complété par la simulation des fluctuations de température décrite au chapitre IV.

Dans ce chapitre, le paragraphe qui suit présente les configurations expérimentales étudiées et l'organigramme de notre simulation numérique. Le paragraphe suivant précise le schéma numérique utilisé (géométrie, création du maillage, conditions initiales, conditions aux limites) et la résolution numérique. Le quatrième paragraphe présente différents tests de sensibilité (maillage, nombre de particules injectées au sein de la conduite).

Précisons que le calcul est conduit de manière itérative en effectuant une succession de boucles « Euler-Lagrange », jusqu'à convergence du calcul. Afin d'optimiser le temps de calcul, l'influence du nombre d'itérations entre les deux phases en dynamique et en thermique a également été testée.

2 Configurations expérimentale et numérique

Le modèle numérique mis en place en s'inspirant des configurations expérimentales est identique pour un écoulement en conduite verticale ou en conduite horizontale. La configuration utilisée correspond au schéma représenté sur la figure 7.1. Les particules sont injectées au sein de l'écoulement fluide et traversent une première section isotherme, destinée à obtenir un écoulement établi sur le plan dynamique. Les particules entrent ensuite dans une section de conduite chauffée à la paroi. D'après les données expérimentales de la littérature, il existe deux types de conditions aux limites : densité de flux imposée à la paroi ou température de paroi imposée. Les problèmes dynamiques et thermiques sont découplés et traités successivement.

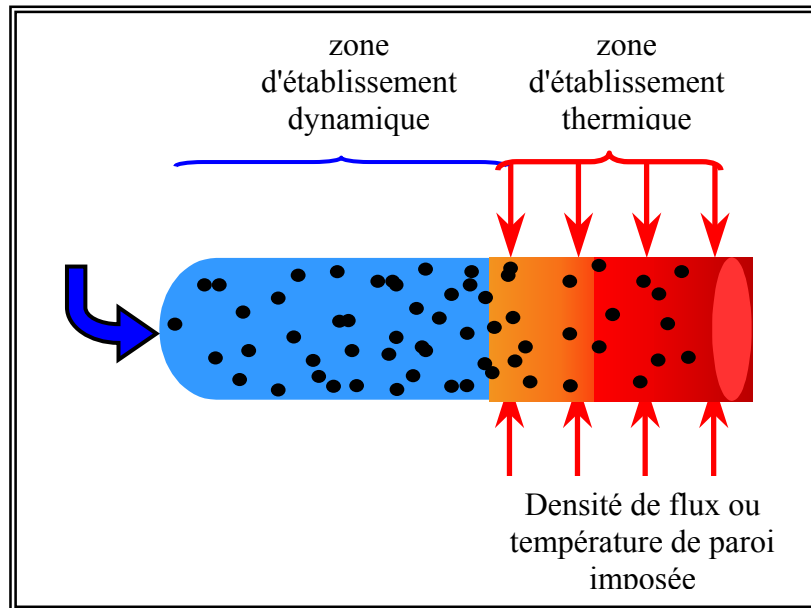


Figure 7.1 : Configuration des études expérimentales en conduites

Le schéma de principe de l'ensemble du code est illustré par les figures 7.2 et 7.3. La première étape concerne la récupération des données nécessaires au calcul, telles que les caractéristiques de la conduite (diamètre, longueur), des particules (diamètre, masse volumique...) ou du fluide (masse volumique, vitesse moyenne...). La géométrie ainsi que la création du maillage de la conduite sont expliquées au paragraphe 3.1. Les équations de transport de la dynamique pour un écoulement monophasique sont résolues (description détaillée au chapitre II) et les résultats sont stockés dans des tableaux. Pour débiter le suivi lagrangien, il faut connaître la position et les vitesses linéaires et angulaires initiales des particules (la procédure d'initialisation est décrite au paragraphe 3.2). Connaissant les caractéristiques d'une particule (position, vitesses linéaires et angulaires et température) à un instant donné t , les caractéristiques instantanées du fluide au voisinage de la particule sont déterminées à partir du modèle de dispersion qui utilise les résultats issus du modèle eulérien, décrit au chapitre II. Toutes les grandeurs provenant de ce modèle sont des grandeurs moyennes. Pour effectuer le suivi dynamique et thermique, il est nécessaire de connaître les grandeurs instantanées. Ces grandeurs sont décomposées en grandeurs moyennes provenant du modèle eulérien, décrit au chapitre II et en grandeurs fluctuantes provenant du modèle de dispersion, décrit au chapitre IV. Les caractéristiques de la particule à l'instant suivant, $t + \Delta t$, sont alors évaluées en considérant son mouvement sans collision (chapitre III). Lorsque la nouvelle position de la particule ne se situe plus dans la conduite, la procédure décrite au chapitre V est mise en œuvre pour rendre compte des collisions particules/paroi. Le traitement des collisions particules/particules est basé sur un modèle probabiliste (Oesterlé et Petitjean (1993)). Toutes ces étapes sont répétées jusqu'à l'obtention de la trajectoire complète d'une particule au sein de la conduite. Un traitement statistique est ensuite effectué sur l'ensemble des particules suivies. Pour des raisons de temps de calcul et de stockage, le nombre de particules simulées est inférieur au nombre de particules réellement présentes dans l'écoulement. Cependant, statistiquement, le comportement des particules injectées est bien représentatif du comportement de l'ensemble des particules réelles. En moyennant, dans chaque cellule, les caractéristiques instantanées des particules suivies, les grandeurs

moyennes de la phase dispersée telles que la vitesse, l'agitation, la vitesse de rotation, la concentration ou la température sont évaluées. La procédure de calcul itérative permet de rendre compte des effets de couplages qui ont été décrits au chapitre VI. Les caractéristiques des particules à la sortie de la section isotherme servent de caractéristiques initiales de la suspension en début de section anisotherme. Le principe du suivi thermique de la particule est identique au suivi du mouvement de la particule précédemment décrit. L'organigramme de la figure 7.3 illustre le suivi de température de la particule. Compte tenu du grand nombre de particules à suivre pour avoir un traitement statistique satisfaisant, le temps de calcul est relativement long par rapport à l'approche eulérienne-eulérienne. Afin d'optimiser ce temps de calcul, différents tests ont été réalisés et sont présentés dans ce chapitre. Le nombre d'allers-retours entre chacune des deux phases va dépendre essentiellement du taux de chargement (le nombre d'itérations nécessaire est testé au paragraphe 4.3).

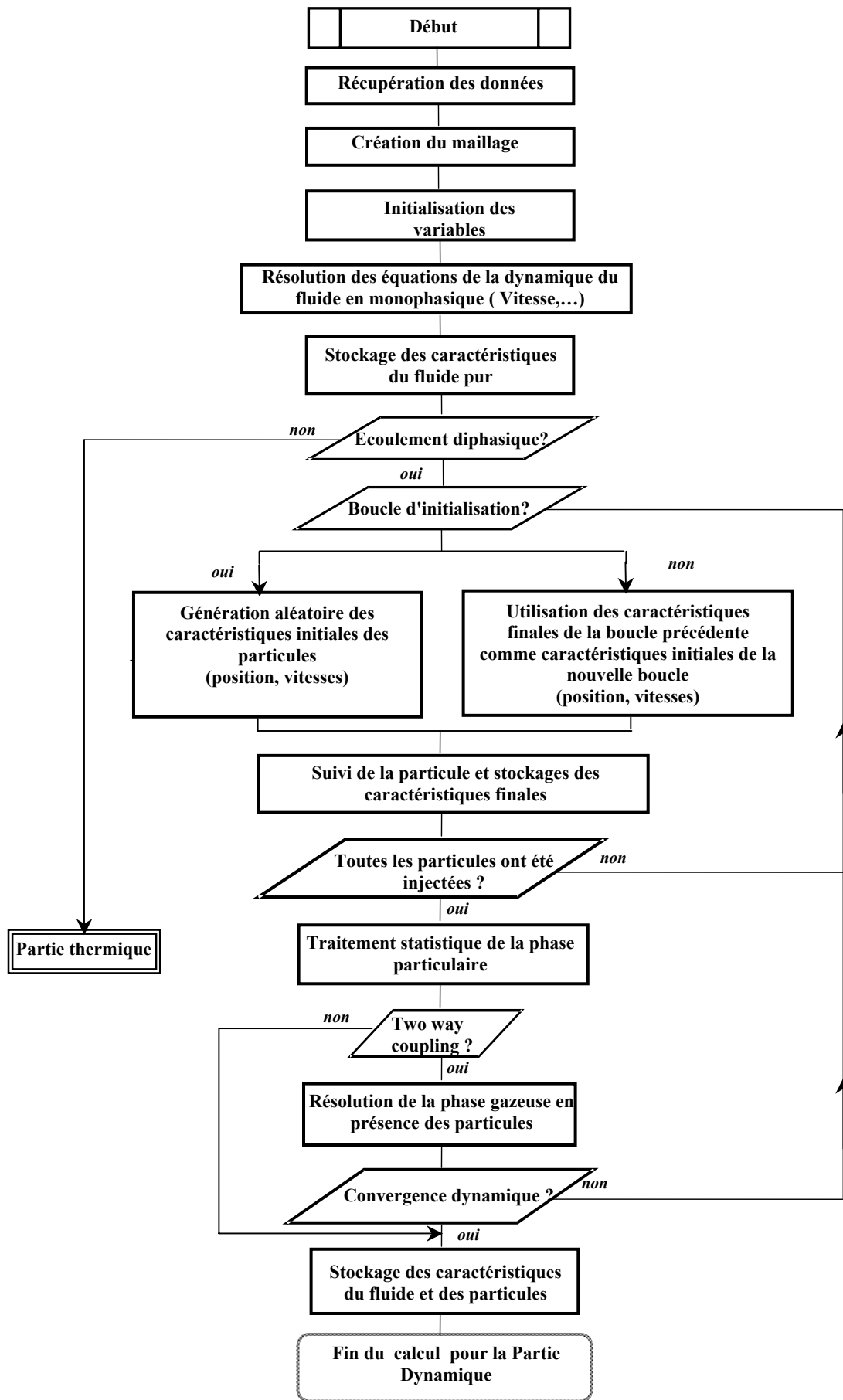


Figure 7. 2 :Organigramme de simulation de la partie dynamique

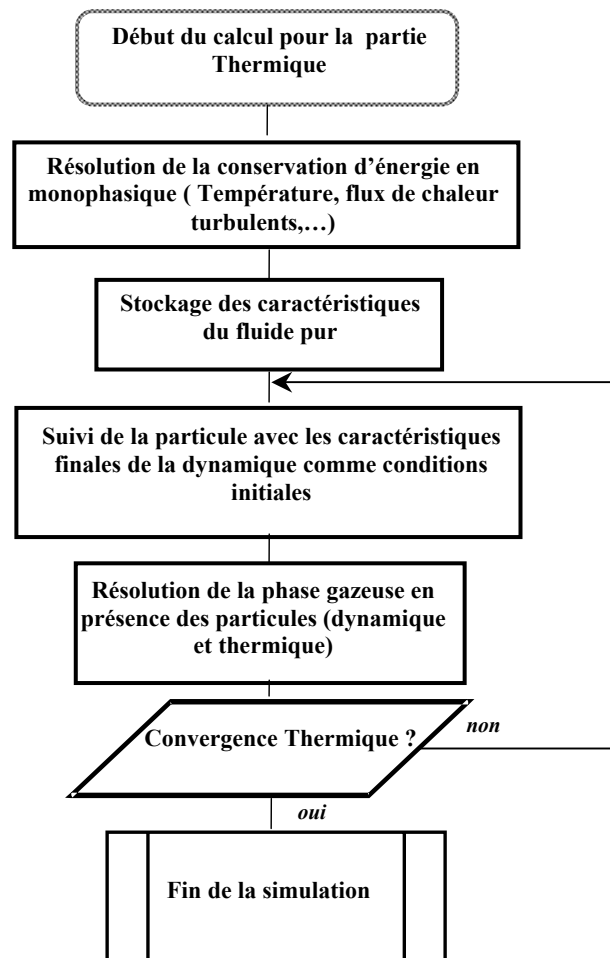


Figure 7. 3 Organigramme de simulation traitant l'aspect thermique

3 Résolution numérique

La conduite est composée de deux tronçons illustrés par la figure 7.4 : l'un permettant d'obtenir un écoulement établi dynamiquement, l'autre permettant l'étude de l'établissement thermique.

Les hypothèses utilisées pour résoudre les équations dynamiques et thermiques sont les suivantes :

- l'écoulement est stationnaire en moyenne, il est pseudo établi dynamiquement et en cours d'établissement thermique ;
- l'écoulement est incompressible ;
- la diffusion axiale est négligeable devant la diffusion radiale ;
- le rayonnement et la convection naturelle sont négligeables ;
- les particules sont supposées parfaitement sphériques et indéformables ;
- les particules ont un diamètre identique (bien que ce ne soit pas obligatoire, on peut en effet simuler une répartition granulométrique quelconque).

3.1 Création de la géométrie et du maillage

La figure 7.4 représente la géométrie et le maillage de la conduite :

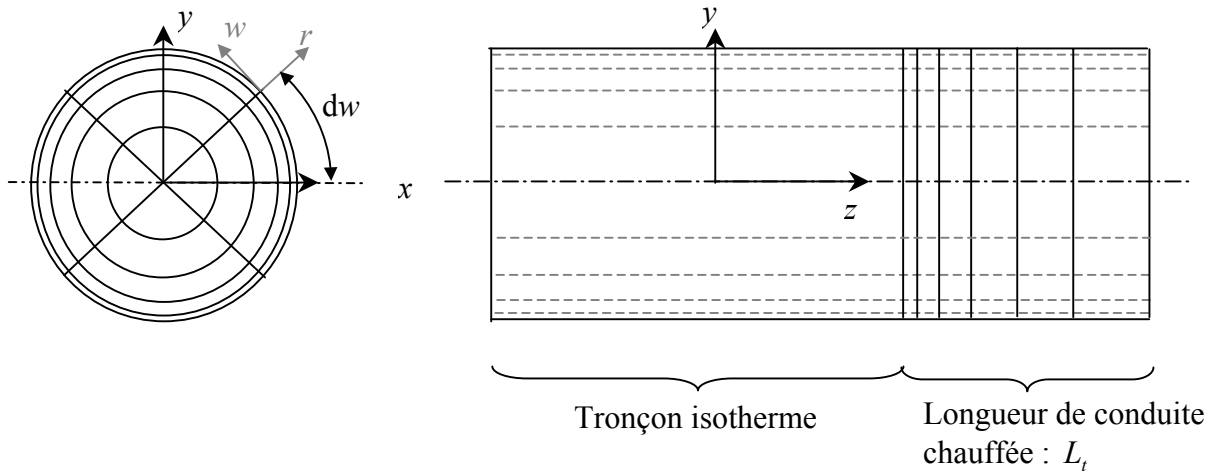


Figure 7.4 : Vue de face et vue de droite de la conduite

Les maillages dans les directions radiale et tangentielle sont identiques pour les deux portions de conduite (isotherme et anisotherme). Par contre, pour la partie thermique, le maillage dans la direction axiale doit être resserré à l'entrée du tronçon chauffé.

➤ Maillage radial

Pour traiter correctement l'aspect thermique, le maillage utilisé doit être fortement resserré près des parois dans la direction radiale, les gradients de température y étant relativement élevés. Azad et Modest (1981) utilisent un maillage logarithmique en fonction d'un nombre de Reynolds turbulent Re_t ($Re_t = \frac{u_\tau R}{\nu_f}$) :

$$r(i) = R \left(1 - \frac{(1 + \kappa Re_t)^{i/N_i} - 1}{\kappa Re_t} \right) \quad (7.1)$$

avec $i = [0; \dots; N_i]$, où N_i est le nombre total de nœuds choisi dans la direction radiale, κ est la constante de Von Karman et R le rayon de la conduite. La paroi est référencée par l'indice $i = 0$ et le centre par l'indice $i = N_i$.

D'autres maillages ont également été testés mais nous ne retiendrons que le schéma donné par la relation (7.1). De plus la condition à respecter pour utiliser le modèle de fermeture proposé par Myong et Kasagi (1990) est la suivante : la taille de la première cellule y^+ ne doit pas excéder 0,6.

➤ Maillage angulaire

Le maillage dans la direction angulaire est un maillage régulier, défini par :

$$w(j) = \frac{2\pi j}{N_j} \quad (7.2)$$

avec $j = [1; \dots; N_j]$ où N_j est le nombre total de divisions angulaires.

➤ *Maillage axial*

Azad et Modest (1981) proposent un maillage logarithmique, défini par :

$$z(k) = \frac{\exp\left[\frac{k}{N_k} \ln\left(\frac{cL_t}{R} + 1\right)\right] - 1}{c/R} \quad (7.3)$$

avec $k = [1; \dots; N_k]$, où N_k est le nombre total de mailles dans la direction axiale, L_t est la longueur chauffée de la conduite et c est une constante qui permet le resserrement du maillage. Cette constante est fixée à 10.

3.2 Conditions initiales

Les tableaux de stockage des caractéristiques de la phase continue et de la phase dispersée, ainsi que les grandeurs moyennes du fluide ($\langle U_f \rangle, k_f, \varepsilon_f$ et $\langle \Theta_f \rangle$) sont initialisées. Les coordonnées initiales x et y de chaque particule sont tirées au sort selon une distribution uniforme à l'entrée de la conduite. Les vitesses linéaires selon les axes x et y sont générées par une distribution gaussienne et la vitesse selon la direction z est générée par la relation :

$$U_p \approx U_f - \tau_p g$$

La condition d'initialisation pour la vitesse dans la direction z n'a pas d'importance pour la suite des calculs puisque le régime est établi.

Les vitesses de rotation initiales selon les trois axes sont supposées nulles. Pour l'aspect thermique, la température de chaque particule est égale à la température à l'entrée du tronçon chauffé $\Theta_p = \langle \Theta_f \rangle = \Theta_{réf}$.

3.3 Conditions aux limites

3.3.1 A la paroi

En utilisant la modélisation à bas nombre de Reynolds, les équations de transport pour la dynamique et la thermique sont résolues jusqu'à la paroi avec les conditions suivantes pour le modèle eulérien :

➤ *Dynamique*

Vitesse du fluide :

$$\langle U_f \rangle_w = 0 \quad \forall j \quad (7.4)$$

Energie cinétique turbulente :

$$k_{f_w} = 0 \quad \forall j \quad (7.5)$$

Taux de dissipation :

La condition concernant le taux de dissipation est donnée par Myong et Kasagi (1990)

$$\varepsilon_{f_w} = \frac{4\nu_f k_{f1}}{y_1^2} - \varepsilon_{f1} \quad \forall j \quad (7.6)$$

où ε_{f_w} représente la dissipation du fluide à la paroi et l'indice 1 fait référence aux valeurs numériques à la maille adjacente à la paroi (la taille de la première maille doit être telle que $y_1^+ < 0,6$)

➤ *Thermique*

Il existe deux types de conditions aux limites : soit la température au niveau de la paroi est imposée soit la densité de flux de chaleur à la paroi est imposée.

Pour une température de paroi imposée : $\langle \Theta_f \rangle_w = \Theta_{ref}$

Pour un flux de chaleur imposé à la paroi $\varphi_w = -\lambda_f \left(\frac{\partial \langle \Theta_f \rangle}{\partial r} \right)_w$

3.3.2 Au centre de la conduite

Pour les grandeurs moyennes $\langle U_f \rangle, k_f, \varepsilon_f$ et $\langle \Theta_f \rangle$, la condition de symétrie dans un écoulement en conduite verticale s'écrit $\left(\frac{\partial \langle \psi_f \rangle}{\partial r} \right)_{N_i} = 0$. Par contre pour un écoulement en

conduite horizontale seule la symétrie par rapport au plan diamétral vertical de la conduite existe. Cette condition s'écrit : $\left(\frac{\partial \langle \psi_f \rangle}{\partial r} \right)_{N_i,1} = 0$ et $\langle \psi_f \rangle_{N_i, j \neq 1} = \langle \psi_f \rangle_{N_i,1}$.

3.4 Schéma numérique

Le système d'équations vérifiées par $\langle U_f \rangle, k_f, \varepsilon_f, \langle \Theta_f \rangle$ et $\langle \theta_f^2 \rangle$ est discrétisé par une méthode de différences finies d'ordre deux. Il est ensuite linéarisé puis résolu en utilisant l'algorithme classique de résolution de systèmes tridiagonaux (algorithme TDMA).

3.4.1 Coefficient de sous relaxation

➤ *Variables dynamiques et thermiques*

Afin d'obtenir la stabilité numérique, nous utilisons des coefficients de sous-relaxation qui, après avoir été déterminés par optimisation numérique, prennent les valeurs suivantes :

- ✓ 0,2 pour les variables décrivant la dynamique de l'écoulement en présence de particules : $\langle U_f \rangle$, k_f et ε_f .
- ✓ 0,8 pour le gradient de pression*
- ✓ 0,5 pour la température du fluide en présence de particules et pour la variance de la fluctuation de température.

* Lorsque la convergence est atteinte pour les composantes de vitesse, le gradient de pression est en fait calculé pour garantir l'équilibre avec les forces de frottement à la paroi et les forces exercées par le fluide sur les particules. Partant de ce nouveau gradient de pression, les composantes de vitesses sont ensuite recalculées. Une procédure itérative assure la convergence de l'ensemble des variables dynamiques.

➤ *Termes sources*

On constate en particulier l'obligation de sous-relaxer les termes sources de la partie dynamique (S_{pui} , S_{pk} et S_{pe}) malgré l'utilisation d'une procédure itérative qui favorise déjà la prise en compte progressive du couplage. La prise en compte des termes sources (détaillés au chapitre VI) est basée sur le schéma suivant (Kohnen *et al.* (1994)) :

$$\langle S_{p\phi} \rangle = 0,9 \langle S_{p\phi} \rangle^{\text{iteration précédente}} + 0,1 \langle S_{p\phi} \rangle^{\text{iteration en cours}} \quad (7.7)$$

où $\langle S_{p\phi} \rangle^{\text{iteration précédente}}$ est le terme source introduit dans les équations eulériennes à l'itération précédente et $\langle S_{p\phi} \rangle^{\text{iteration en cours}}$ le terme source calculé par la simulation lagrangienne qui précède.

Cette méthode présente le défaut suivant : les termes sources ne sont pas injectés à 100 % et il est nécessaire d'effectuer au moins 40 itérations pour atteindre 98 % des termes sources injectés. Une autre méthode consiste à utiliser la relation suivante :

$$\langle S_{p\phi} \rangle = \frac{\text{boucle en cours}}{\text{nombre total de boucles}} \langle S_{p\phi} \rangle^{\text{itération en cours}} \quad (7.8)$$

Le nombre total de boucles est le nombre total d'allers-retours « Euler-Lagrange ». Cette méthode présente l'avantage qu'à la fin du calcul, le terme source sera totalement injecté dans les équations eulériennes. Toutefois l'ensemble de nos simulations a été réalisé en utilisant la relation 7.7.

3.4.2 Critère de convergence et dérive

Pour chaque grandeur moyenne de la phase continue : Φ_f ($\langle U_{fz} \rangle, k_f, \varepsilon_f, \langle \Theta_f \rangle$ et $\langle \theta_f^2 \rangle$), la convergence du modèle est atteinte lorsque la somme des résidus définie à chaque position z par
$$\sum_{i=1}^{N_i} \sum_{j=1}^{N_j} \left(\frac{\Phi_{k-1}(i, j) - \Phi_k(i, j)}{g \Phi_{k-1}(i, j)} \right)$$
 est inférieure à un critère précisé ci-dessous, où k est le numéro de l'itération et g est le facteur de sous-relaxation.

Par comparaison avec les résultats expérimentaux de Nagano *et al.* (1990) en fluide pur, le critère de convergence retenu est de 10^{-6} pour toutes les grandeurs moyennes.

Du fait de la discrétisation par différences finies, il est possible qu'une dérive numérique se produise. Pour éviter cela on rajoute au système d'équations une condition qui permet de vérifier à chaque itération si la conservation du débit et la conservation de l'énergie sont respectées. Si ce n'est pas le cas, la vitesse et la température moyenne du fluide sont réajustées pour obtenir cette conservation.

3.4.3 Pas de temps d'intégration

L'ensemble du suivi lagrangien, décrit aux chapitres III, IV et V, nécessite la résolution d'un système de 10 équations à 10 inconnues (3 composantes de positions de la particule, 3 composantes de vitesses linéaires, 3 composantes de vitesses angulaires et la température de la particule). Le principe de ce suivi est le suivant : l'ensemble des caractéristiques de la particule à l'instant $t + \Delta t$ est calculé à partir des données équivalentes au pas de temps précédent. Le temps d'intégration doit être choisi de façon à capter tous les événements subis par la particule au cours de son parcours. De façon classique, les études de Desjonquères (1987) ont montré que le temps d'intégration doit vérifier une condition du type :

$$\Delta t = \min \left(\frac{\tau_p}{10}, \frac{T_L}{5} \right).$$

Dans le cas de nos applications le pas de temps est choisi en fonction des temps caractéristiques de l'écoulement (définis au chapitre I) que sont τ_p (temps de relaxation de la particule), $\tau_{p\theta}$ (temps de relaxation thermique de la particule), τ_c (temps moyen entre deux collisions), T_L (échelle lagrangienne temporelle) et t_{trav} (le temps que met la particule pour traverser la conduite, estimé dans le cas de grosses particules par $t_{trav} = D/U_{ch}$ avec U_{ch} qui représente la vitesse limite de chute définie à la relation (1.16)).

Dans le cadre de nos simulations, le temps d'intégration respecte la condition suivante :

$$\Delta t = \min \left\{ \frac{\tau_{p\theta}}{20}, \frac{\tau_p}{20}, \frac{t_{trav}}{5}, \frac{\tau_c}{20}, \frac{T_{Lc}}{5} \right\} \quad (7.9)$$

L'échelle de temps lagrangienne utilisée pour évaluer Δt est la valeur au centre de la conduite, soit T_{Lc} . T_L n'est pas constante sur toute la section de la conduite et varie fortement en zone de proche paroi (chapitre IV). Les tests réalisés par Moissette (2001) en conduite verticale ont montré que la modification de Δt en fonction de la distance à la paroi conduit à des temps de calculs extrêmement longs pour un résultat pratiquement identique. Dans le cas de notre application en conduite horizontale, comme les temps caractéristiques varient fortement en zone de proche paroi, ce pas de temps est également modifié entre la partie supérieure et la partie inférieure de la conduite, ce qui conduirait à des temps de calculs

encore plus longs. Dans le cadre de notre application, nous adoptons la même expression que celle fixée par Moissette (2001) (relation 7.9).

4 Tests de sensibilité en conduite horizontale

Compte tenu du fait de la symétrie des profils sur un diamètre horizontal, seuls les profils sur un diamètre vertical pour l'ensemble des simulations sont présentés. La paroi supérieure est référencée par $r/R=1$ et la valeur -1 correspond à la paroi inférieure.

4.1 Maillage

4.1.1 Fluide seul

En vue de la validation du modèle en fluide pur présentée au chapitre II, des tests de sensibilité au maillage ont été réalisés. Ces tests ont été effectués en confrontant les résultats issus des simulations avec les résultats expérimentaux de Laufer (1954), de Tsuji et Morikawa (1982) pour la dynamique et avec la banque de données de Nagano *et al.* (1990) pour la thermique (les données expérimentales sont fournies au chapitre VIII). Plusieurs maillages ont été testés, différant par le nombre de divisions radiales, le nombre de divisions angulaires et également par le nombre de divisions axiales (tronçon chauffé). Les résultats des simulations (non représentés ici) indiquent qu'en fluide seul, quel que soit le nombre de divisions angulaires (16, 24 ou 32), les profils restent inchangés. Les figures 7.5 et 7.6 représentent la distribution de vitesse moyenne axiale du fluide adimensionnée par la vitesse moyenne et le profil d'intensité turbulente axiale du fluide pour 30, 40 et 50 divisions radiales, obtenu dans les conditions expérimentales de Tsuji et Morikawa (1982). Nous pouvons remarquer que le nombre de divisions radiales n'influence pas la qualité des résultats. Les autres tests effectués d'après les configurations expérimentales de Laufer (1954) et Nagano *et al.* (1990) en dynamique, non représentés ici, ne montrent pas de modification sur les profils pour les trois maillages testés. Il faut rappeler que l'utilisation du modèle proposé par Myong et Kasagi (1990) impose que y_1^+ n'excède pas 0,6. Les différentes valeurs de y_1^+ pour les différents cas simulés sont reportées dans le tableau 7.1. Ces résultats indiquent que la condition $y_1^+ < 0,6$ pour l'ensemble des simulations est respectée même pour 30 divisions radiales. Le nombre de divisions dans la direction axiale (z) pour la portion de conduite anisotherme a également été testé. Les valeurs choisies sont : 20, 40 et 70 pour deux longueurs de conduite chauffée : 2 m et 7 m. Les résultats conduisent à des nombres de Nusselt identiques à ± 1 % et ceci quelle que soit la longueur de la conduite. Pour la suite des simulations, nous avons décidé de garder 40 divisions radiales, ce qui paraît être un bon compromis pour respecter la condition sur y_1^+ , et 40 divisions dans la direction axiale.

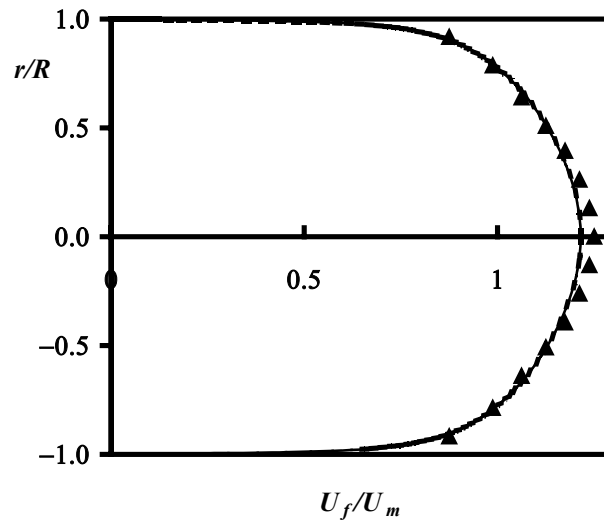


Figure 7. 5 : Profils de vitesse moyenne du fluide dans la direction axiale. Les symboles représentent les résultats expérimentaux de Tsuji et Morikawa (1982) à $Re_D=35000$ et $m=0$ (\blacktriangle); les lignes représentent les résultats numériques (— :30 divisions radiales, --- :40 divisions radiales et - :50 divisions radiales)

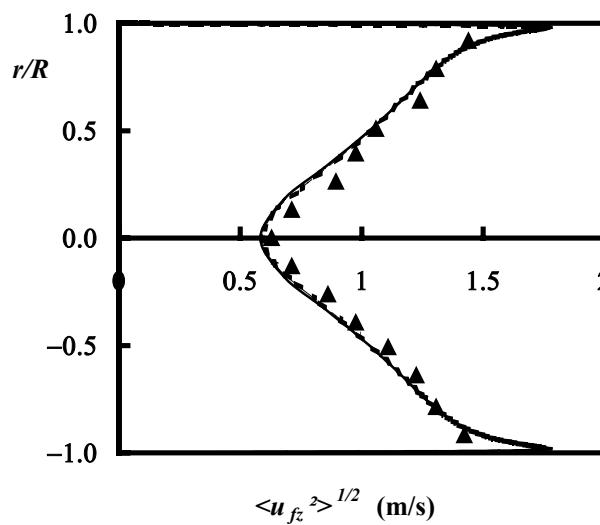


Figure 7. 6 : Profils de l'intensité turbulente dans la direction axiale basés sur les données expérimentales de Tsuji *et al.* (1982) à $Re_D = 35000$ et $m = 0$ (\blacktriangle); les lignes représentent les résultats numériques (— :30 divisions radiales, --- :40 divisions radiales et - :50 divisions radiales)

Auteur	Re_D	Nombre de divisions radiales	Valeur de y_1^+ (taille de la première maille)
Tsuji et Morikawa (1982)	35000	30	0,55
		40	0,40
		50	0,32
Laufer (1954)	50000	30	0,58
		40	0,41
		50	0,33
Nagano <i>et al.</i> (1990)	32000	30	0,54
		40	0,39
		50	0,31

Tableau 7. 1 : Influence du maillage sur y_1^+ (taille de la première maille) sur les cas testés

4.1.2 Ecoulement diphasique

Pour tester l'influence du maillage en dynamique en conduite horizontale, nous avons choisi d'utiliser le cas de Tsuji et Morikawa (1982) pour un taux de chargement $m=0,4$. La figure 7.7 représente la distribution des vitesses moyennes axiales des deux phases (fluide et particules) adimensionnées par la vitesse moyenne de la phase continue (figure de gauche), sur un diamètre vertical. La figure de droite compare l'intensité turbulente dans la direction axiale, mesurée (Tsuji et Morikawa 1982) et calculée pour 16 et 24 divisions angulaires. Le maillage composé de 24 divisions angulaires conduit à une légère amélioration des profils moyens du fluide. La vitesse des particules est légèrement modifiée entre 16 et 24 divisions angulaires.

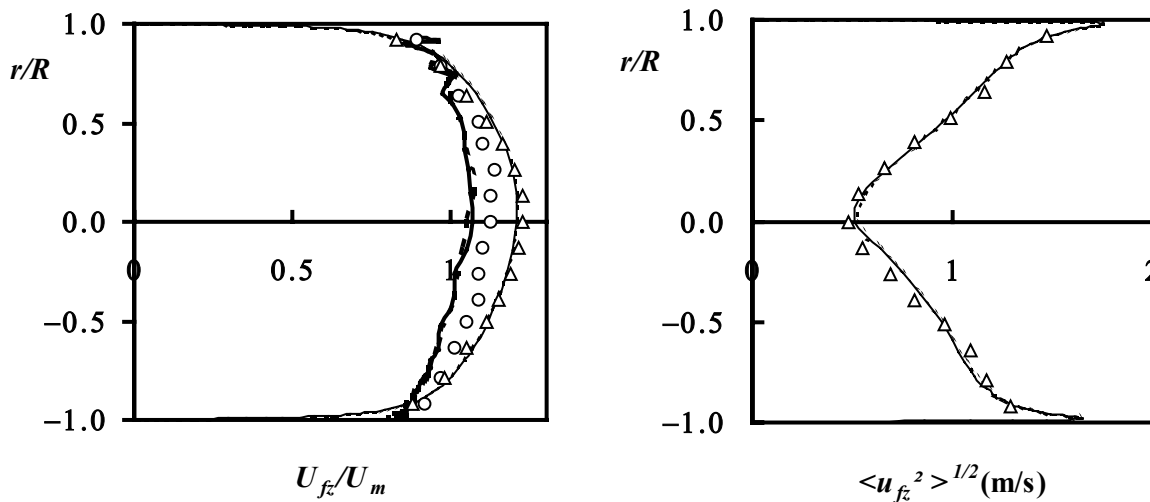


Figure 7. 7 : Profils des vitesses moyennes du fluide et des particules et intensité turbulente du fluide dans la direction axiale pour 16 et 24 divisions angulaires dans les conditions expérimentales de Tsuji et Morikawa (1982) à $Re_D = 35000$ et $m=0,4$.

Résultats expérimentaux (fluide : Δ , particules : \circ) ; résultats numériques (fluide : --- 16 divisions angulaires, — 24 divisions angulaires ; particules : --- 16 divisions angulaires — 24 divisions angulaires)

Le deuxième cas testé est basé sur les données expérimentales de Jepson *et al.* (1963), qui concernent des écoulements gaz-particule en conduite verticale. Nous présenterons au chapitre VIII des résultats numériques basés sur ces données expérimentales, c'est la raison pour laquelle le maillage a également été testé dans ces conditions. Les profils dynamiques obtenus pour 16 et 24 divisions angulaires (non représentés ici) ne présentent aucune modification sur les profils de température et sur le nombre de Nusselt. Bien que leur résultats expérimentaux ne concernent que des écoulements en conduite verticale, l'indépendance du maillage a tout de même été testée en conduite horizontale. Ceci vient du fait que nous présenterons également au chapitre VIII des résultats numériques en conduite horizontale basés sur les données expérimentales de Jepson *et al.* (1963). Compte tenu de toutes les remarques faites précédemment, le maillage retenu pour les simulations est composé de 40 divisions radiales, 24 divisions angulaires et 40 divisions axiales. Il faut également noter que plus le nombre de mailles est important et plus il faut injecter de particules afin d'obtenir un traitement statistique satisfaisant.

4.2 Nombre de particules injectées

Nous avons également effectué des tests comparatifs sur le nombre de particules à injecter dans la conduite. Les résultats numériques sont confrontés aux résultats expérimentaux présentés par Tsuji et Morikawa (1982) en se fixant le maillage suivant : 40 divisions radiales et 24 divisions angulaires. Les cas testés sont les suivants : 15000 , 100 000 et 500 000 particules injectées. Les légendes des figures 7.8 à 7.10 sont identiques. Les figures 7.8 et 7.9, qui représentent les profils des vitesses moyennes du fluide et des particules (7.8) et l'intensité turbulente du fluide dans la direction axiale (7.9), montrent une très faible influence du nombre de particules sur les profils moyens de la phase fluide. Par contre la figure 7.10 qui représente la distribution de la concentration en particules indique que plus le nombre de particules est important et plus le profil de concentration est lissé. Cette même figure montre que les résultats avec 100 000 particules (■) sont toutefois acceptables. Dans le cas de Tsuji et Morikawa (1982) nous ne disposons pas de résultats expérimentaux pour les profils de concentration.

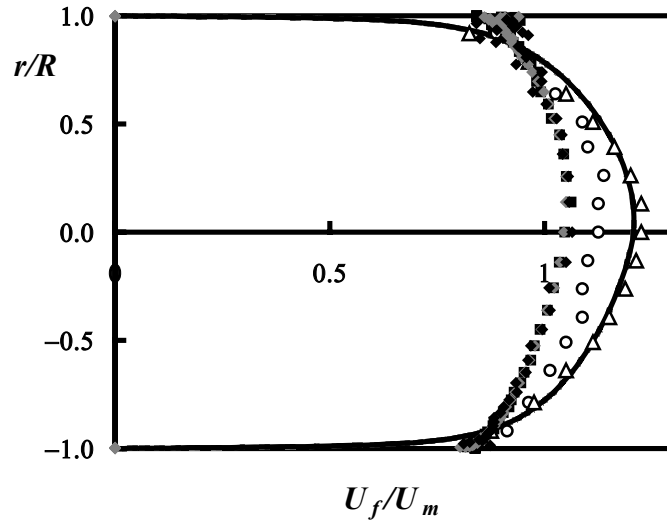


Figure 7. 8 : Profils des vitesses dans les conditions expérimentales de Tsuji et Morikawa (1982) à $Re_D=35000$ et $m=0,4$. Résultats expérimentaux : (fluide : Δ , particules : \circ) ; résultats numériques : particules (\blacklozenge : 15000 particules injectées, \blacksquare : 100000 particules injectées et \blacklozenge : 500000 particules injectées) ; fluide (—: 15000 particules injectées , ---: 100000 particules injectées et -.-: 500000 particules injectées)

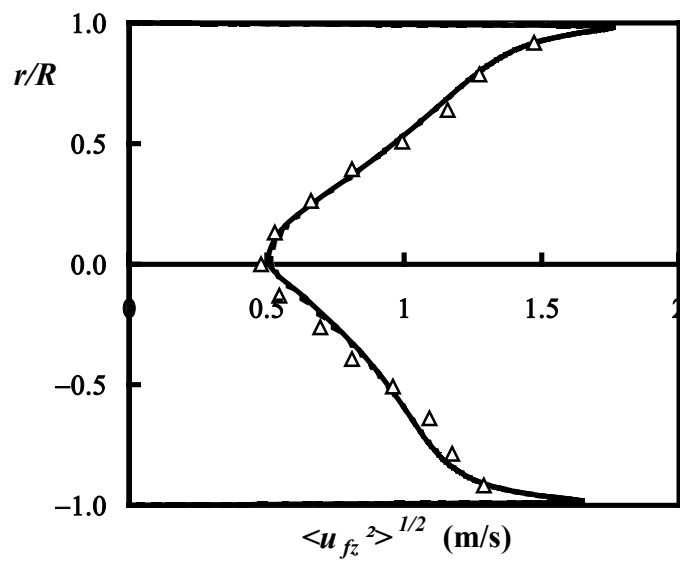


Figure 7. 9 : Profil d'intensité turbulente dans les conditions expérimentales de Tsuji et Morikawa (1982) à $Re_D=35000$ et $m=0,4$. Même légende qu'à la figure 7.8.

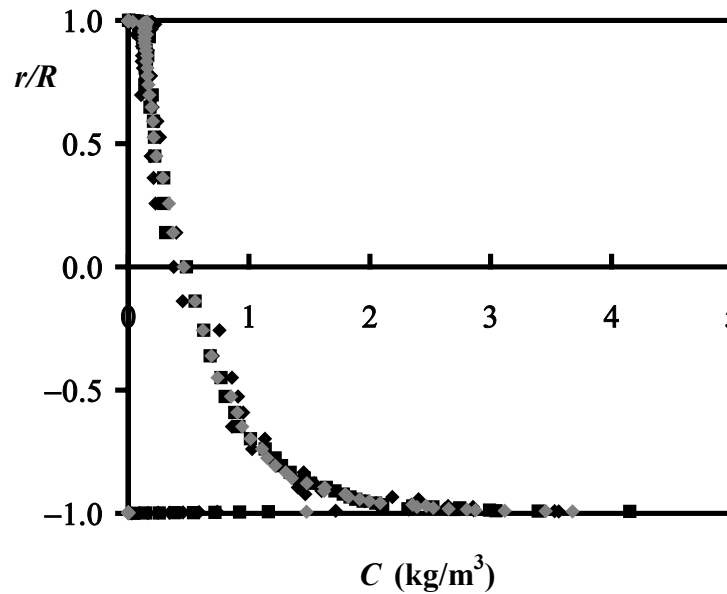


Figure 7. 10 : Profils verticaux de concentration dans les conditions expérimentales de Tsuji et Morikawa (1982) à $Re_D=35000$ et $m=0,4$. Même légende qu'à la figure 7.8.

Des tests portant sur le nombre de particules ont également été réalisés dans les conditions expérimentales de Jepson *et al.* (1963). Les résultats reportés sur la figure 7.11 représentent le nombre de Nusselt à la sortie de la conduite, normé par sa valeur en fluide pur. Le nombre de particules injectées conduit à une légère modification du nombre de Nusselt de la suspension. Compte tenu de cette faible influence sur les résultats, les simulations sont réalisées dans le cas d'un écoulement en conduite horizontale en injectant 100000 particules (sauf exception mentionnée dans le texte). Un écoulement en conduite verticale nécessite moins de particules.

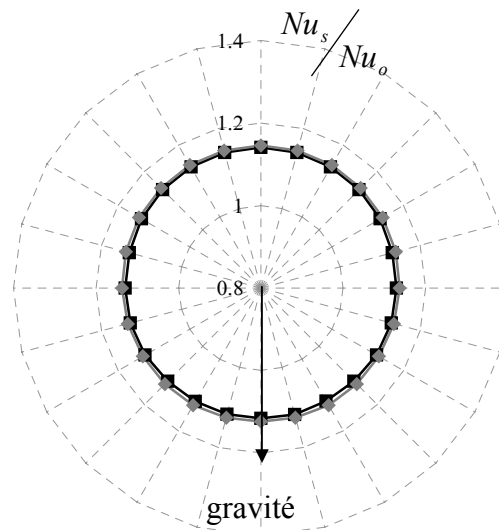


Figure 7. 11 : Profils du nombre de Nusselt adimensionné dans les conditions expérimentales de Jepson *et al.* (1963) à $Re_D = 46500$ et $m=5$ appliquées à un écoulement horizontal. Même légende qu'à la figure 7.8.

4.3 Nombre d'itérations eulériennes-lagrangiennes

D'après la relation (7.7), il faut au moins 40 boucles Euler-Lagrange pour que 98 % des termes sources soient pris en compte. Le nombre de boucles a également été testé en confrontant les résultats numériques aux résultats expérimentaux de Tsuji et Morikawa (1982) en conduite horizontale pour 20, 40 et 60 allers-retours entre chacune des deux phases. 20 itérations entre les procédures eulériennes et lagrangiennes correspondent à environ 90% des termes sources, 40 itérations correspondent à 98 % et 60 itérations à 99 %. Les cas testés sont basés sur les expériences de Tsuji et Morikawa (1982) à $m = 0,4$ en dynamique et Jepson *et al.* (1963) à $m = 5$ en dynamique et en thermique.

➤ *Expériences de Tsuji et Morikawa (1982)*

Les cas testés en dynamique, représentés par les figures 7.12 et 7.13, sont basés sur les expériences de Tsuji et Morikawa (1982) à $m = 0,4$. Ces figures indiquent qu'à partir de 20 allers-retours entre les procédures eulériennes et lagrangiennes, les profils n'évoluent plus à ce taux de chargement.

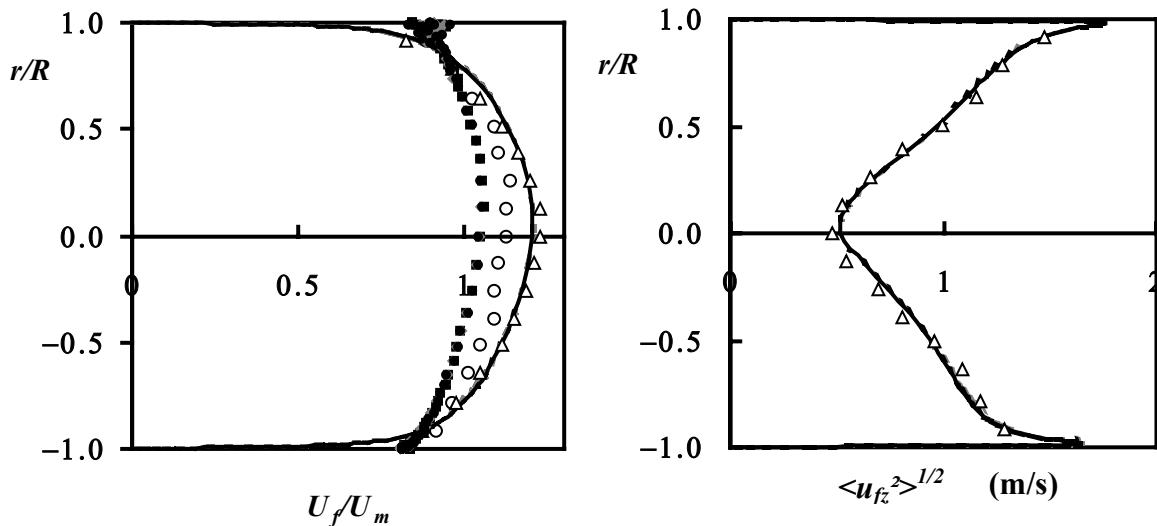


Figure 7. 12 : Profils de vitesses moyennes et d'intensité turbulente dans les conditions expérimentales de Tsuji et Morikawa (1982) à $Re_D = 35000$ et $m = 0,4$. Résultats expérimentaux : (fluide : Δ , particules : \circ) ; résultats numériques : particules (\diamond : 20 boucles dynamiques , \blacksquare : 40 boucles dynamiques et \bullet : 60 boucles dynamiques); fluide (---: 20 boucles dynamiques, ----: 40 boucles dynamiques et —: 60 boucles dynamiques).

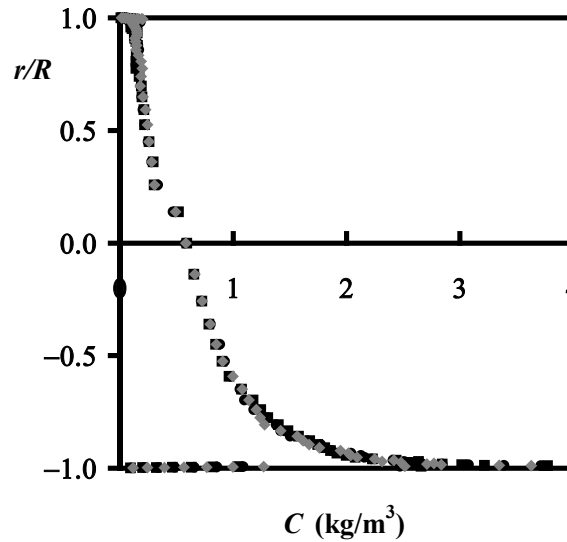


Figure 7.13 : Distribution verticale de concentration obtenue pour les conditions expérimentales de Tsuji et Morikawa (1982) à $Re_D = 35000$ et $m = 0,4$. Même légende qu'à la figure 7.12.

➤ *Expériences de Jepson et al. (1963) en conduite horizontale*

Les résultats des simulations pour 40 et 60 boucles dynamiques ne présentant pas de modifications sur les profils, seuls les résultats avec 20 et 40 boucles dynamiques sont reportés sur les figures 7.14 et 7.15. Les profils caractéristiques de la phase porteuse (vitesse moyenne et intensité turbulente) ne présentent pas de différence sensible. Seule la distribution des particules est modifiée (figure 7.15), la différence entre les deux tests se situant principalement dans la région centrale de la conduite.

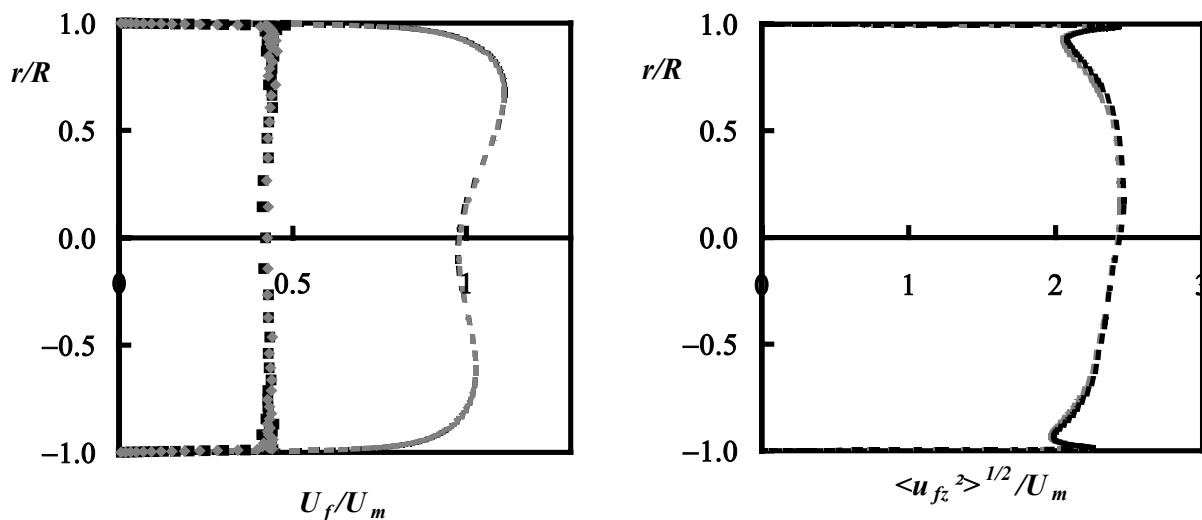


Figure 7.14 : Profils des vitesses et intensité fluctuante adimensionnées d'après les conditions expérimentales de Jepson et al. (1963) à $Re_D = 46500$ et $m = 5$. Même légende qu'à la figure 7.12.

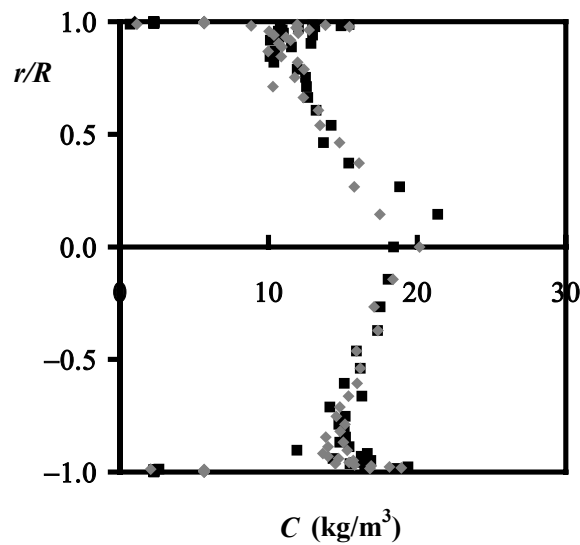


Figure 7.15 : Distribution verticale de concentration dans les conditions expérimentales de Jepson *et al.* (1963) à $Re_D = 46500$ et $m = 5$ appliquées à un écoulement horizontal. Même légende qu'à la figure 7.12.

Les figures 7.16 et 7.17 présentent les profils de température pour un nombre de boucles dynamiques fixé à 40 et pour un nombre de boucles pour l'aspect thermique égal à 30 et à 60. Les profils moyens du fluide et des particules (température, fluctuation de température) ne sont pas modifiés quel que soit le nombre de boucles testé. La figure 7.17 indique une légère modification du profil des flux de chaleur turbulents dans la direction radiale.

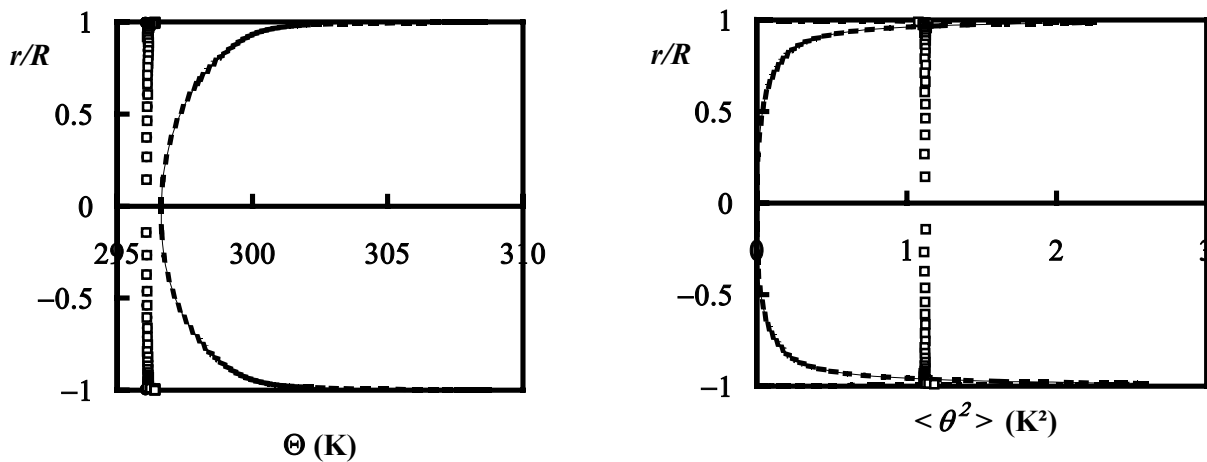


Figure 7.16 : Profils verticaux de température et fluctuations de température, $Re_D \approx 46500$ et $m = 5$. Particules (\square : 30 boucles en thermique et \circ : 60 boucles en thermique) ; fluide (--- : 30 boucles en thermique et — : 60 boucles en thermique)

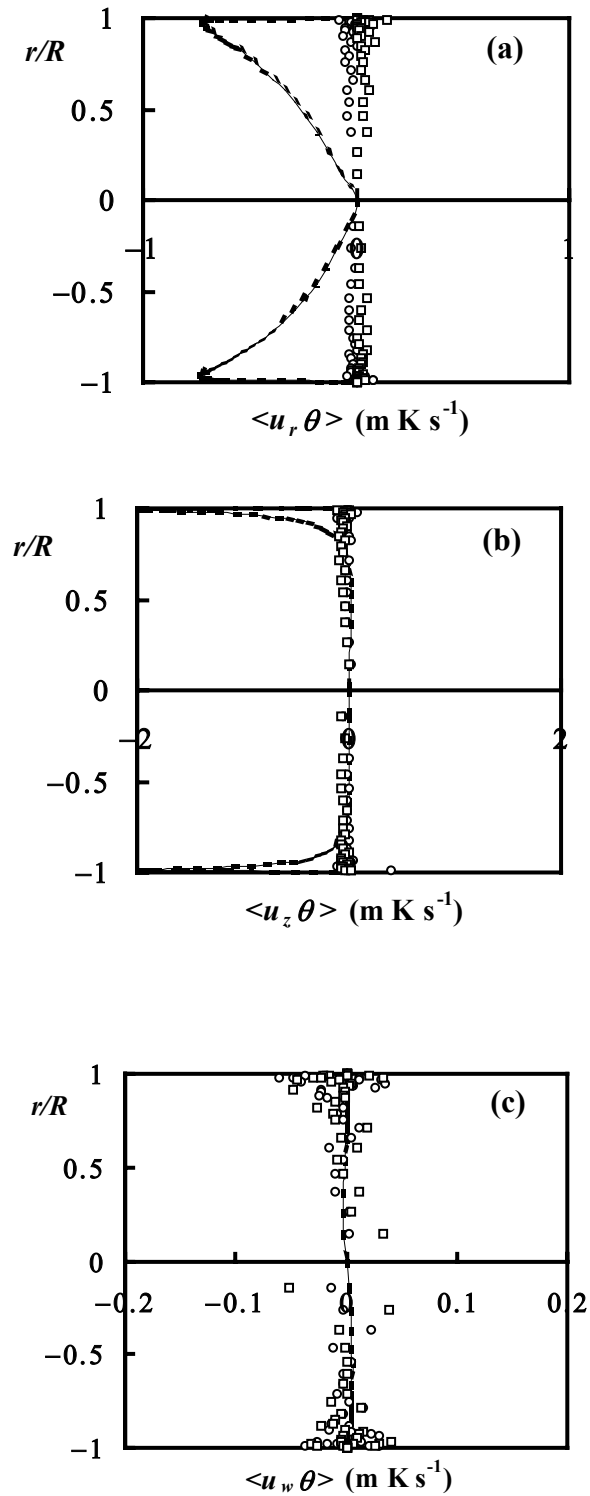


Figure 7.17 : Profils verticaux des flux thermiques turbulents dans les directions radiale (a), axiale (b) et tangentielle (c), $Re_D = 46500$ et $m = 5$. Même légende qu'à la figure 7.16.

5 Conclusion

Dans ce chapitre nous nous sommes attachés à décrire la configuration numérique utilisée et le principe de simulation. Tous les paramètres utiles au code ont été détaillés au troisième paragraphe (conditions initiales, conditions aux limites, critère de convergence, coefficient de sous-relaxation des termes sources ...). Au cours du quatrième paragraphe, l'indépendance des profils par rapport au maillage a été vérifiée selon les trois directions : axiale, radiale et tangentielle. Le maillage retenu en conduite horizontale est composé de 40 divisions radiales, 24 divisions angulaires et de 40 divisions dans la direction axiale (pour le tronçon de conduite chauffée). Il faut noter que plus le nombre de mailles est important, plus le nombre de particules à injecter au sein de la conduite (pour obtenir un traitement statistique satisfaisant) est important et plus le temps de calcul croît également. Afin d'optimiser celui-ci, le nombre d'itérations entre les procédures eulériennes et lagrangiennes en dynamique et en thermique a également été testé. Le nombre de 100000 particules a été retenu comme offrant le meilleur compromis précision/temps de calcul. Toutes les données utiles au traitement numérique ont été décrites dans ce chapitre. Les résultats permettant de tester les capacités du code sont présentés au chapitre VIII.

CHAPITRE VIII

Résultats et Analyses

1	Introduction	153
2	Validation du modèle en conduite verticale	154
2.1	Conditions expérimentales	154
2.2	Résultats concernant la dynamique de l'écoulement	155
2.3	Simulations avec transfert de chaleur.....	158
3	Éléments de validation du modèle en conduite horizontale.....	160
3.1	Conditions expérimentales	160
3.2	Résultats préliminaires sur la dynamique de l'écoulement.....	161
3.3	Simulation des échanges thermiques entre la suspension et la paroi	164
4	Influence du modèle de dispersion.....	167
4.1	Modélisation des fluctuations de vitesses	167
4.2	Modélisation des fluctuations de température.....	174
5	Modulation de la turbulence.....	177
6	Influence des collisions	181
6.1	Les coefficients de frottement et de restitution	181
6.2	Rugosité de la paroi.....	183
6.3	Rôle du transfert de chaleur par conduction lors des chocs	185
7	Influence des propriétés des particules.....	187
8	Estimation du rôle du transfert par rayonnement.....	191
9	Conclusion.....	193

1 Introduction

Pour terminer, ce chapitre présente les capacités du code à reproduire les résultats expérimentaux et à prédire le comportement thermique de la suspension. Le modèle a été testé et les résultats ont été comparés aux résultats expérimentaux en conduite verticale d'une part et en conduite horizontale d'autre part. Plusieurs séries d'expériences ont été choisies pour valider la partie dynamique et la partie thermique du modèle.

La première partie du chapitre est consacrée à la validation du code en conduite verticale, puis elle donne des éléments de validation du modèle en conduite horizontale.

De nombreuses simulations ont été réalisées durant ce travail de thèse, permettant d'effectuer des tests de sensibilité à tous les niveaux. En particulier la deuxième partie de ce chapitre propose d'étudier les influences successives suivantes :

- modèle de dispersion : le descriptif du modèle de dispersion utilisé pour générer les fluctuations de vitesse et de température ayant été établi au chapitre IV, nous avons testé en particulier l'influence de la modélisation des fluctuations de vitesse et de température du fluide sur les comportements dynamique et thermique des particules ;
- modélisation de la modulation de la turbulence : les différentes remarques faites au sixième chapitre nous ont menés à étudier les différentes modélisations de la modulation de la turbulence et les coefficients $C_{\varepsilon 3}$ et C_{μ} , introduits dans l'équation de transport de la dissipation ε_f et dans l'expression de la viscosité turbulente ;
- collisions particules/paroi et particules/particules: la mise en évidence de leur effet sur les trajectoires des particules nous a conduits à étudier l'impact des différents paramètres de collisions (coefficient de frottement statique, dynamique et coefficient de restitution) sur le comportement de la phase fluide et de la phase dispersée ;
- transfert de chaleur par conduction durant les chocs : le transfert de chaleur par conduction durant les chocs est souvent négligé lors des simulations d'échanges thermiques au sein de la suspension gaz-solide mais afin de vérifier cette hypothèse des tests ont été réalisés ;
- influence des propriétés des particules : nos simulations ont permis de tester la sensibilité des résultats décrivant l'écoulement moyen à certains paramètres caractéristiques des particules tels que le diamètre des particules ou leur masse volumique ;
- transfert de chaleur par rayonnement : le transfert de chaleur par rayonnement est souvent négligé lors des simulations d'échanges thermiques au sein de la

suspension gaz-solide à température modérée mais afin de vérifier cette hypothèse des tests ont été réalisés.

Pour l'ensemble des simulations, les caractéristiques du modèle sont rappelées ici.

- Approche eulérienne-lagrangienne
- Modèle k- ε anisotrope de type NEVM (Non Linear Eddy Viscosity Model), à bas nombre de Reynolds pour la dynamique de la phase fluide.
- Modèle WET pour les flux de chaleur turbulents.
- Modèle de dispersion basé sur un modèle stochastique du premier ordre.
- Prise en compte des collisions particules/particules et particules/paroi avec respectivement un modèle probabiliste (Oesterlé et Petitjean 1993) et un modèle de paroi virtuelle développé par Sommerfeld (1992). Dans cette partie les valeurs des différents paramètres sont fixés arbitrairement : les coefficients de frottement statique et dynamique à 0,4 et les coefficients de restitution à 0,9. Enfin l'écart type de l'angle d'inclinaison de la paroi virtuelle σ_γ se situe entre les deux valeurs limites estimées à partir des relations établies au chapitre V (paragraphe 2.2)
- Prise en compte de la modulation de la turbulence par la présence des particules avec la formulation classique des termes sources (Berlemont *et al.* 1990) pour k_f et ε_f (avec $C_{\varepsilon_3}=1,8$) tels qu'ils sont donnés dans le tableau 6.1 du chapitre VI (en dépit des remarques exposées au chapitre VI sur les limitations de ce modèle, il assure malgré tout une qualité satisfaisante des résultats sans nécessiter l'optimisation de nombreux paramètres).

A partir des différents tests réalisés au chapitre VII en conduite horizontale, le nombre de particules choisi est de 100000. Le nombre de divisions est fixé à 40 divisions radiales et 24 divisions angulaires. Pour la conduite verticale le nombre de particules est fixé à 50000 et le nombre de divisions radiales à 50.

Pour chaque étude, les simulations éventuellement effectuées avec une autre déclinaison du modèle sont signalés et les précisions sur la modélisation utilisée sont apportées.

2 Validation du modèle en conduite verticale

L'objectif de ce paragraphe est de tester les capacités du code pour les écoulements gaz-particules en conduite verticale.

2.1 Conditions expérimentales

Plusieurs séries de résultats expérimentaux ont été choisies pour les modèles développés. Nous proposons ici d'en donner quatre exemples : Tsuji *et al.* (1984), Maeda *et al.* (1980) pour la partie dynamique, Farbar et Depew (1963) et Jepson *et al.* (1963) pour la partie thermique. Les données expérimentales sont reportées dans les tableaux 8.1 et 8.2.

➤ Partie dynamique :

Auteurs	D (m)	d_p (μm)	ρ_p (kg m^{-3})	Re_D	m	Matériaux
Tsuji <i>et al.</i> (1984)	0,0305	500	1000	22000	1,3	plastique
				16000	1,1	
Maeda <i>et al.</i> (1980)	0,056	45	2590	22000	0,3	verre
		136				
		93	8960			cuivre

Tableau 8. 1 : Données expérimentales en dynamique

➤ Partie thermique :

Auteurs	D (m)	d_p (μm)	ρ_p (kg m^{-3})	Re_D	Conditions aux limites	Matériaux
Farbar et Depew (1963)	0,0175	30	2570	26500	$\Theta_w = 352$ K	verre
		70				
		140				
		200				
Jepson <i>et al.</i> (1963)	0,0381	500	2500	46500	$\phi_w = 1000$ W m ⁻²	sable

Tableau 8.2 : Données expérimentales avec transfert de chaleur

2.2 Résultats concernant la dynamique de l'écoulement

Les figures 8.1 et 8.2 comparent les résultats expérimentaux de Tsuji *et al.* (1984) aux simulations numériques pour les conditions reportées dans le tableau 8.1. Notons que les résultats expérimentaux de la vitesse des particules ne sont pas disponibles pour $Re_D \approx 22000$ et $m=1,3$ (figure 8.1). La figure 8.2 présente une comparaison entre les simulations et les expériences pour un taux de chargement de 1,1 avec un nombre de Reynolds de l'ordre de 16000. Les figures 8.1 et 8.2 montrent que les particules modifient les profils de la phase fluide. Nous pouvons noter l'accord satisfaisant entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux pour les profils de vitesses. Par contre pour les fluctuations turbulentes du fluide, le modèle de turbulence classique utilisé (décrit et discuté au chapitre VI) apparaît insuffisant pour simuler l'augmentation de la turbulence due aux particules, visible dans la zone centrale de la conduite (figure 8.1). D'autres modélisations de la modulation de la turbulence ont été testées : le modèle de Crowe (2000) et le modèle « hybride » (Boulet et Moissette 2002) ou encore appelé modèle « consistant » par Lain et Sommerfeld (2003). Le modèle de Crowe (2000) conduit à une mauvaise prédiction de l'intensité turbulente en zone de proche paroi. Le modèle hybride est particulièrement sensible à la valeur de $C_{\varepsilon 3}$. Par comparaison avec les travaux expérimentaux en conduite verticale ascendant de Tsuji *et al.* (1984), Lain et Sommerfeld (2003) préconisent d'utiliser une valeur de $C_{\varepsilon 3}$ égale à 1,8 pour ce type d'écoulement.

➤ Simulations de Tsuji *et al.* (1984)

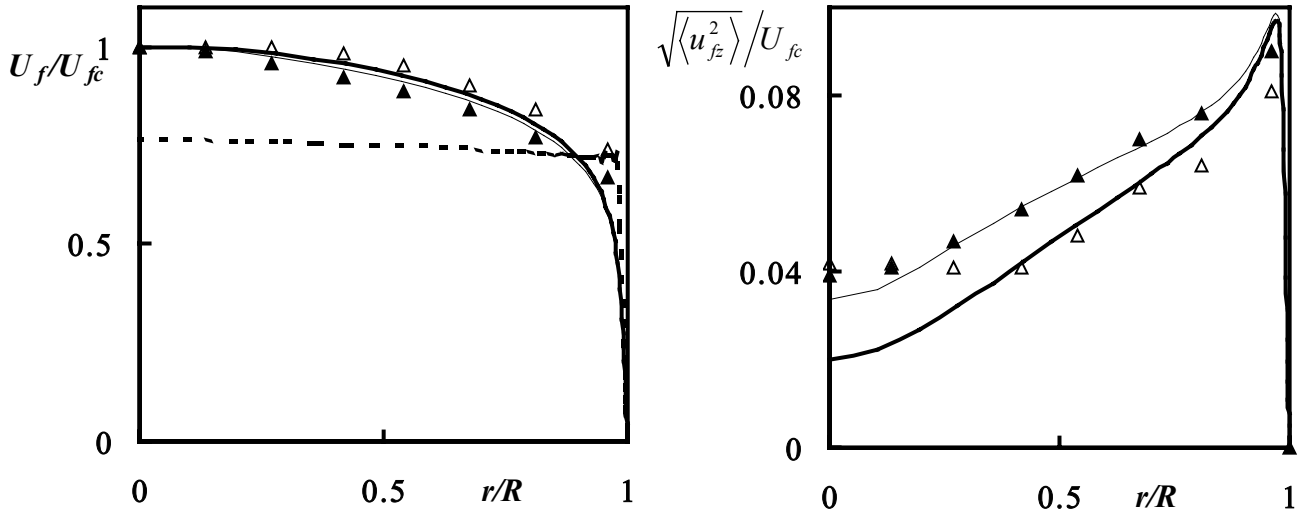


Figure 8. 1 : Profils de vitesses et d'intensité turbulente dans les conditions expérimentales Tsuji *et al.* (1984) pour $Re_D=22000$, $d_p=500 \mu\text{m}$ et $m=1,3$. Résultats expérimentaux (fluide seul : \blacktriangle , fluide avec particules : \triangle) ; résultats numériques (fluide seul : —, fluide avec particules : —, particules : ***).

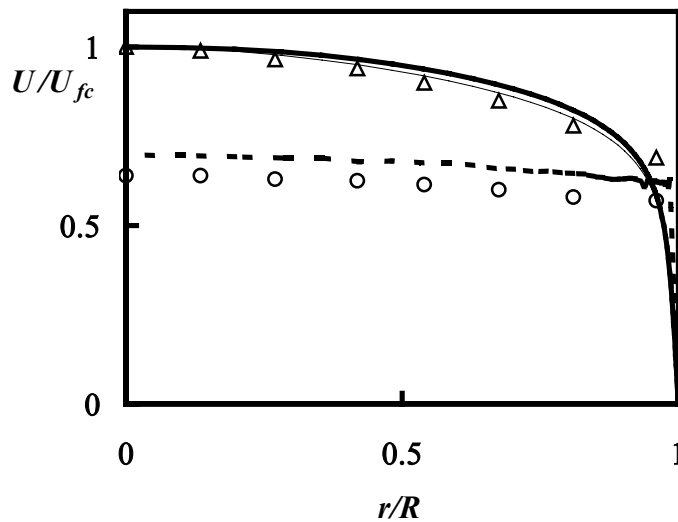


Figure 8. 2 : Profils de vitesses, $Re_D=16000$, $d_p=500 \mu\text{m}$, $m=1,1$

Les symboles représentent les résultats expérimentaux de Tsuji *et al.* (1984). Même légende que la figure 8.1 . Résultats expérimentaux (particules : \circ).

➤ *Simulations de Maeda et al (1980) :*

Les figures 8.3 (a), 8.3 (b) et 8.3 (c) représentent les profils de vitesse du fluide et des particules pour trois types de particules dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau 8.1). Les vitesses sont également adimensionnées par la vitesse au centre de la conduite. Les résultats montrent la capacité du code à reproduire le comportement de la phase dispersée excepté en zone de proche paroi où notre modèle sous-estime la vitesse des particules. Les particules de $45 \mu\text{m}$ (figure 8.3 a) sont fortement influencées par le fluide et le profil a tendance à suivre celui du fluide. Pour les particules constituées du même matériau et de diamètre plus élevé (figure 8.3 c), le profil de vitesse des particules suit moins facilement celui du fluide. Enfin, les particules en cuivre (figure 8.3 b), beaucoup plus lourdes, sont moins influencées par la phase porteuse que dans les cas précédents.

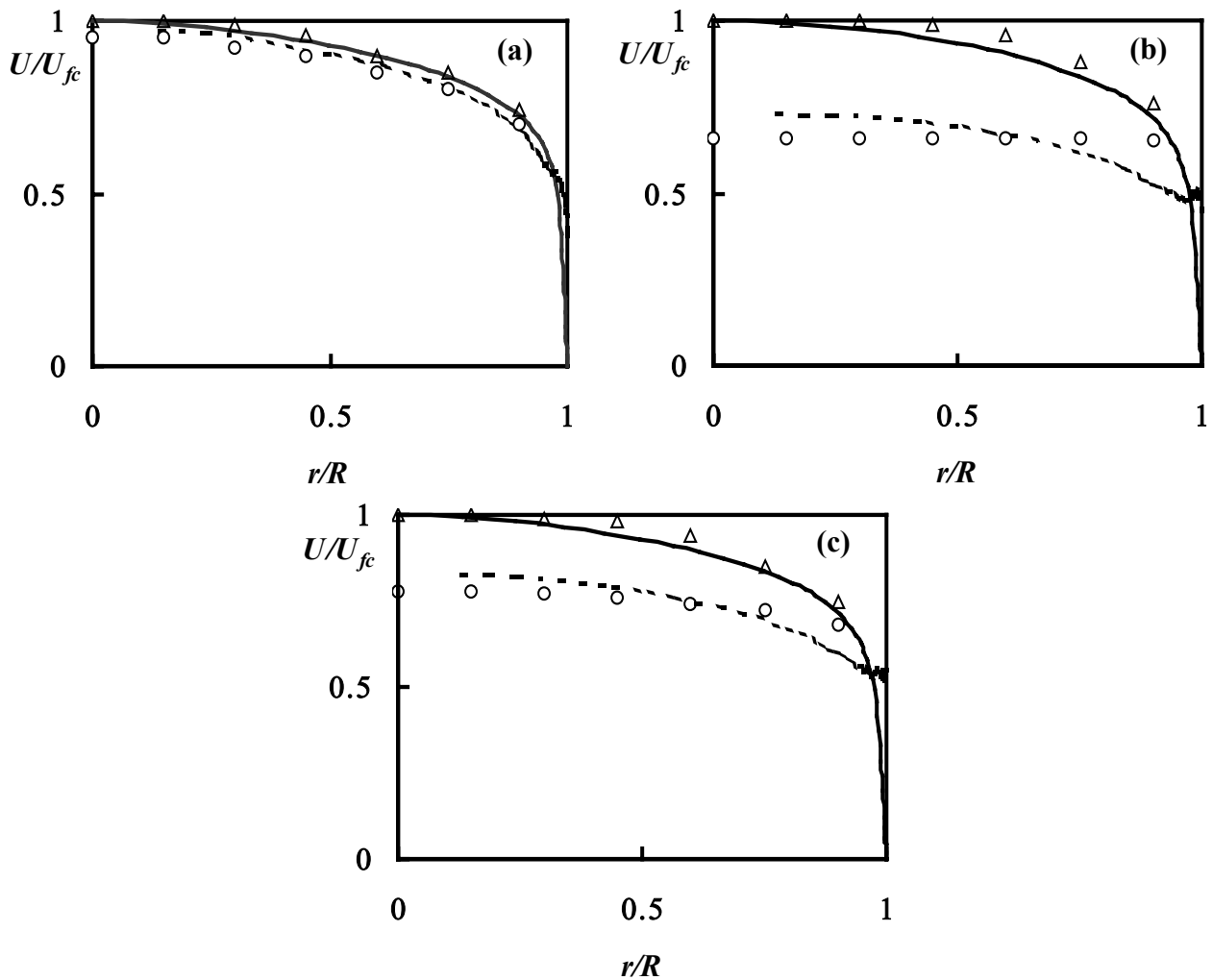


Figure 8.3 : Comparaison des profils de vitesse du fluide et des particules avec les résultats expérimentaux de Maeda *et al.* (1980). a) particules de verre de $45 \mu\text{m}$, b)

particules de cuivre de 93 μm , c) particules de verre de 136 μm . La légende est identique à celle de la figure 8.1.

2.3 Simulations avec transfert de chaleur

Nous nous proposons, dans cette partie, de comparer les résultats numériques aux résultats expérimentaux en conduite anisotherme. Les données expérimentales sont reportées dans le tableau 8.2.

Sauf exception mentionnée dans le texte, il s'agit de simulations « four-way » où la modulation de la turbulence est simulée par le modèle « hybride » ($\langle S_{pk} \rangle$) calculé d'après Crowe (2000) et ε_f est calculée de façon classique avec $C_{\varepsilon 3}=1,8$) et où les collisions entre particules sont prises en compte.

✓ Simulations des expériences de Farbar et Depew (1963)

Il s'agit d'un écoulement chargé en particules de verre de 200 μm , la paroi étant chauffée à température constante. La valeur de σ_γ qui caractérise la rugosité de la paroi pour ce diamètre est fixé à 0,04. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 8.4. Le nombre de Nusselt de la suspension obtenu en fin de conduite (calculé au chapitre II) est représenté en fonction du taux de chargement. Nous pouvons noter l'accord satisfaisant entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques. Le modèle reproduit de façon approchée la réduction du nombre de Nusselt à faible taux de chargement puis l'augmentation à taux de chargement plus élevés observées expérimentalement.

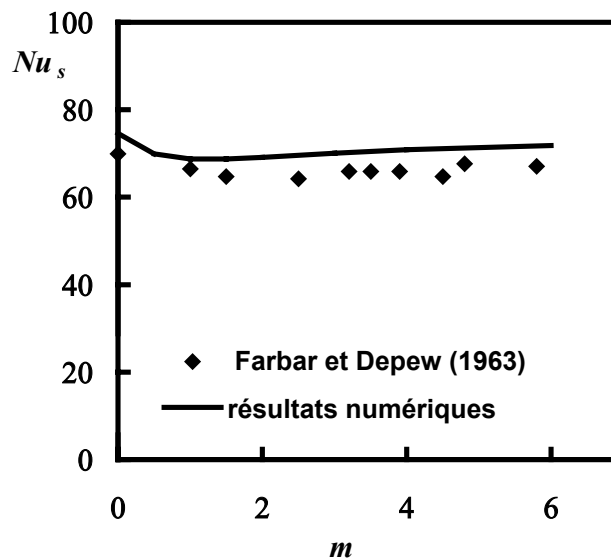


Figure 8.4 : Variation du nombre de Nusselt en fonction du taux de chargement pour $d_p = 200 \mu\text{m}$. Les points expérimentaux de Farbar et Depew (1963) sont représentés par des symboles pleins et les résultats numériques par un trait épais.

✓ *Simulation des expériences de Jepson et al. (1963)*

Il s'agit d'un écoulement chargé en particules de $500 \mu\text{m}$. Les deux valeurs limites de σ_γ estimées à partir des relations établies au chapitre V (paragraphe 2.2) pour ce diamètre de particules valent 0,02 radians (paroi de faible rugosité) et 0,06 radians (paroi de forte rugosité). La première valeur conduisant à une sous-estimation des échanges, seuls les résultats utilisant la deuxième valeur sont présentés ici. La figure 8.5 est représentative des résultats obtenus. Le nombre de Nusselt Nu_s à la sortie de la conduite, normé par sa valeur en fluide pur, Nu_0 , est tracé en fonction du taux de chargement. Nous pouvons noter l'adéquation entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques. Le modèle reproduit correctement la forte réduction du nombre de Nusselt à faible taux de chargement puis l'augmentation à taux de chargement plus élevés observées expérimentalement.

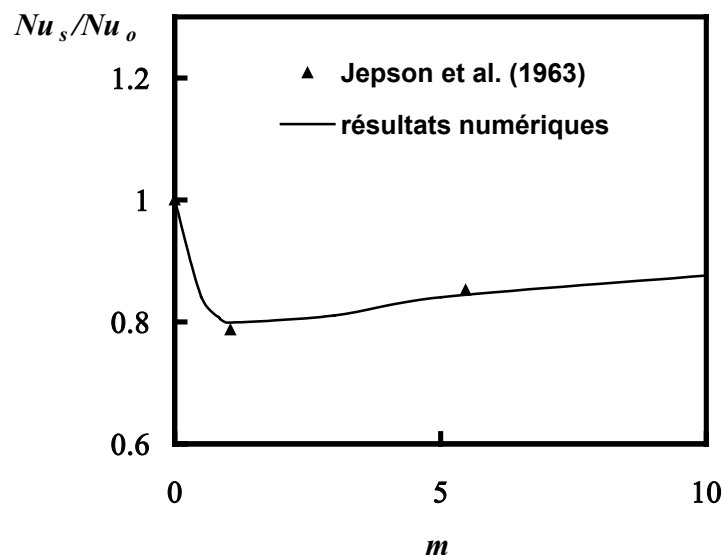


Figure 8. 5 : Variation du nombre de Nusselt en fonction du taux de chargement.

Comparaison avec les résultats expérimentaux de Jepson *et al.* (1963) ($d_p = 500 \mu\text{m}$ et

$$Re_D \approx 46500)$$

Bilan : Les résultats ont montré les capacités du code à simuler les écoulements gaz-particules en conduite verticale anisotherme. Cependant il faut noter que dans certaines situations, le code ne permet pas de prédire le comportement de la suspension (notamment pour des particules de très petits diamètres lorsque le couplage entre les deux phases est pris en compte). C'est le cas notamment des simulations des expériences de Boothroyd et Haque (1970) mettant en jeu des particules de zinc de très petit diamètre ($15 \mu\text{m}$). Le programme diverge à petits taux de chargement lorsque le couplage entre les deux phases est pris en compte. Ces cas font l'objet d'une attention particulière dans le but d'étendre la gamme de nos simulations.

3 Eléments de validation du modèle en conduite horizontale

3.1 Conditions expérimentales

Plusieurs séries de résultats expérimentaux ont été choisies pour valider la partie dynamique du modèle. Les données expérimentales disponibles concernent généralement le champ de vitesse du fluide, des particules et l'énergie cinétique du fluide. Nous proposons de comparer les résultats de nos simulations aux résultats expérimentaux de Tsuji et Morikawa (1982) et de Ljus *et al.* (2002). Aihara *et al.* (1997) présentent également des profils de vitesse du fluide en conduite horizontale. Pour la validation de la partie thermique, l'exercice s'avère plus difficile compte tenu du manque de données expérimentales. Toutefois, nous essayerons de comparer nos résultats numériques aux résultats expérimentaux de Depew et Cramer (1970) et aux expériences plus récentes d'Aihara *et al.* (1997).

Pour les différentes références choisies, les conditions expérimentales sont données dans les tableaux ci-dessous :

➤ Partie dynamique

Auteurs	D (m)	d_p (μm)	ρ_p (kg m^{-3})	Re_D	m	Matériaux
Tsuji et Morikawa (1982)	0,035	200	1000	23000	0,4	plastique
				35000		
Ljus <i>et al.</i> (2002)	0,1404	100	1000	82100	0,1	polyacrylate
				130 000		

Tableau 8. 3 : Données expérimentales pour la partie dynamique

➤ Partie thermique

Auteurs	D (m)	d_p (μm)	ρ_p (kg m^{-3})	Re_D	m	Conditions aux limites	Matériaux
Depew et Cramer (1970)	0,018	30	2500	15000	0-6	$\phi_w = 1000 \text{ W m}^{-2}$	verre
		200					
		30		30000			
		200					
Aihara <i>et al.</i> (1997)	0,0545	43	2500	30000 à 120000	0-3	$\phi_w = 896 \text{ W m}^{-2}$	verre

Tableau 8. 4 : Données expérimentales pour la partie thermique

3.2 Résultats préliminaires sur la dynamique de l'écoulement

➤ *Simulations des expériences de Tsuji et Morikawa (1982)*

Les résultats des simulations numériques sont reportés sur la figure 8.6 (il s'agit de profils tracés selon un diamètre vertical, comme pour l'ensemble des courbes présentées dans la suite de ce paragraphe, sauf précision contraire). Les vitesses du fluide et des particules sont adimensionnées par la vitesse débitante du fluide. Les résultats numériques en fluide pur, présentés sur la figure 8.6, sont en accord avec les résultats expérimentaux. Ils reproduisent également une légère dissymétrie du profil en présence des particules (figure de gauche). Pour un écoulement avec une vitesse débitante de 15 ms^{-1} (figure de droite), les particules ne modifient pas de manière considérable le profil de vitesse du fluide. Nous pouvons également noter l'accord satisfaisant entre les résultats expérimentaux et numériques concernant la prédiction de la vitesse de la phase dispersée et de la phase continue.

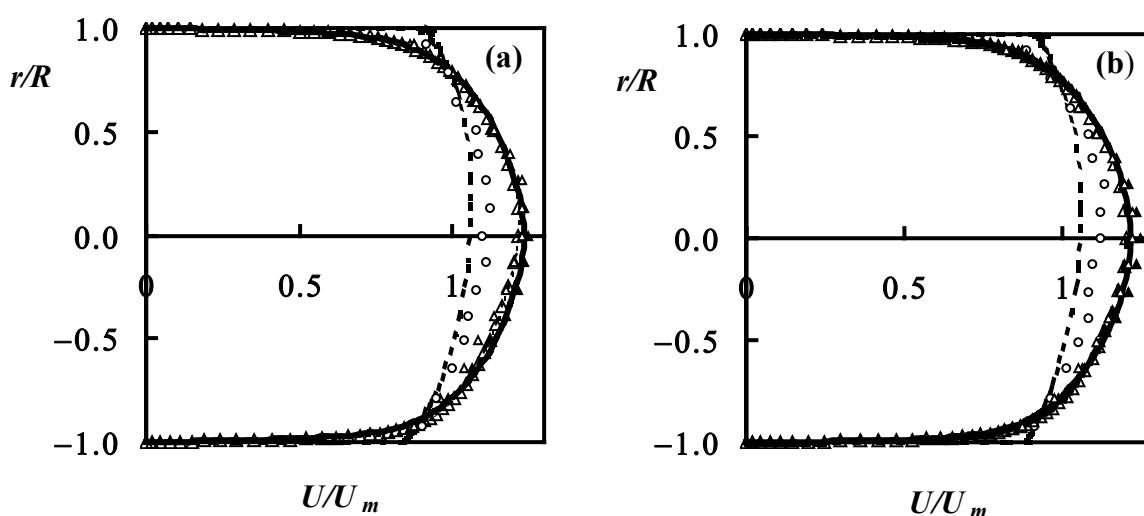


Figure 8. 6 : Vitesse moyenne axiale adimensionnelle pour une vitesse moyenne de l'air pour $m=0,4$ (a) 10 ms^{-1} et (b) 15 ms^{-1} . Comparaison avec les résultats expérimentaux de Tsuji et Morikawa (1982). Même légende que celle de la figure 8.1.

La figure 8.7 représente les profils verticaux de l'intensité turbulente dans la direction axiale pour les deux vitesses moyennes citées précédemment. A titre indicatif, les intensités turbulentes dans les directions radiales et tangentielle sont également représentées. Là encore nous pouvons noter l'adéquation entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux. Les résultats montrent que l'injection de particules au sein de l'écoulement conduit à une atténuation de la turbulence.

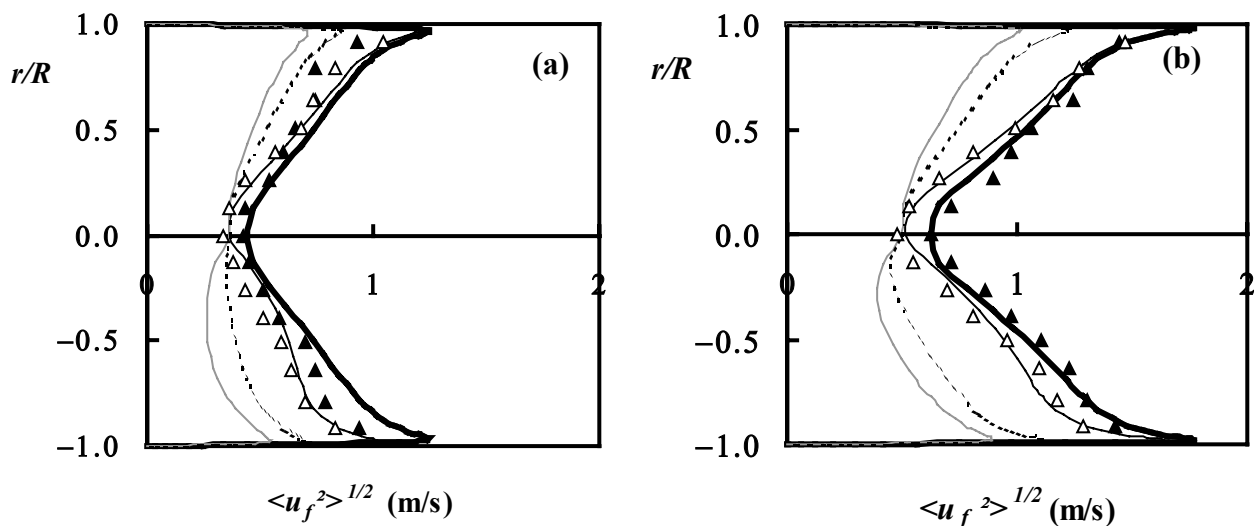


Figure 8. 7 : Ecart-type des fluctuations de vitesse à $m = 0,4$; (a) 10 m/s^{-1} et (b) 15 m/s^{-1} . Simulations : — fluide pur, fluide avec particules : — : direction axiale, --- : direction tangentielle et - - : direction radiale. Comparaison avec les expériences de Tsuji et Morikawa (1982) : ▲ fluide pur, △ fluide avec particules.

➤ *Simulations des expériences de Ljus et al. (2002)*

Le deuxième exemple de simulation numérique proposé concerne les données expérimentales de Ljus *et al.* (2002). Les conditions sont données dans le tableau 8.3. Les figures 8.8 (a) et 8.8 (b) représentent les profils de vitesses du fluide adimensionnés par la vitesse débitante (figures de gauche) et l'intensité turbulente du fluide dans la direction axiale (figures de droite) pour deux valeurs de Re_D égales à 82100 (figure 8.8 (a)) et 130000 (figure 8.8 (b)). La figure 8.8 (a) montre l'influence des particules sur l'écoulement moyen et sur les profils d'intensité turbulente. La vitesse dans la partie inférieure de la conduite diminue en présence des particules. La raison de ce comportement est la suivante : les particules sont affectées par la gravité et la distribution des particules sur toute la section n'est pas uniforme. Lorsque le niveau de turbulence n'est pas suffisamment élevé, les particules ont tendance à s'accumuler dans le fond de la conduite. Les simulations reproduisent de manière qualitative le caractère dissymétrique du profil de vitesse moyenne et de l'intensité turbulente du fluide. Cependant, notre modèle sous-estime cette atténuation de la vitesse du fluide dans la partie inférieure de la conduite.

L'influence des particules sur le profil de vitesse moyenne et sur le niveau de turbulence (figure 8.8 b) est moins prononcée à $Re_D \approx 130000$ qu'à $Re_D \approx 82100$. Les résultats montrent que l'injection de particules au sein de l'écoulement conduit soit à une atténuation soit à une

augmentation de la turbulence. Nous ne disposons pas de résultats expérimentaux pour les profils de concentration mais les simulations correspondant à ce cas montrent une forte concentration dans la partie inférieure de la conduite. Les figures 8.8 (a) et (b) (figure de droite) indiquent que l'intensité turbulente varie. Dans la partie supérieure de la conduite où la concentration est faible, elle est légèrement modifiée par la présence des particules (figure 8.8 a et b). Par contre, dans la partie basse de la conduite, où la concentration est importante, elle est fortement affectée par la présence des particules.

Pour $Re_D \approx 130000$ l'influence des particules est moins marquée sur les profils de vitesse (figure 8.8 b).

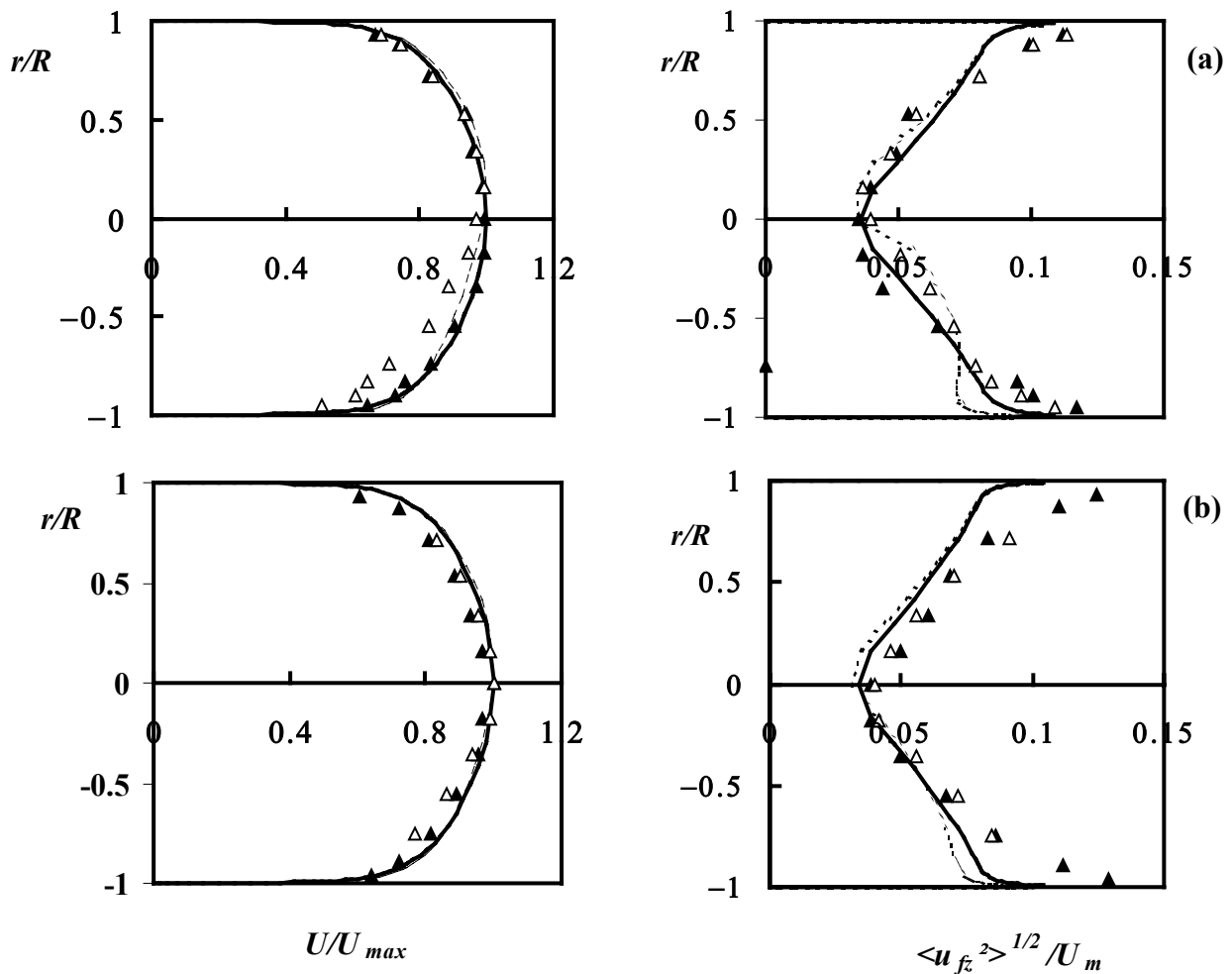


Figure 8. 8 : Vitesse moyenne axiale adimensionnelle et intensité turbulente pour (a) $Re_D \approx 82100$ et (b) $Re_D \approx 130000$, et $m=0,1$. Simulations : — fluide pur, --- fluide pour $m=0,1$; Expériences de Ljus *et al.* (2002) : ▲ fluide pur, Δ fluide pour $m=0,1$.

➤ *Simulations des expériences de Aihara et al. (1997)*

Le troisième exemple de simulation numérique proposé concerne les données expérimentales de Aihara *et al.* (1997) pour $Re_D = 67000$ et $m=0,16$. La figure 8.9 représente la comparaison des profils dynamiques verticaux et horizontaux entre les simulations et les résultats

expérimentaux. Nous pouvons noter l'adéquation en fluide pur entre les résultats numériques et expérimentaux. La présence des particules affecte considérablement l'écoulement comme l'indique la figure 8.9 (gauche). Notre modèle sous-estime cette atténuation de la vitesse du fluide dans la partie inférieure de la conduite. La figure de droite indique que dans la zone centrale de la conduite, le fluide est freiné par les particules. Ce phénomène n'est pas observé numériquement.

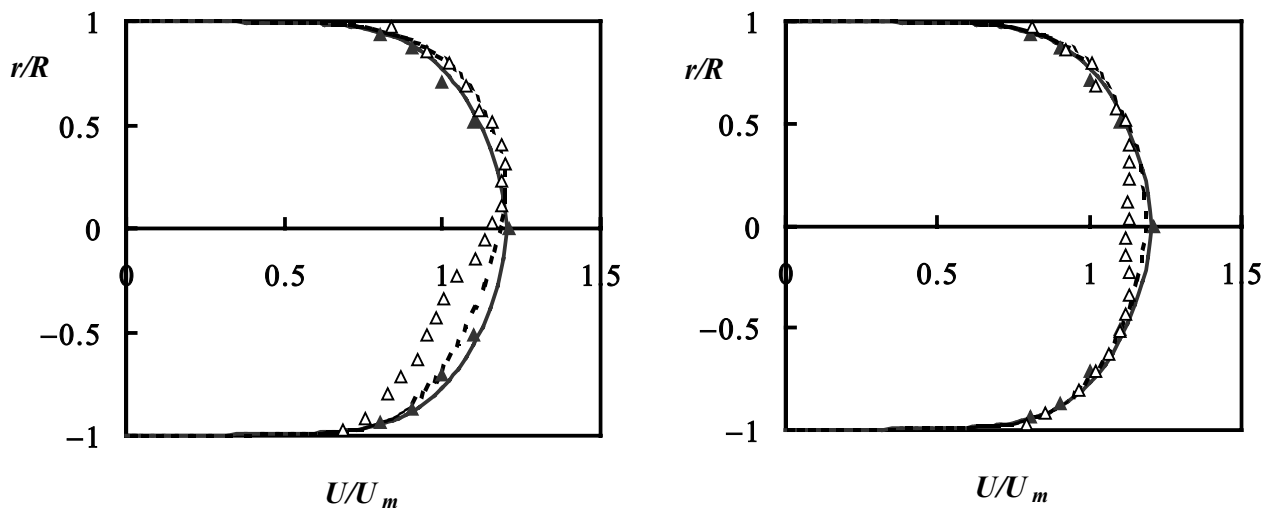


Figure 8.9 : Profils vertical et horizontal de la vitesse moyenne du fluide d'après les conditions expérimentales d'Aihara *et al.* (1997) à $Re_D = 67000$ et $m = 0,16$.

Simulations : — fluide pur, --- fluide pour $m=0,16$; Résultats expérimentaux: ▲ fluide pur, △ fluide pour $m=0,16$.

L'ensemble des résultats montre la capacité du modèle à prédire de manière qualitative les effets observés expérimentalement. Du point de vue quantitatif, l'accord est plus difficile à obtenir pour les particules les plus petites.

3.3 Simulation des échanges thermiques entre la suspension et la paroi

Ce paragraphe donne à présent deux exemples de calculs complets, avec prise en compte du transfert de chaleur en conduite horizontale, basés sur les conditions expérimentales d'Aihara *et al.* (1997) et de Depew et Cramer (1970). Les données expérimentales disponibles concernent généralement le nombre de Nusselt, qui caractérise le transfert de chaleur entre la suspension et la paroi, et le champ de température du fluide.

➤ *Simulations des expériences de Aihara et al. (1997)*

Le premier exemple de simulation numérique proposé concerne les données expérimentales de Aihara *et al.* (1997) pour $Re_D = 67000$ et $m=0,16$. La figure 8.10 représente la comparaison des profils verticaux de température du fluide (figure de gauche) et horizontaux (figure de droite) entre les simulations et les résultats expérimentaux d'Aihara *et al.* (1997).

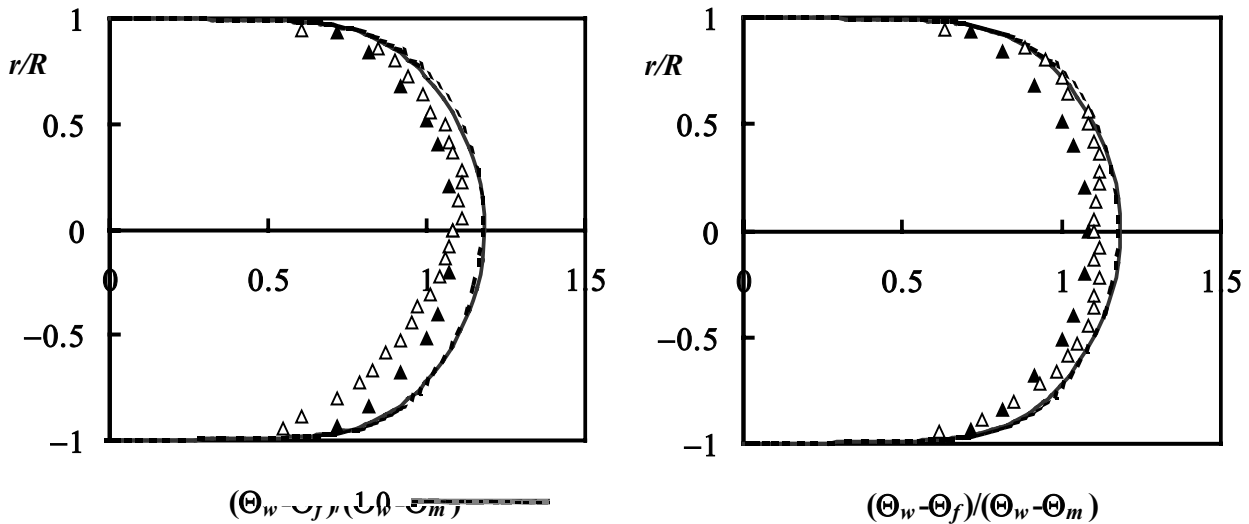


Figure 8. 10 : Profils vertical et horizontal de la température du fluide d’après les conditions expérimentales de Aihara *et al.* (1997) à $Re_D = 67000$ et $m=0,16$. Pour la légende se reporter à celle de la figure 8.9.

Contrairement au paragraphe précédent où la dynamique de l’écoulement était correctement simulée, on s’aperçoit que pour la température du fluide, le modèle utilisé conduit à une surestimation et ceci même en fluide pur. L’explication possible réside dans le fait que les propriétés thermiques du fluide dans notre code sont supposées constantes sur toute la longueur de la conduite, ce qui n’est apparemment pas le cas pour Aihara *et al.* (1997) les propriétés thermique du fluide évoluent le long de la conduite. Il faut noter que les propriétés thermiques du fluide sont évaluées à la température de mélange de la suspension, définie par :

$$\Theta_{m,L_i} = \Theta_{f,0} + \pi D \frac{\Phi_w L_i}{q_{mf} (m C_{pp} + C_{pf})}$$

où $\Theta_{f,0}$ est la température de l’air à l’entrée de la section chauffée.

Nous avons effectué d’autres tests en évaluant la température moyenne de mélange de la suspension à l’entrée du tronçon chauffé et à la sortie du tronçon mais les résultats conduisent également à une surestimation de la température du fluide. Notre modèle ne reproduit pas l’asymétrie du profil de température en présence des particules observée expérimentalement. D’autres investigations seront nécessaires pour mieux comprendre le comportement de la phase dispersée et de la phase continue.

➤ *Simulations des expériences de Depew et Cramer (1970)*

Il s'agit de particules de verre de diamètres 30 et 200 μm dans un écoulement d'air à $Re_D \approx 15000$ et 30000. Pour les particules de petit diamètre, $d_p = 30 \mu\text{m}$, aucune comparaison n'a été possible avec les simulations puisque les expériences disponibles ne commencent qu'à partir d'un taux de chargement de l'ordre de 1, valeur pour laquelle notre code diverge en présence de particules de petite taille. Pour les particules de 200 μm , la figure 8.11 présente les nombres de Nusselt obtenus, avec une particularité due au fait que Nu_s/Nu_o varie de façon azimutale. Nous proposons ici les valeurs extrêmes obtenues en haut et en bas sur un axe vertical en sortie de conduite. Une asymétrie apparaît entre haut et bas de la conduite. Globalement, en fonction du taux de chargement, on observe, comme dans le cas d'une conduite verticale, que le rapport Nu_s/Nu_o décroît d'abord puis augmente avec le taux de chargement. Quel que soit le taux de chargement, le nombre de Nusselt ne dépasse pas la valeur obtenue en fluide seul. Les résultats numériques indiquent que le nombre de Nusselt dans la partie inférieure est supérieur au nombre de Nusselt dans la partie supérieure, alors que les résultats expérimentaux indiquent le contraire. L'explication de ce phénomène réside certainement dans l'analyse de la modification de la dynamique de l'écoulement en zone de proche paroi.

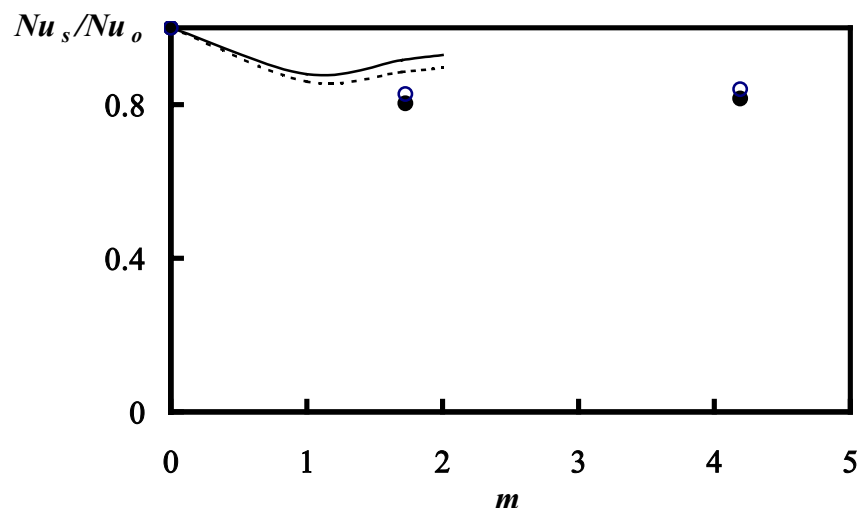


Figure 8. 11 : Evolution du nombre de Nusselt d'après les conditions expérimentales de Depew et Cramer (1970) à $Re_D \approx 15000$. Résultats expérimentaux (\circ : partie supérieure de la conduite, \bullet : partie inférieure de la conduite). Résultats numériques (\cdots : paroi supérieure, $-$: paroi inférieure).

4 Influence du modèle de dispersion

4.1 Modélisation des fluctuations de vitesses

Dans cette partie nous nous proposons d'analyser l'influence de la modélisation des fluctuations de vitesse du fluide sur le comportement dynamique des particules. Pour cela les simulations sont réalisées dans les conditions suivantes :

- modèle 1 : modèle complet décrit au chapitre IV (relation 4.5)
- modèle 2 : modèle non corrélé : les fluctuations sont générées sans tenir compte de la contrainte turbulente $\langle u_{fr} u_{fz} \rangle$
- modèle 3 : modèle sans le terme correctif de « spurious drift », lié à la non-homogénéité de la turbulence. Ce terme s'écrit, dans les 3 directions :

$$\text{direction axiale : } \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r \langle u_{fr} u_{fz} \rangle)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \langle u_{fw} u_{fz} \rangle}{\partial w} \right)$$

$$\text{direction radiale : } \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r \langle u_{fr}^2 \rangle)}{\partial r} - \frac{\langle u_{fw}^2 \rangle}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \langle u_{fw} u_{fr} \rangle}{\partial w} \right)$$

$$\text{direction tangentielle : } \frac{1}{r} \left(\frac{\partial (r \langle u_{fr} u_{fw} \rangle)}{\partial r} + \frac{\partial \langle u_{fw}^2 \rangle}{\partial w} \right)$$

Les simulations numériques sont obtenues sur les bases des conditions expérimentales de Tsuji et Morikawa (1982) avec un diamètre de particules fixé à 50, 200 et 500 μm et des conditions expérimentales de Depew et Cramer (1970) pour un diamètre de particules fixé à 10 et 30 μm . Les simulations sont réalisées en « one way » pour la partie dynamique et en « two way » pour la partie thermique. Le taux de chargement est fixé à 0,1.

➤ *Simulations des expériences de Tsuji et Morikawa (1982)*

Les résultats sont présentés sur les figures 8.12 à 8.14. Les figures 8.12 représentent les profils de concentration (profils de gauche) et les profils de vitesses du fluide et des particules, adimensionnés par rapport à la vitesse moyenne. Les figures 8.12 (a), (b) et (c) représentent respectivement les résultats numériques pour $d_p = 50, 200$ et $500 \mu\text{m}$. On peut remarquer que le modèle de dispersion a peu d'influence sur les profils de concentration et sur le champ de vitesse des particules en présence de grosses particules (200 μm et 500 μm). Par contre pour les particules de petit diamètre (50 μm), ces profils sont modifiés par le modèle de dispersion. Ces particules suivent le fluide, et les profils des vitesses moyennes des particules, l'intensité turbulente dans la direction axiale (figure 8.13) et les contraintes turbulentes (figure 8.14) des particules sont quasiment identiques à celles du fluide. Comme les particules de plus petite taille répondent bien à la turbulence du fluide, la prise en compte de la corrélation $\langle u_{fr} u_{fz} \rangle$ agit directement sur le comportement de $\langle u_{pr} u_{pz} \rangle$. La correction du spurious drift affecte particulièrement la distribution des particules dans la zone centrale et en zone de proche paroi. En effet, sans ce terme correctif les particules ont tendance à s'accumuler dans ces deux zones. Les particules de petite taille sont fortement sensibles à ce phénomène. La vitesse moyenne des particules n'est pratiquement pas affectée par les effets du « spurious drift ».

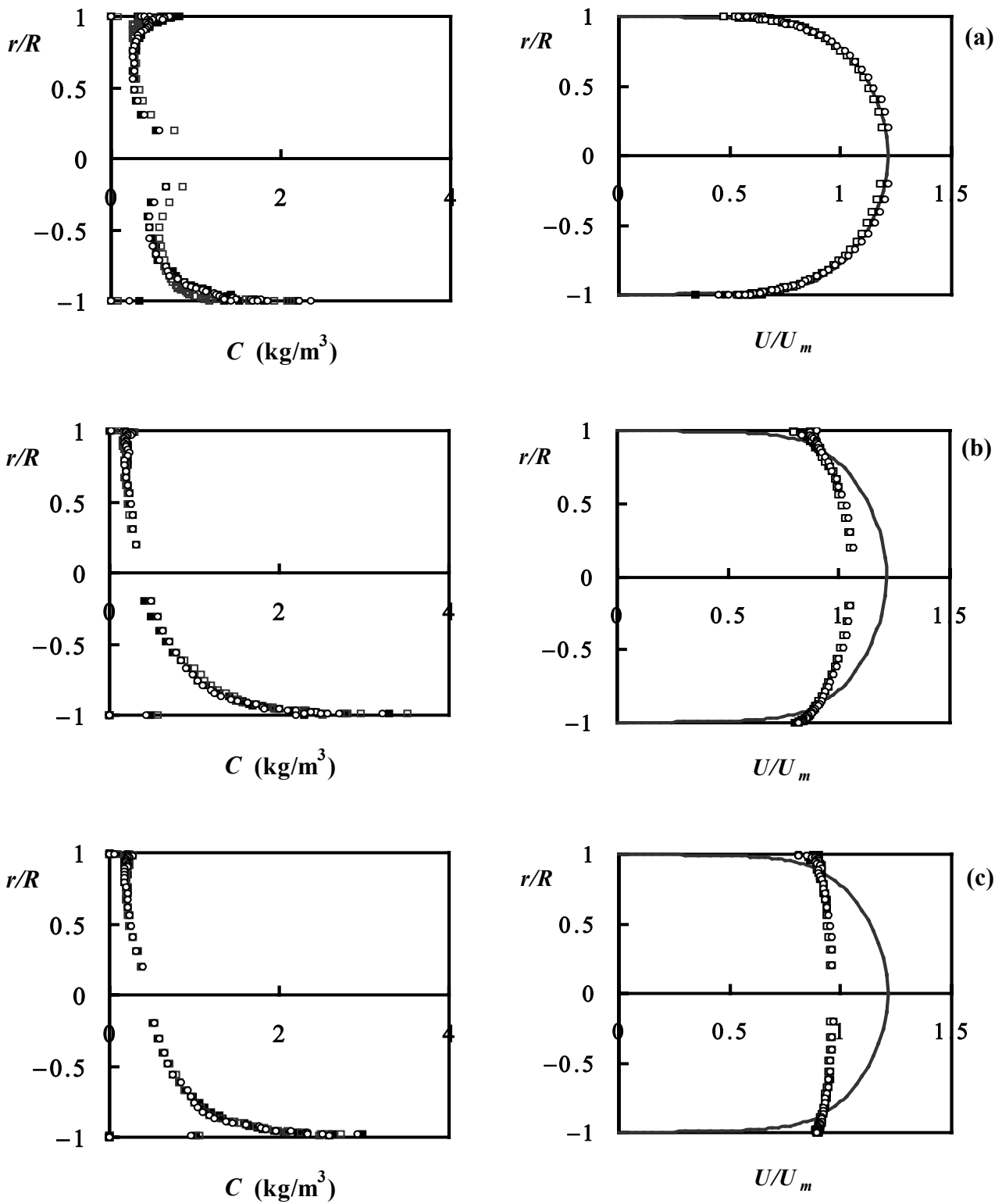


Figure 8. 12: Profils verticaux de concentration et de vitesse du fluide et des particules.
 Gaz : — ; particules : ■ modèle 1, ○ modèle 2, □ modèle 3 pour $d_p = 50 \mu\text{m}$ (a),
 $200 \mu\text{m}$ (b) et $500 \mu\text{m}$ (c).

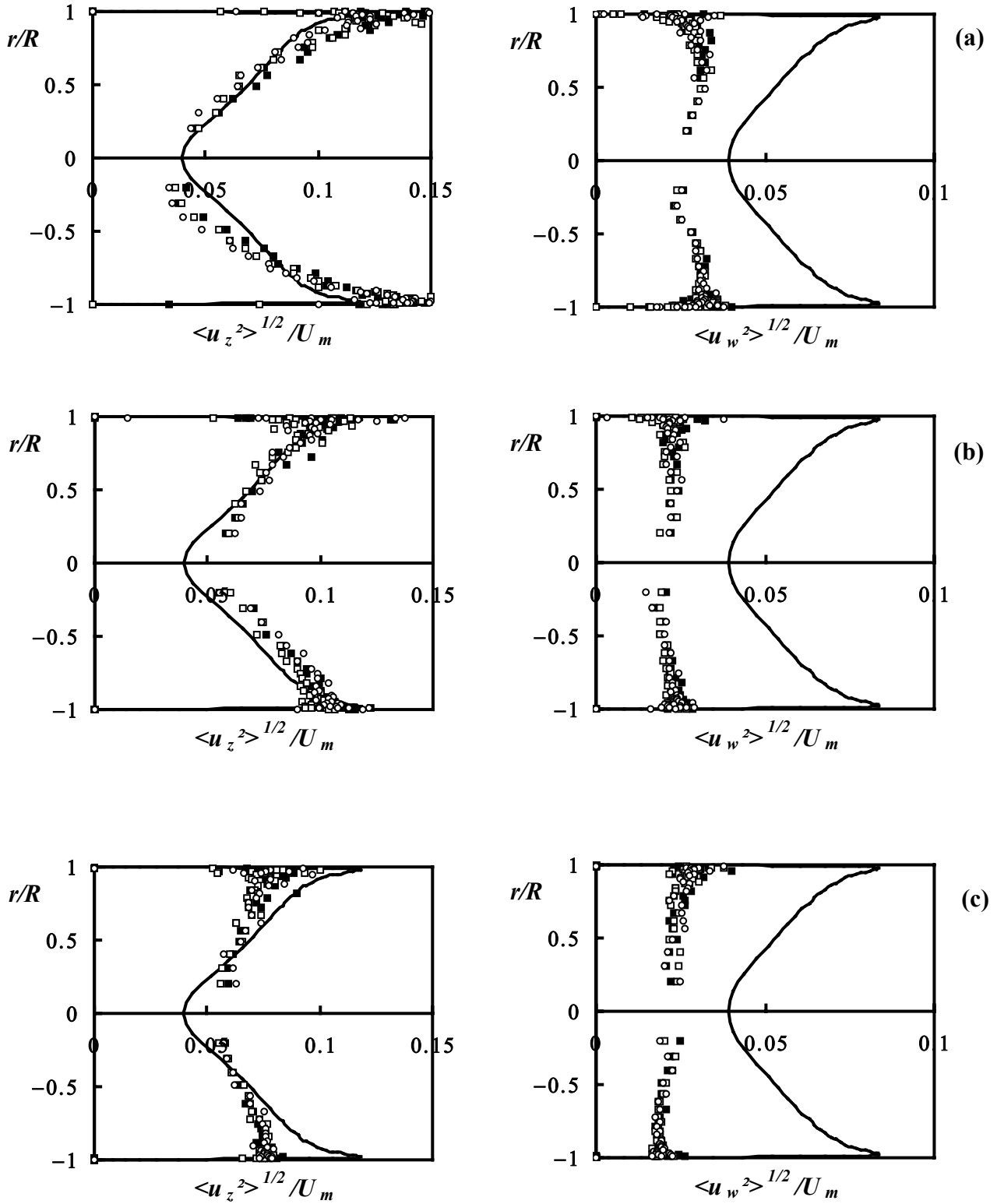


Figure 8.13 : Profils verticaux d'intensité turbulente du fluide et des particules dans les directions axiale et tangentielle pour $d_p = 50 \mu\text{m}$ (a), $200 \mu\text{m}$ (b) et $500 \mu\text{m}$ (c).

Même légende que la figure 8.12.

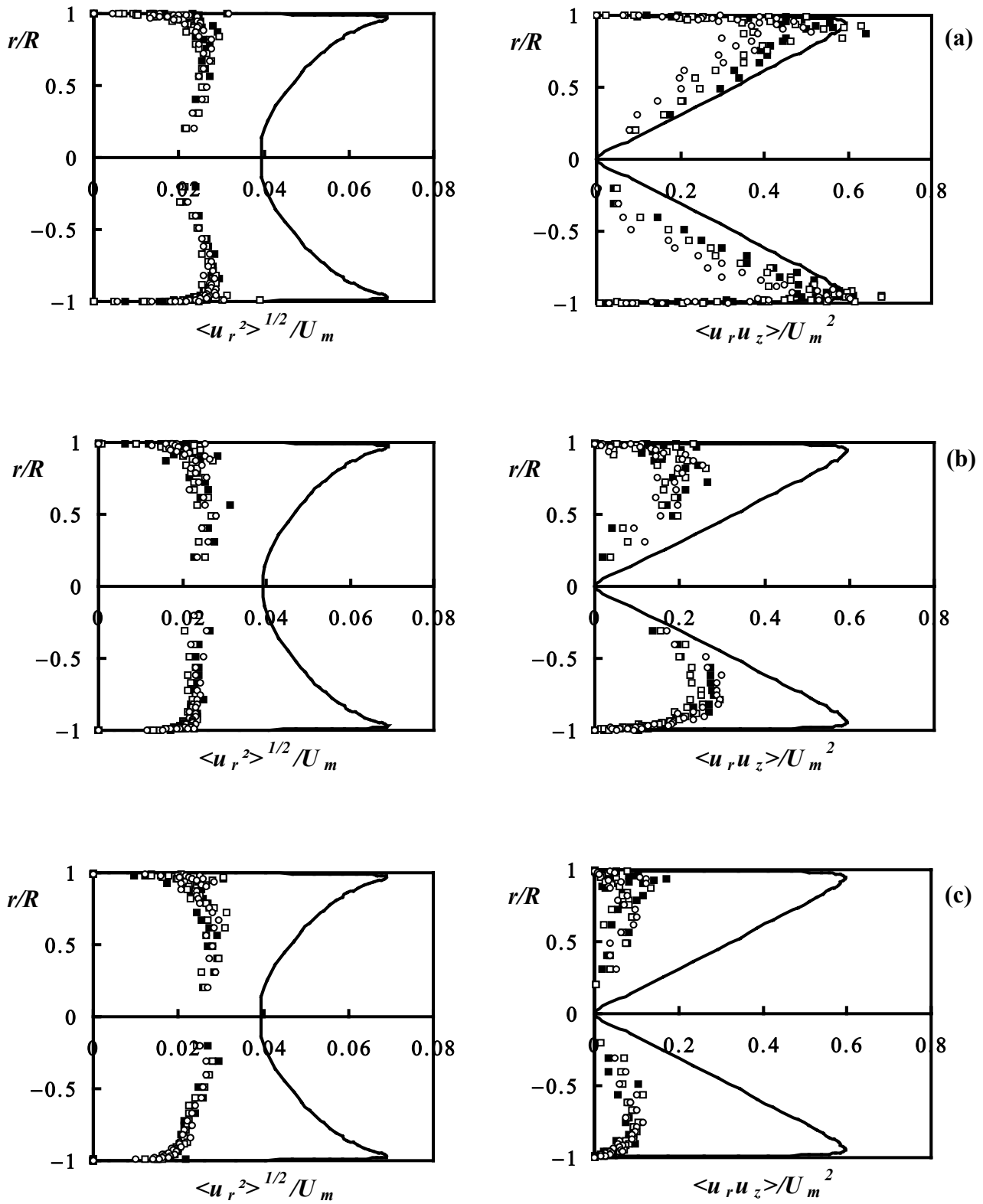


Figure 8. 14 : Profils verticaux d'intensité turbulente du fluide et des particules dans la direction radiale et des contraintes turbulentes pour $d_p = 50 \mu\text{m}$ (a), $200 \mu\text{m}$ (b) et $500 \mu\text{m}$ (c). Même légende que la figure 8.12.

➤ *Simulations basées sur les conditions expérimentales de Depew et Cramer(1970)*

Les simulations sont basées sur les conditions expérimentales de Depew et Cramer (1970) (données reportées dans le tableau 8.4) pour d_p fixé à 10 et 30 μm . Les résultats dynamiques sont tout d'abord présentés sur les figures 8.15, 8.16 et 8.17. L'absence de correction du « spurious drift » conduit bien à une accumulation de particules dans les zones de faible intensité turbulente (au centre de la conduite et à la paroi). Cet effet est d'autant plus marqué que le diamètre des particules est petit, cas où la dispersion turbulente joue un rôle prépondérant.

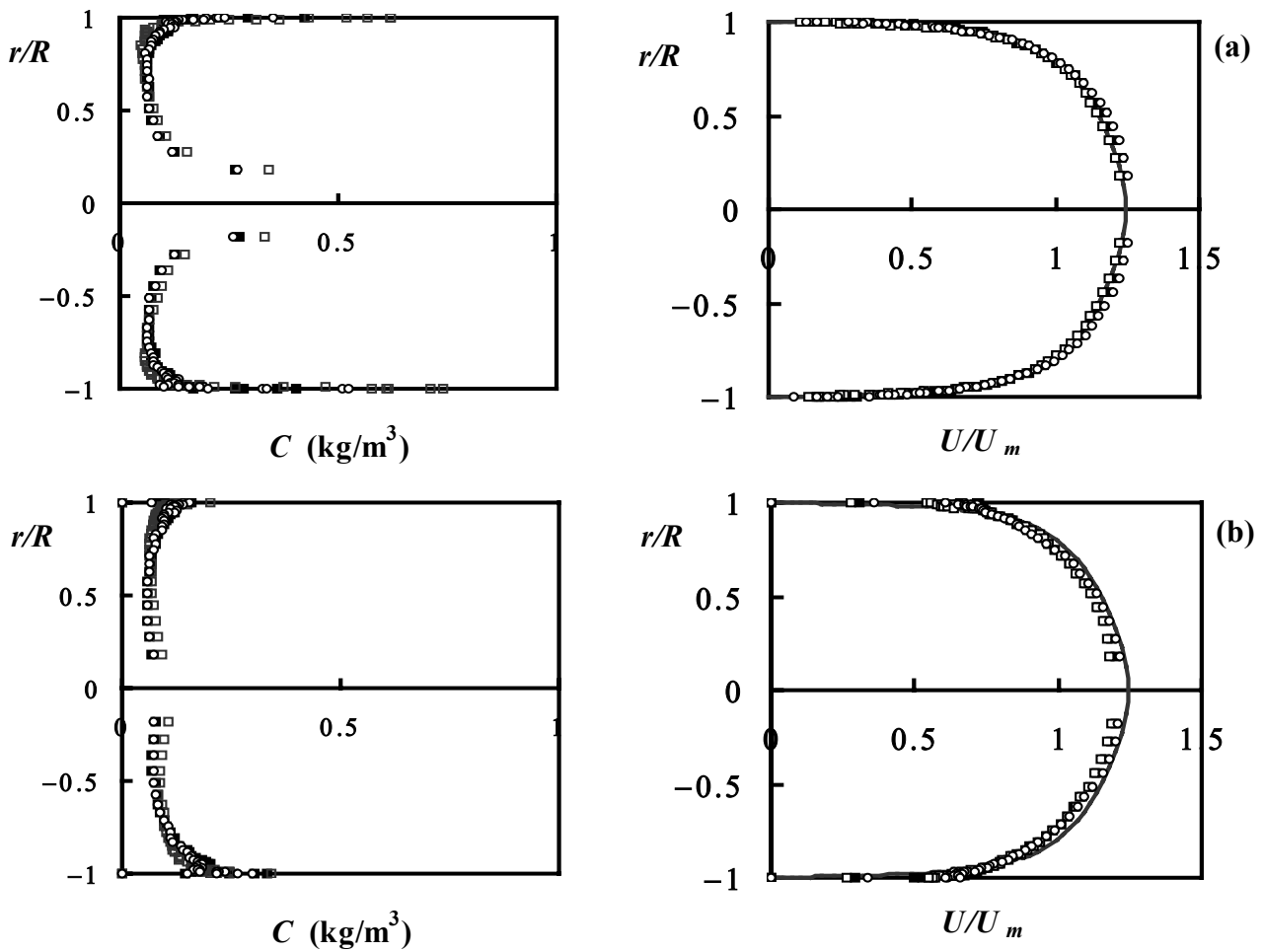


Figure 8. 15 : Profils verticaux de concentration et de vitesse du fluide et des particules dans les conditions expérimentales de Depew et Cramer (1970) à $Re_D \approx 15000$ et $m=0,1$. Gaz : — ; Particules (■ : modèle 1, ○ : modèle 2 et □ : modèle 3) pour $d_p = 10 \mu\text{m}$ (a) et $30 \mu\text{m}$ (b).

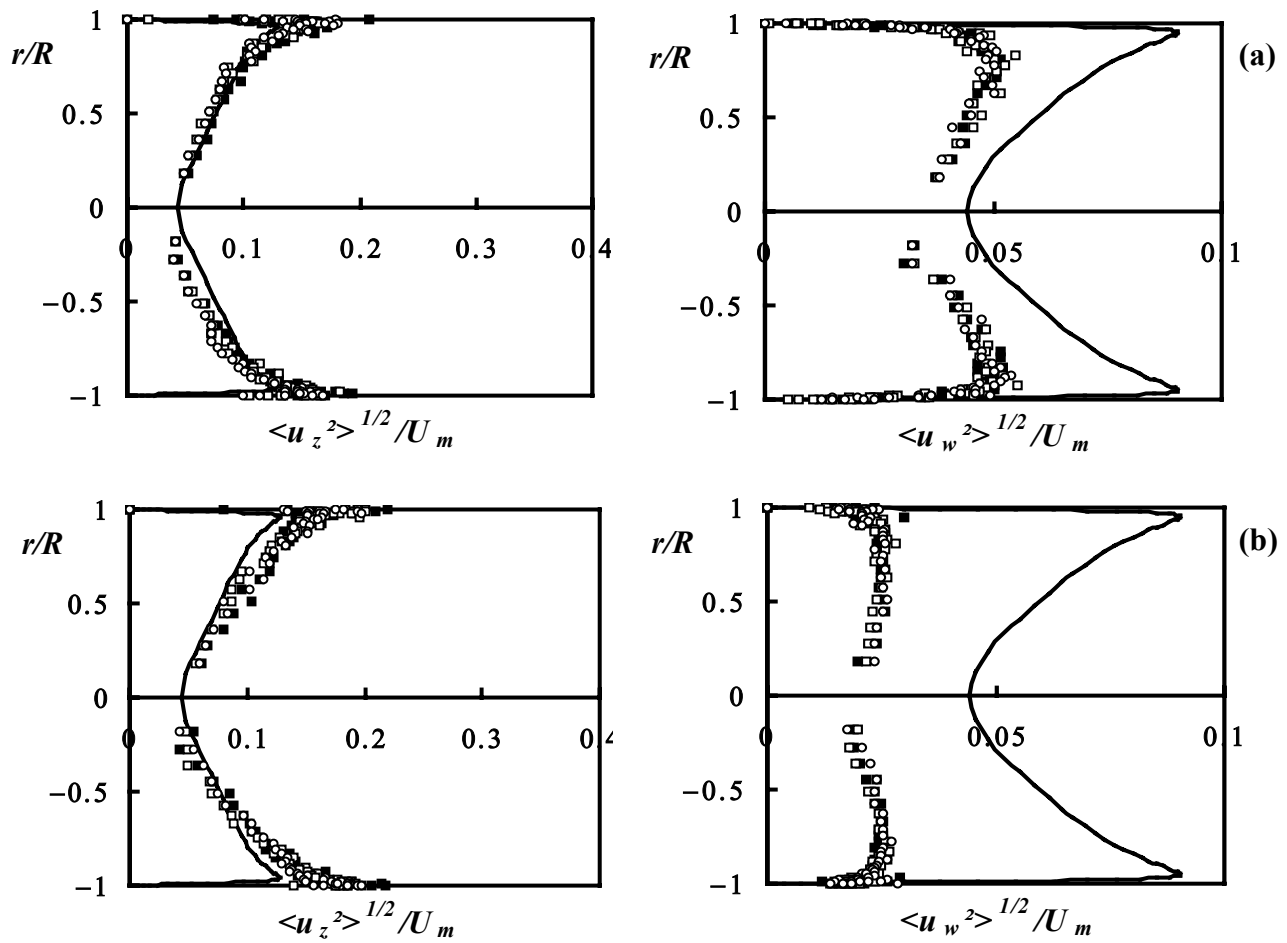


Figure 8.16 : Profils verticaux d'intensité turbulente du fluide et des particules dans les directions axiale et transversale pour $d_p = 10 \mu\text{m}$ (a) et $30 \mu\text{m}$ (b). Même légende que la figure 8.15.

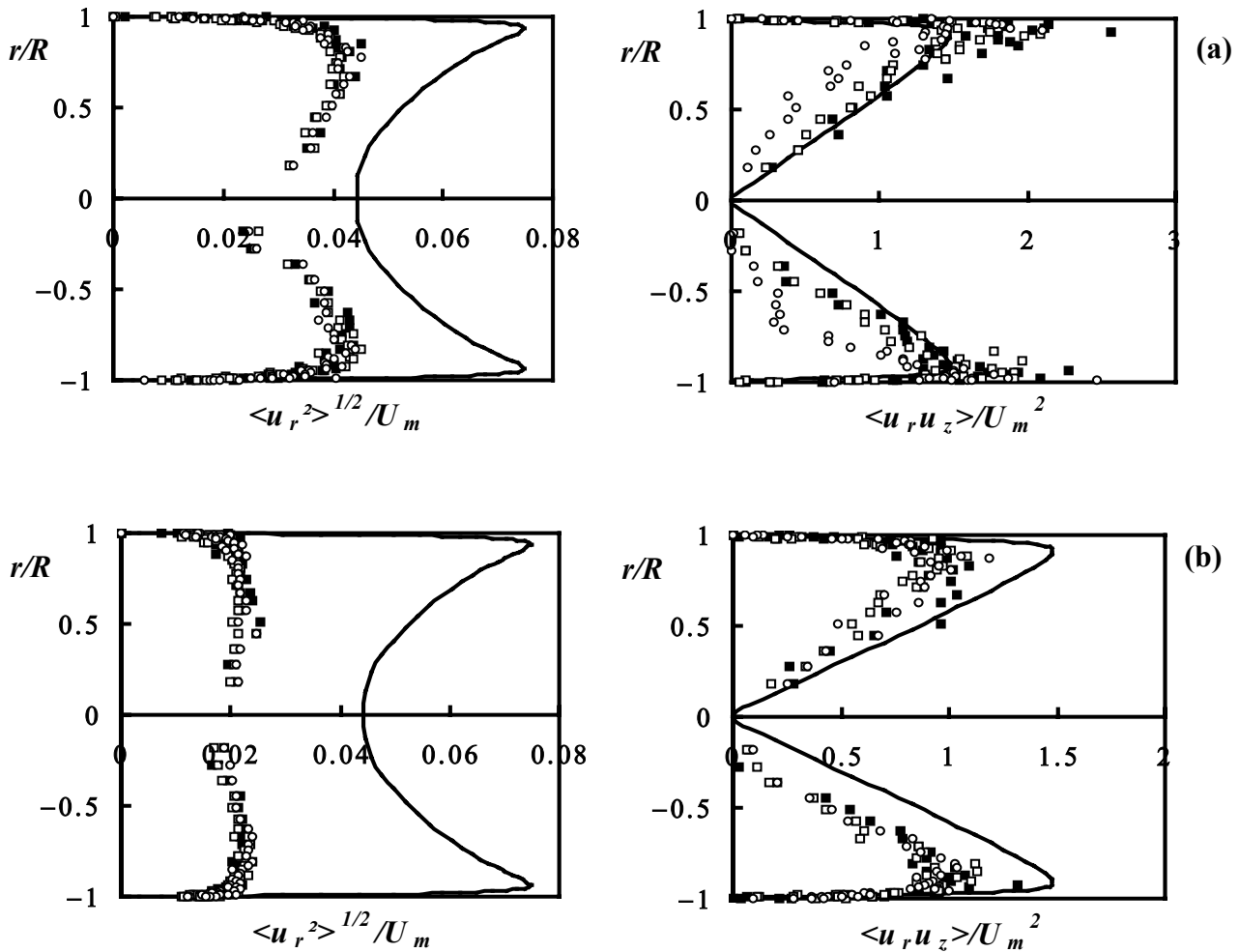


Figure 8.17 : Profils verticaux d'intensité turbulente du fluide et des particules dans la direction radiale et des contraintes turbulentes $d_p = 10 \mu\text{m}$ (a) et $30 \mu\text{m}$ (b). Même légende que la figure 8.15.

➤ *Bilan*

A partir des figures 8.12 à 8.17 nous pouvons émettre plusieurs remarques.

- Tout d'abord le rôle de l'inertie des particules est bien représenté. En effet les particules de plus petite taille suivent le fluide. Les profils des vitesses moyennes des particules, les profils d'intensité turbulente dans la direction axiale et les contraintes turbulentes des particules sont quasiment identiques à ceux du fluide. Comme les particules de plus petite taille répondent bien à la turbulence du fluide, la prise en compte de la corrélation $\langle u_{fr} u_{fz} \rangle$ agit directement sur le comportement de $\langle u_{pr} u_{pz} \rangle$.

- La correction du spurious drift affecte particulièrement la distribution des particules dans la zone centrale et en zone de proche paroi. En effet, sans ce terme correctif les particules ont tendance à s'accumuler dans ces deux zones. Les particules les plus petites sont fortement sensibles à ce phénomène. Par contre, la vitesse moyenne des particules n'est pratiquement pas affectée par les effets du « spurious drift ».

- L'énergie cinétique turbulente de la phase particulaire dans la direction axiale est supérieure à celle du fluide. Ce phénomène a déjà été observé analytiquement par Zaichik (1999) pour un écoulement turbulent homogène cisailé.

4.2 Modélisation des fluctuations de température

Dans cette partie nous nous proposons d'analyser l'influence de la modélisation des fluctuations de température du fluide sur le comportement thermique des particules. Pour cela les simulations sont réalisées dans les conditions suivantes :

- Modèle 1 : modèle complet décrit au chapitre IV (relation 4.25)
- Modèle 2 : modèle non corrélé, c'est à dire que les fluctuations sont générées sans tenir compte de $\langle u_{fr} \theta_f \rangle$ et de $\langle u_{fz} \theta_f \rangle$.
- Modèle 3 : les fluctuations sont générées sans tenir compte du terme correctif lié à la non-homogénéité de la turbulence que l'on appellera ici correction du « spurious drift thermique » :
$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r \langle u_{fr} \theta_f \rangle)}{\partial r} + \frac{\partial \langle u_{fz} \theta_f \rangle}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \langle u_{fw} \theta_f \rangle}{\partial w} \right)$$
- Modèle 4 : identique au modèle 3, mais non corrélé (c'est à dire sans respecter les flux de chaleur turbulents $\langle u_{fr} \theta_f \rangle$ et $\langle u_{fz} \theta_f \rangle$).

Les simulations numériques sont réalisées d'après les conditions expérimentales de Depew et Cramer (1970) avec un diamètre de particules fixé à 10 et 30 μm et un taux de chargement égal à 0,1.

Les figures 8.18 à 8.22 présentent, respectivement, les profils verticaux des températures moyennes adimensionnelles des particules, des fluctuations de température, et des flux de chaleur turbulents dans les directions radiale (figure 8.20), tangentielle (figure 8.21) et axiale (figure 8.22). La figure 8.18 présentent les profils verticaux de température des particules pour chacun des modèles cités précédemment. λ_f est la conductivité thermique du gaz et Θ_w la température à la paroi. Les grandeurs moyennes de la phase continue sont également reportées sur ces figures, à titre de comparaison. Les travaux de Moissette (2001) ont montré, par analogie avec la dynamique en conduite verticale, que l'inertie thermique des particules affecte la réponse des particules au modèle de dispersion. Le comportement des particules de forte inertie est peu affecté par la turbulence du fluide. Les particules de faible inertie voient leurs propriétés tendre vers celles du fluide. Le modèle développé par Moissette (2001) ne tient pas compte du terme correctif de « spurious drift thermique » défini au chapitre IV. Nous proposons ici de comparer également les résultats avec ce terme correctif. Les profils des fluctuations de température et de température en présence de particules de petit diamètre sont fortement modifiés par l'introduction de ce terme correctif. Les résultats des simulations (non présentés ici) indiquent que les particules sont plus sensibles aux flux de chaleur turbulent $\langle u_{fr} \theta_f \rangle$ qu'au flux turbulent $\langle u_{fz} \theta_f \rangle$. Nous observons une forte influence des corrélations $\langle u_{fr} \theta_f \rangle$ et $\langle u_{fz} \theta_f \rangle$ et de la correction du « spurious drift thermique » sur les fluctuations de température et sur les flux turbulents selon les directions axiale z et radiale r . La fluctuation de la température des particules dépasse celle du fluide Ce phénomène a également été observé analytiquement par Zaichik (1999) pour un écoulement turbulent homogène cisailé.

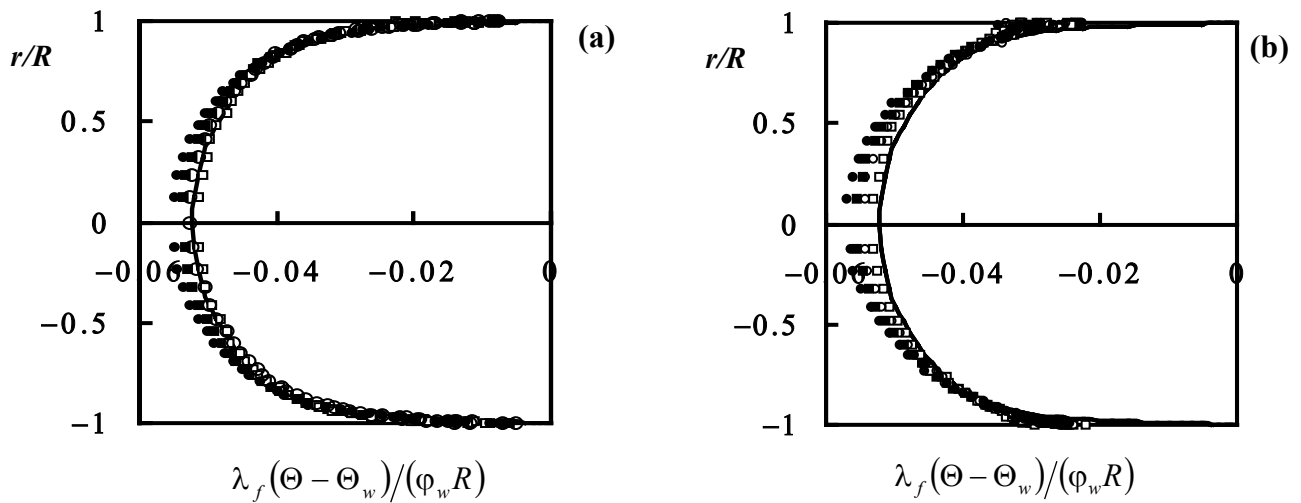


Figure 8.18 : Profils verticaux de température du fluide et des particules, d'après les conditions expérimentales de Depew et Cramer (1970) à $Re_D \approx 15000$ pour d_p fixé à $10 \mu\text{m}$ (a) et $30 \mu\text{m}$ (b). Gaz (— : modèle 1, --- : modèle 2, - : modèle 3 et - : modèle 4) ; particules (■ : modèle 1, ● : modèle 2, □ : modèle 3 et ○ : modèle 4).

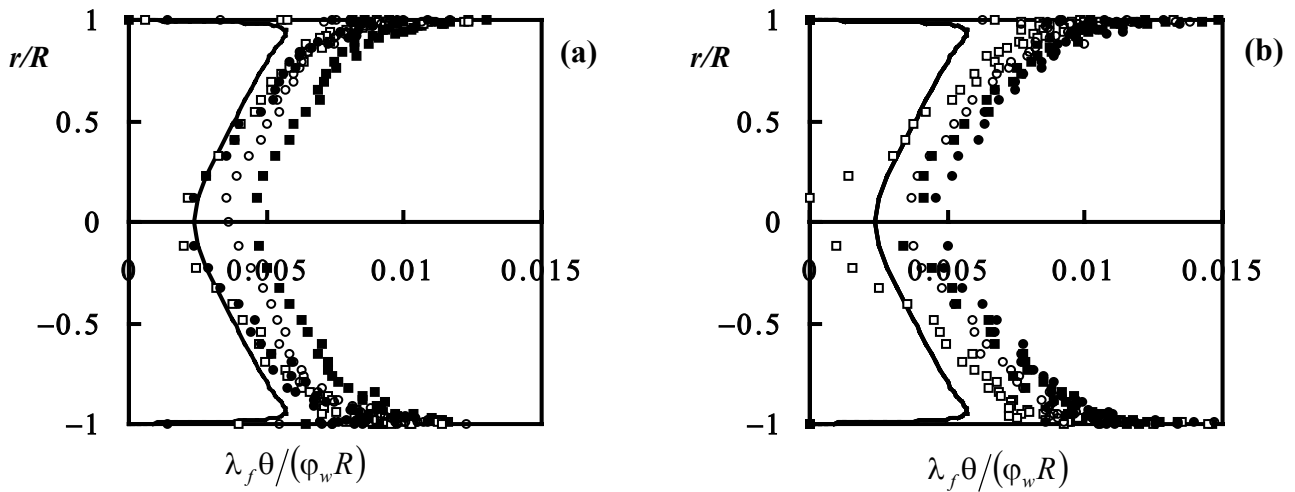


Figure 8.19 : Profils verticaux des fluctuations de température du fluide et des particules, d'après les données expérimentales de Depew et Cramer (1970). Même légende que celle de la figure 8.18.

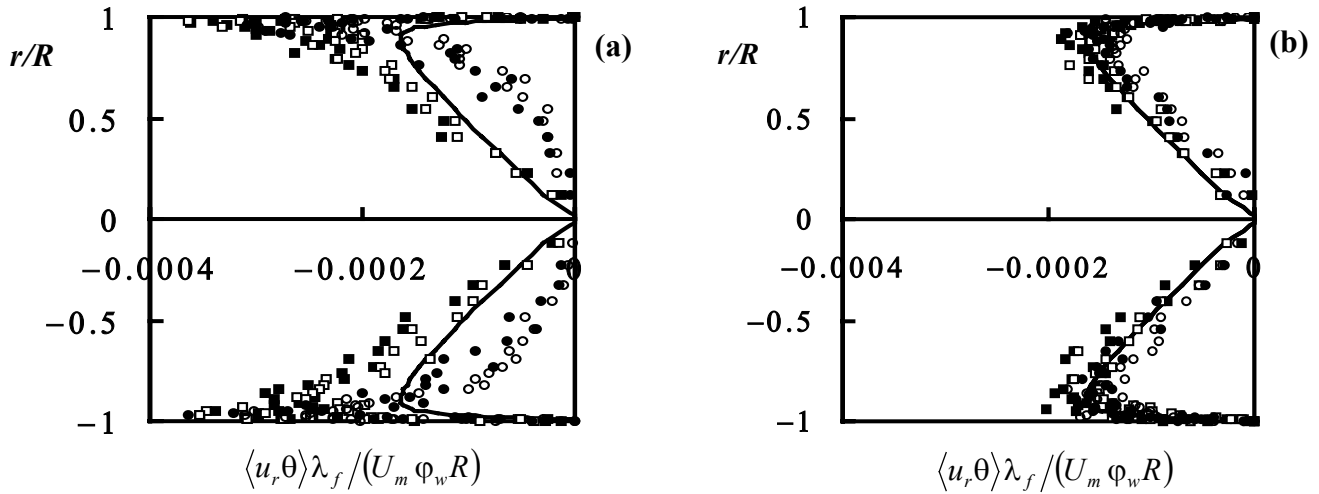


Figure 8.20 : Profils verticaux des flux de chaleur turbulents radiaux, d'après les données expérimentales de Depew et Cramer (1970). Même légende que la figure 8.18.

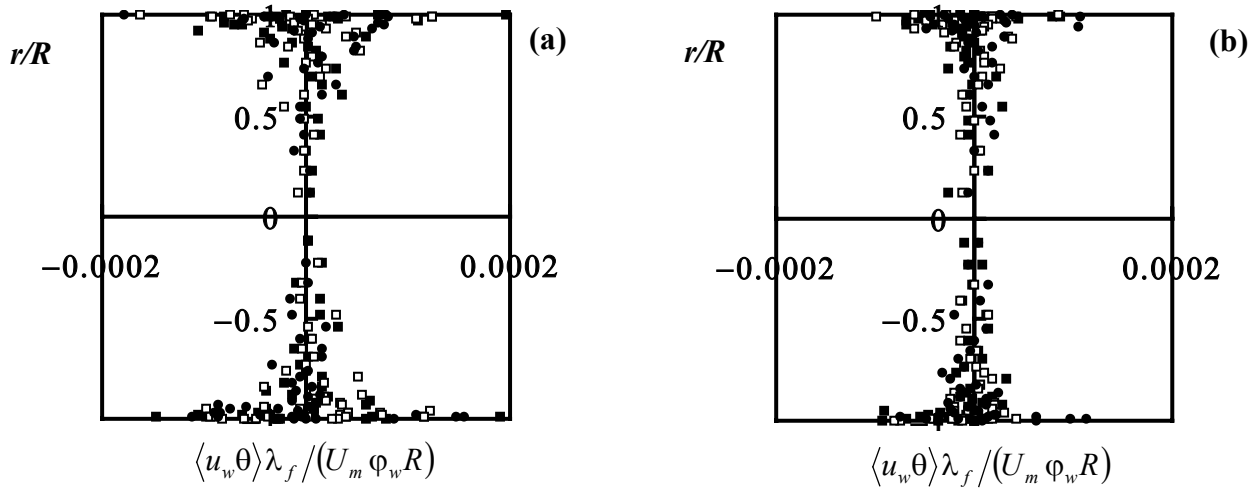


Figure 8.21 : Profils verticaux des flux de chaleur turbulents dans la direction tangentielle. Même légende que la figure 8.18.

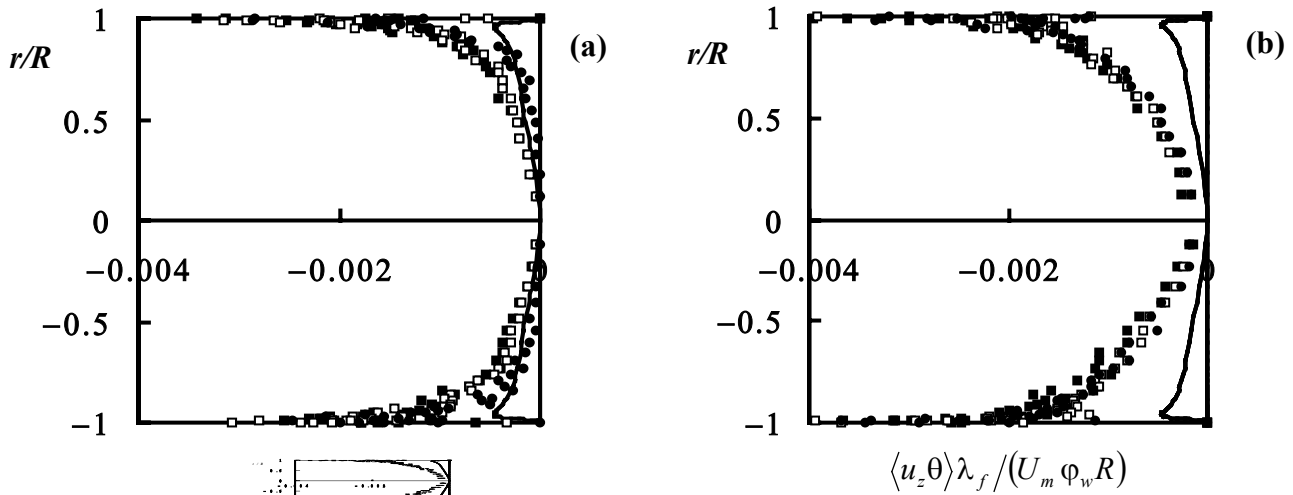


Figure 8.22 : Profils verticaux des flux de chaleur turbulents dans la direction axiale. Même légende que pour la figure 8.18.

➤ *Bilan*

A partir des figures 8.18 à 8.22 nous pouvons émettre plusieurs remarques :

- Le rôle de l’inertie thermique des particules est bien représenté. En effet les particules de faible inertie voient leurs propriétés tendre vers celles du fluide (figure 8.18 (a)). Comme les particules de plus petite taille répondent bien à la turbulence du fluide, la prise en compte de la corrélation $\langle u_{fj} \theta_f \rangle$ agit directement sur le comportement de $\langle u_{pr} \theta_p \rangle$ (figure 8.20 (a)). Ces particules sont plus sensibles à la modélisation de la dispersion. Les particules de forte inertie mettent plus de temps à répondre aux sollicitations du fluide. Le comportement de ces particules est peu affecté par la turbulence du fluide.

- La correction du spurious drift thermique agit particulièrement sur le comportement de la fluctuation de température des particules. Les particules de plus petite taille (10 μm) sont fortement sensibles à ce phénomène. La température moyenne des particules est légèrement modifiée par la présence de ce terme correctif.

- Il faut noter également que le niveau des fluctuations de température et des flux turbulents $\langle u_{pr} \theta_p \rangle$ et $\langle u_{pz} \theta_p \rangle$ est largement supérieur à celui de la phase fluide et ceci quel que soit le diamètre des particules.

5 Modulation de la turbulence

A partir de la classification proposée par Gore et Crowe (1989), présentée au chapitre VI, nous pouvons estimer le rapport d_p/l_e des configurations expérimentales retenues pour nos simulations en conduite horizontale. A titre d’illustration, le tableau 8.5 présente quelques valeurs caractéristiques des simulations que nous avons réalisées. Les valeurs utilisées de T_L et k_f pour ces estimations sont les valeurs au centre de la conduite. Pour chaque test, le rapport d_p/l_e évalué est reporté dans le tableau ($l_e = T_{mEz} \sqrt{2/3k_f}$ avec $T_{mEz} = T_{Lz}/0,6$).

On rappelle que pour les particules de petite taille, l'estimation de ce rapport indique que la turbulence doit être atténuée alors que pour les particules de taille plus élevée, la turbulence serait au contraire augmentée.

Auteurs	d_p (μm)	k_f ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)	T_L (s)	d_p/l_e
Aihara <i>et al.</i> (1997)	43	0,72	0,005	0,008
Tsuji <i>et al.</i> (1984) ($U_m = 15 \text{ ms}^{-1}$)	200	0,521	0,004	0,06
Tsuji <i>et al.</i> (1984) ($U_m = 10 \text{ ms}^{-1}$)	200	0,257	0,005	0,05
Ljus <i>et al.</i> (2002) ($U_m = 12 \text{ ms}^{-1}$)	100	0,276	0,014	0,01
Ljus <i>et al.</i> (2002) ($U_m = 19 \text{ ms}^{-1}$)	100	0,627	0,010	0,01
Farbar et Depew (1963)	70	1,31	0,001	0,04

Tableau 8. 5 : Evaluation du rapport d_p/l_e , d'après Gore et Crowe (1989).

Ici, seul le cas de Tsuji *et al.* (1984) conduit à un rapport proche de la valeur 0,08 qui caractérise la zone de transition entre les particules qui réduisent ou qui augmentent la turbulence. Les résultats expérimentaux illustrés par la figure 8.7 indiquent que l'intensité turbulente diminue en présence de particules. Les travaux d'Aihara *et al.* (1997) et Farbar et Depew (1963) ne fournissent pas ces informations. Ljus *et al.* (2002) montrent que celle-ci varie localement (figure 8.8).

Les travaux de Boulet et Moissette (2002) ont déjà montré l'importance de la modélisation de la turbulence sur le transfert de chaleur et concluaient que le modèle classique conduit à une sous-estimation de la turbulence. Le modèle hybride (défini au chapitre V) est capable de prédire une augmentation de la turbulence grâce à la formulation des termes sources selon Crowe (2000). Par contre le défaut majeur de cette expression est une forte sensibilité à la valeur du coefficient de modélisation de l'équation de transport du taux de dissipation : $C_{\varepsilon 3}$.

➤ Influence de $C_{\varepsilon 3}$

Compte tenu des remarques faites par Vermorel (2003) suivant lesquelles la valeur de $C_{\varepsilon 3}$ est fortement influencée par la présence des particules de gros diamètre, nous avons testé cette valeur en nous basant sur les données expérimentales de Tsuji et Morikawa (1982) en conduite horizontale. La figure 8.23 représente les profils des vitesses moyennes du fluide et des particules et de l'intensité turbulente axiale. La figure 8.24 présente les profils verticaux de concentration. Les simulations ont été réalisées en couplage two-way avec la formulation hybride pour les termes sources $\langle S_{pk} \rangle$ et $\langle S_{p\varepsilon} \rangle$. Trois valeurs de $C_{\varepsilon 3}$ ont été testées : 1,8 ; 0,8 et -0,8. A titre de comparaison les résultats des simulations basées sur la formulation standard des termes sources sont également représentés (traits fins). Les profils moyens de la phase dispersée (profils de vitesse et concentration) sont très légèrement influencés par la valeur de $C_{\varepsilon 3}$ (figures 8.23 et 8.24). A partir de la figure de droite, il est clair que le modèle qui représente le mieux les profils d'intensité turbulente et de vitesse du fluide est le modèle

utilisant l'expression classique du terme source $\langle S_{pk} \rangle$. La formulation hybride conduit à une surestimation de l'intensité turbulente et ceci quelle que soit la valeur de $C_{\varepsilon 3}$ fixée. D'après ces résultats plus la valeur de $C_{\varepsilon 3}$ diminue et plus l'écart entre les résultats expérimentaux et numériques est important à ce taux de chargement.

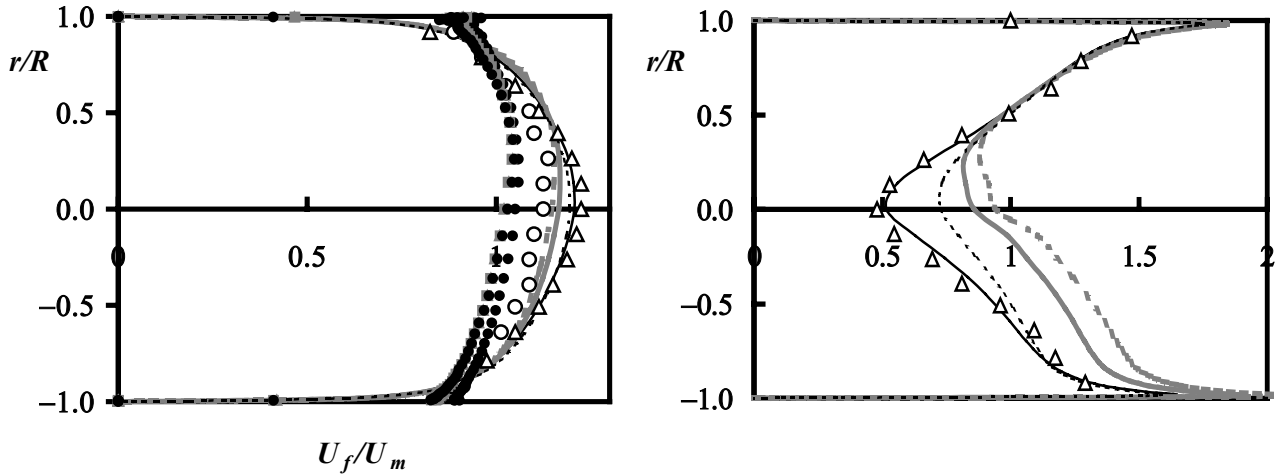


Figure 8. 23 : Profils verticaux des vitesses moyennes du fluide et des particules, et de l'intensité turbulente dans la direction axiale, d'après Tsuji et Morikawa (1982) à $m=0,4$. Formulation classique du terme source (— : fluide, ● :particules); formulation hybride avec $C_{\varepsilon 3} = 1,8$ (--- : fluide, ■ :particules); formulation hybride avec $C_{\varepsilon 3} = 0,8$ (— : fluide, ■ : particules) et formulation hybride pour $C_{\varepsilon 3} = -0,8$ (--- : fluide et ▲ :particules). Comparaison avec les résultats expérimentaux de Tsuji et Morikawa (1982) pour $Re_D \approx 35000$ et $m= 0,4$ (Δ fluide, \circ : particules).

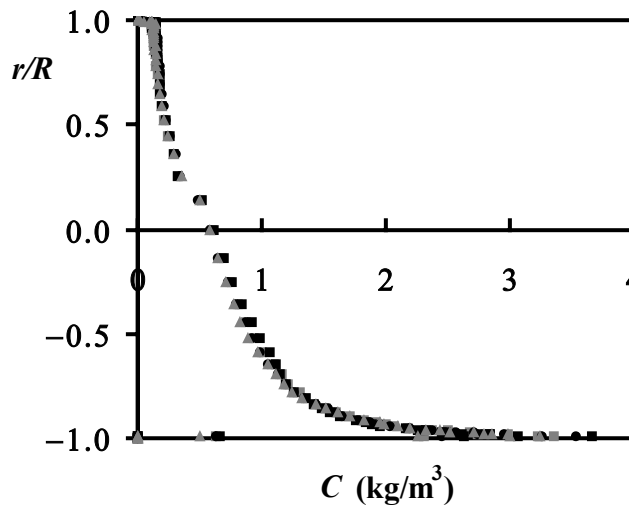


Figure 8. 24 : Profils verticaux de concentration, d'après les conditions expérimentales de Tsuji et Morikawa (1982) à $m=0,4$. Même légende que celle de la figure 8.23.

La valeur de C_{ε_3} a également été testée en se basant sur les conditions expérimentales d'Aihara *et al.* (1997) en fixant deux valeurs de C_{ε_3} égales à 0,4 et 0 combiné à la formulation dite « hybride ». En effet, seul ce choix de modélisation de la modulation de la turbulence permet d'assurer la convergence des calculs. Par ailleurs, des valeurs plus élevées de C_{ε_3} conduisent également à des divergences de calculs. Ce choix arbitraire d'une valeur plus faible permet de mener à terme le calcul et est par ailleurs en accord avec notre analyse basée sur les travaux de Squires et Eaton (1994) au chapitre VI. La figure 8.25 indique que la valeur de C_{ε_3} affecte très légèrement les comportements de la phase continue et de la phase dispersée pour ce type de particules. D'autres simulations avec des particules de diamètre différent et pour des taux de chargements plus élevés permettront de mieux comprendre la variation de ce coefficient en fonction du taux de chargement et du type de particules.

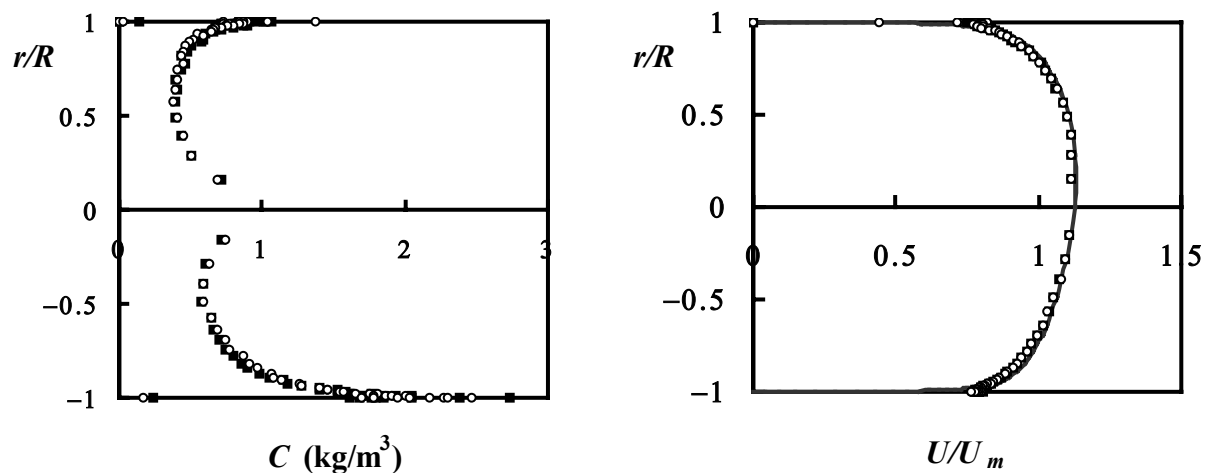
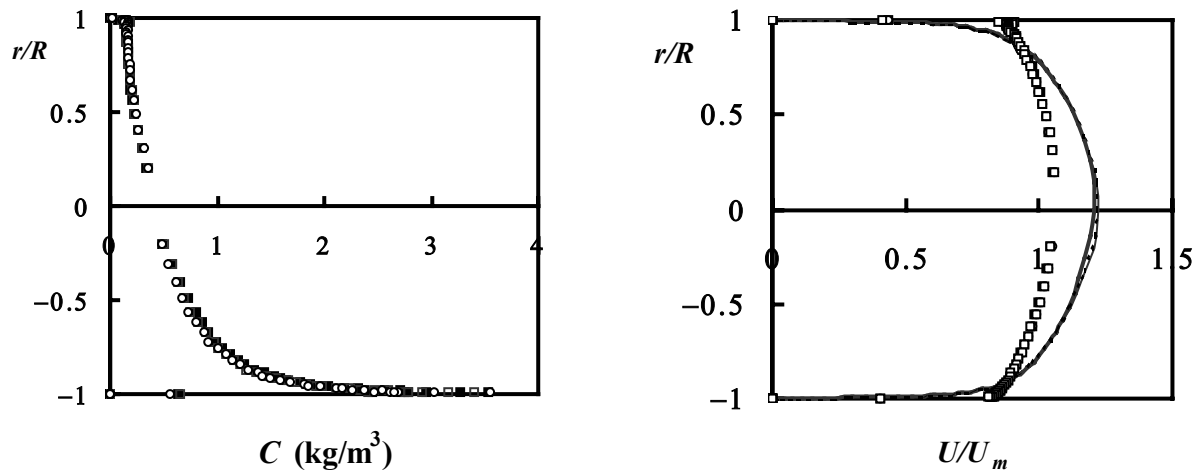


Figure 8. 25: Profils verticaux de concentration et des vitesses du fluide et des particules dans les conditions des expériences de Aihara *et al.* (1997) à $Re_D \approx 85000$ et $m=0,56$.

**Comparaison des résultats pour $C_{\varepsilon_3} = 0$ (— : fluide, ■ :particules)
et pour $C_{\varepsilon_3} = 0,4$ (--- : fluide, ○ :particules).**

➤ *Influence de C_μ*

Les trois expressions de C_μ utilisées pour modéliser la viscosité turbulente, définies au chapitre VI (classique, Balzer et Simonin (1996) et Vermorel (2003)), ont également été testées et comparées aux données expérimentales de Tsuji et Morikawa (1982) pour des particules de 200 μm (en association avec la formulation classique des termes sources). La figure 8.26 indique que quelle que soit la formulation de C_μ , la distribution des particules au sein de la conduite reste inchangée. Les deux expressions de Balzer et Simonin (1996) et Vermorel (2003) conduisent toutes deux à une très légère modification du profil de vitesse du fluide par rapport à l'expression classique.



**Figure 8. 26 : Profils verticaux de concentration et des vitesses du fluide et des particules dans les conditions expérimentales de Tsuji et Morikawa (1982) à $m=0,4$.
Expression classique de C_μ (— : fluide, ■ : particules), Balzer et Simonin (1996)
(- : fluide, ○ : particules) et Vermorel (2003) (--- : fluide et □ : particules).**

6 Influence des collisions

6.1 Les coefficients de frottement et de restitution

Le modèle de collision décrit au chapitre V nécessite la connaissance de trois paramètres : les coefficients de frottement statique f_o , dynamique f_d et le coefficient de restitution e . Ces paramètres sont rarement précisés dans les études expérimentales. Sommerfeld et Huber (1999) ont montré que ces coefficients dépendent de l'angle d'impact de la particule sur la paroi. En conséquence il est nécessaire d'évaluer l'influence de ces coefficients sur les résultats de nos simulations numériques.

Les valeurs des paramètres collisions particules/particules sont supposées identiques à celles des collisions particules/paroi. Par défaut, les valeurs fixées pour chacun des coefficients sont les suivantes :

Coefficient de restitution $e = 0,9$

Coefficient de frottement statique $f_o = 0,2$

Coefficient de frottement dynamique $f_d = 0,2$

Dans cette étude, les résultats obtenus avec les coefficients utilisés par défaut sont comparés aux résultats obtenus avec les valeurs suivantes :

Coefficient de restitution $e = 0,7$

Coefficient de frottement statique $f_o = 0,4$

Coefficient de frottement dynamique $f_d = 0,4$

Cette étude a été réalisée dans les conditions expérimentales d'Aihara *et al.* (1997) pour $Re_D \approx 120000$ et $m=0,3$ (conditions expérimentales précisées au tableau 8.4). Nous nous sommes intéressés dans un premier temps aux modifications induites par ces paramètres sur les profils de concentration en fin de conduite. Les essais menés en faisant varier les coefficients de frottement et de restitution ont montré que seule la variation du coefficient de restitution particules/paroi conduit à une modification des profils. Les résultats sont illustrés par la figure 8.27, qui représente les profils de concentration pour deux valeurs du coefficient de restitution particule/paroi égales à 0,7 et 0,9. Cette figure indique que la variation de e ne conduit qu'à une très légère atténuation de la concentration dans la partie inférieure de la conduite. Moins le choc est élastique ($e=0,7$) et plus les particules ont tendance à s'accumuler au fond de la conduite.

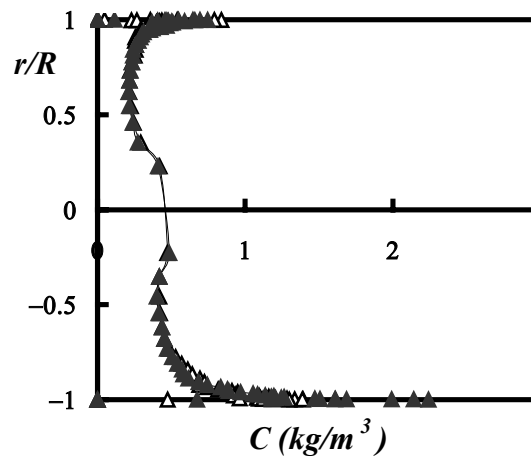


Figure 8. 27 : Profils verticaux de concentration dans les conditions expérimentales d'Aihara *et al.* (1997) pour $Re_D \approx 120000$ et $m = 0,3$. -▲- $e=0,7$, -△- $e=0,9$.

Ce phénomène apparaît également sur les profils du nombre de Nusselt représentés sur la figure 8.28, pour les deux valeurs de e citées précédemment. Moins le choc est élastique ($e=0,7$) et plus le transfert de chaleur entre la suspension et la paroi est important surtout dans la partie basse de la conduite.

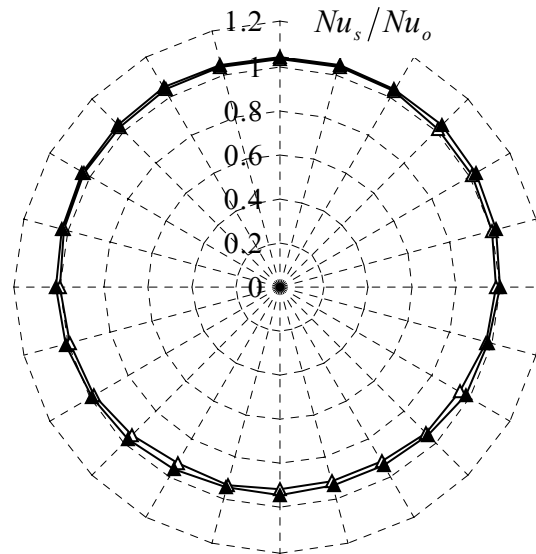


Figure 8. 28 : Nombre de Nusselt dans les conditions expérimentales d'Aihara *et al.* (1997) pour $Re_D \approx 120000$ et $m=0,3$ ▲- $e=0,7$, -Δ- $e=0,9$.

D'autres simulations ont été réalisées en se basant sur les conditions expérimentales d'Aihara *et al.* (1997) pour $Re_D \approx 67000$ et $m=0,16$. Celles-ci permettent de conclure que les coefficients de frottement ne modifient pas de manière sensible le comportement de la suspension. Seul le coefficient de restitution particule/paroï influe légèrement sur les profils dynamique et thermique et sur la valeur du nombre de Nusselt.

6.2 Rugosité de la paroi

Dans nos simulations σ_γ caractérise l'écart type de l'angle d'inclinaison de la paroi virtuelle. Nous avons vu au chapitre V que cet angle dépendait à la fois de l'état du surface de la paroi et du matériau la constituant mais aussi de la taille des particules. Les résultats expérimentaux fournissent rarement les propriétés de rugosité de la paroi. Cette étude est destinée à évaluer l'influence de ce paramètre sur les résultats numériques. Nous avons choisi les résultats expérimentaux d'Aihara *et al.* (1997) pour tester l'impact de σ_γ . Nous avons testé deux valeurs de σ_γ égales à 0,01 (paroi quasiment lisse) et 0,07 radians (en fait, pour des particules de 43 μm les valeurs limites estimées au chapitre V seraient plutôt égales à 0,06 radians (paroi faiblement rugueuse) et 0,138 radians (paroi fortement rugueuse), mais pour des raisons de divergences de calculs, nous ne pouvons pas travailler avec ces valeurs extrêmes). L'effet de la rugosité de la paroi pour les deux valeurs de σ_γ est illustré par les figures 8.29 et 8.30. La distribution des particules représentée par la figure 8.29 est fortement affectée par σ_γ . Pour une faible valeur de σ_γ les particules ont tendance à se concentrer dans la zone de proche paroi. Lorsque σ_γ augmente, la tendance est inversée, les particules ont plutôt tendance à se concentrer dans la zone centrale de la conduite. Les études menées par Huber et Sommerfeld

(1994) ont montré que pour un écoulement gaz-particules en conduite horizontale, la rugosité de la paroi modifie considérablement la répartition des particules au sein de la conduite. Pour une paroi rugueuse, les collisions particules/paroi évitent l'accumulation des particules dans la partie basse de la conduite et la concentration maximale est décalée vers la région centrale de la conduite. Au contraire, pour une paroi lisse, les particules ont plutôt tendance à se concentrer dans la partie inférieure de la conduite.

Ce phénomène apparaît également sur les profils du nombre de Nusselt obtenus en section de sortie de la conduite. La figure 8.30 présente les résultats de Nu_s pour les deux valeurs de σ_γ (0,01 et 0,07 radians). A titre de comparaison les résultats expérimentaux sont également représentés (\blacklozenge). Il apparaît clairement que la valeur de l'angle d'inclinaison de la paroi virtuelle agit sur le nombre de Nusselt de la suspension. Plus la valeur de σ_γ augmente et plus l'échange de chaleur entre la suspension et la paroi diminue. Nous pouvons noter l'accord qualitatif entre les résultats numériques et expérimentaux.

La tendance observée expérimentalement selon laquelle le nombre de Nusselt en haut de la conduite (Nu_h) est supérieur au nombre de Nusselt en bas de la conduite (Nu_b) est bien reproduite numériquement.

Cette étude réalisée pour tester l'influence des différents paramètres de collisions a démontré que σ_γ est le paramètre jouant le rôle le plus important sur le transfert de chaleur.

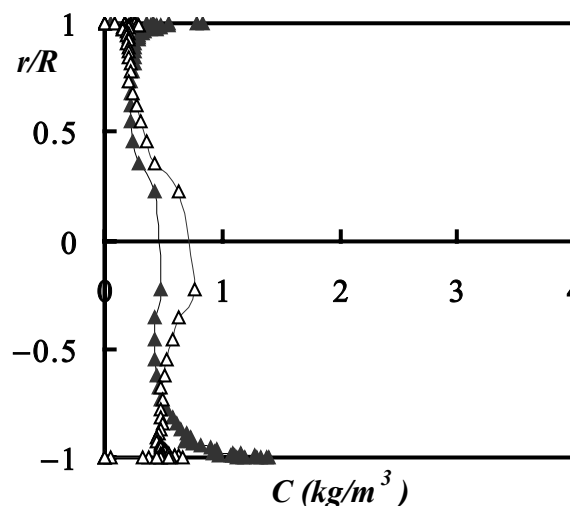


Figure 8. 29 Distribution verticale de concentration dans les conditions expérimentales d'Aihara *et al.* (1997) pour $Re_D \approx 120000$ et $m=0,3$. Les symboles correspondent aux résultats numériques (-▲- $\sigma_\gamma=0,01$, -△- $\sigma_\gamma=0,07$).

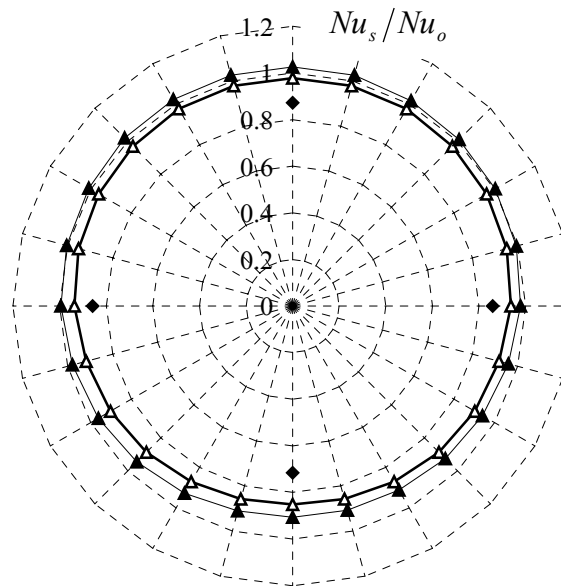


Figure 8.30 : Nombre de Nusselt d'après les conditions expérimentales d'Aihara *et al.* (1997) pour $Re_D \approx 120000$ et $m=0,3$, \blacktriangle - $\sigma_\gamma=0,01$, \blacktriangle - $\sigma_\gamma=0,07$. Comparaison avec les résultats expérimentaux d'Aihara *et al.* (1997) (◆).

6.3 Rôle du transfert de chaleur par conduction lors des chocs

Si les collisions affectent les caractéristiques dynamiques et thermiques de l'écoulement, on peut se demander dans quelle mesure le transfert de chaleur par conduction ne joue pas également un rôle durant les collisions, spécialement lorsque le taux de chargement augmente. Ce paragraphe présente des résultats obtenus avec ou sans prise en compte de ce phénomène. Pour ces simulations les collisions avec la paroi sont toujours prises en considération en utilisant le modèle développé par Sommerfeld (1992) (avec $\sigma_\gamma = 0,06$ radians) tandis que les collisions inter-particulaires sont ou non prises en compte. Lorsqu'elles sont intégrées dans le calcul, le transfert de chaleur par conduction lors des chocs (décrit de manière détaillée au chapitre V paragraphe 4) peut éventuellement être inclus.

Dans un premier temps, les simulations numériques ont été effectuées en conduite verticale et comparées aux résultats expérimentaux de Jepson *et al.* (1963).

Les conditions expérimentales sont les suivantes :

- diamètre de conduite : 38,1 mm
- particules sphériques en verre de diamètre $d_p = 0,5$ mm et de masse volumique $\rho_p = 2500$ kgm⁻³.
- vitesse moyenne axiale de l'air 18,3 ms⁻¹, $Re_D \approx 46300$.
- taux de chargement m variant de 0 à 15.
- Conditions anisothermes
 - Densité de flux imposée à la paroi $\phi_w = 1000$ Wm⁻².
 - Longueur de conduite chauffée : 3,7 m.

Les conditions et les résultats numériques de l'étude reprennent en fait l'analyse développée dans l'article paru dans *Mécanique & Industries* (Chagras *et al.* (2003)) dont le texte complet est inclus en annexe 2.

La figure 8.31 est un des résultats principaux obtenus. Elle présente le nombre de Nusselt Nu_s normé par sa valeur obtenue en fluide pur (Nu_0). Nous pouvons noter que la diminution Nu_s observée expérimentalement à faible taux de chargement est bien reproduite numériquement. Les résultats montrent d'une part que le transfert de chaleur par conduction lors des chocs est négligeable. D'autre part, les résultats obtenus en négligeant les collisions inter-particulaires sous-estiment les échanges. Enfin, l'accord avec les résultats expérimentaux n'est vraiment bon que lorsque les collisions entre particules sont prises en compte.

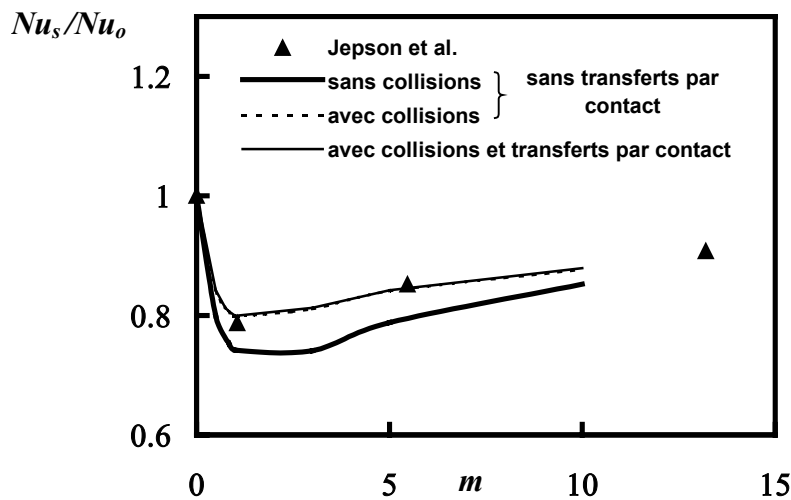


Figure 8. 31 : Variation du rapport Nu_s/Nu_0 en fonction de m en conduite verticale dans les conditions expérimentales de Jepson *et al.* (1963) pour $Re_D \approx 46500$.

Des simulations analogues en conduite horizontale ont été réalisées. Pour ce type de configuration, l'absence de symétrie azimutale complique la mise en forme numérique et peut induire des asymétries dans les différents profils caractéristiques de la suspension. En particulier, la concentration plus forte en partie basse de la conduite peut rendre le rôle des collisions potentiellement plus important qu'en conduite verticale.

La figure 8.32 présente les nombres de Nusselt obtenus dans les mêmes conditions, avec une particularité due au fait que la température de paroi varie de façon azimutale, en conséquence de quoi Nu_s varie également. Nous proposons ici les valeurs extrêmes obtenues en haut (Nu_h) et en bas (Nu_b) sur un axe vertical en sortie de conduite. Une asymétrie apparaît entre haut et bas de la conduite. Globalement, en fonction du taux de chargement, on observe, comme dans le cas d'une conduite verticale, que Nu_s décroît d'abord puis ré-augmente avec le taux de chargement.

Cependant pour $\sigma_\gamma=0,06$ radians l'injection de particules provoque rapidement une modification des échanges telle que le nombre de Nusselt dépasse la valeur obtenue en fluide pur. Ce comportement s'écarte nettement de ce qui est observé en conduite verticale. Autre phénomène marquant, l'importance relative des valeurs de Nu_h et Nu_b est très variable et peut même s'inverser lorsque le taux de chargement varie. L'explication de ces phénomènes réside

certainement dans l'analyse de la modification de la dynamique de l'écoulement. Ces résultats démontrent une fois de plus le rôle des collisions dans le transfert de chaleur au sein de ce type d'écoulements.

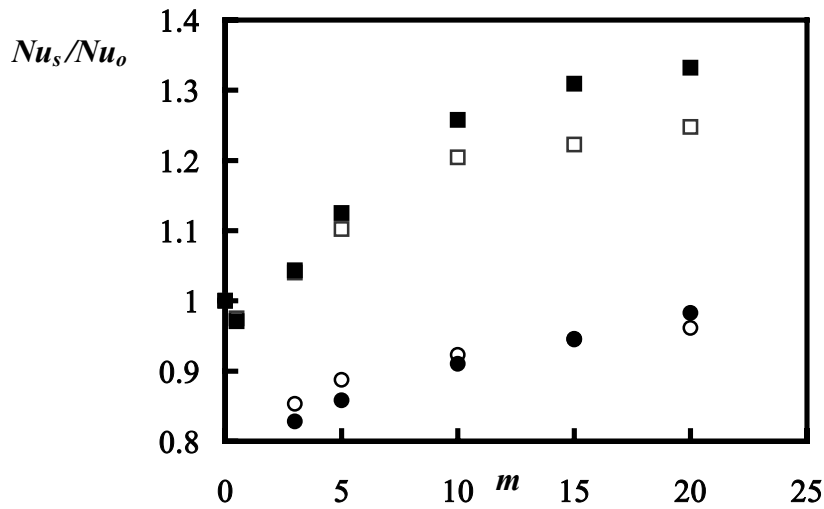


Figure 8. 32: Variation du rapport Nu_s/Nu_0 en haut (Nu_h) et en bas (Nu_b) de la conduite en fonction du taux de chargement dans les conditions expérimentales de Jepson *et al.* (1963) à $Re_D=46500$. \square Nu_b/Nu_0 , \blacksquare Nu_h/Nu_0 pour $\sigma_\gamma=0,06$ radians, \circ Nu_b/Nu_0 , \bullet Nu_h/Nu_0 pour $\sigma_\gamma=0,02$ radians.

7 Influence des propriétés des particules

Dans cette partie nous nous proposons d'étudier l'influence des propriétés des particules telles que la masse volumique et la taille des particules sur la dynamique et sur les échanges thermiques.

L'ensemble des simulations a été réalisé d'après les conditions expérimentales d'Aihara *et al.* (1997) pour $Re_D \approx 120000$ et $m=0,3$.

Influence de la densité des particules

Nous avons choisi deux valeurs de ρ_p égales à 2500 et 7140 kg m^{-3} . Les figures 8.33 et 8.34 mettent en évidence l'influence de la masse volumique sur les profils dynamiques (figure 8.33) et thermiques (figure 8.34). Plus les particules ont une masse volumique élevée ($\rho_p = 7140 \text{ kg m}^{-3}$) et plus elles ont tendance à se concentrer au fond de la conduite (figure 8.33 gauche), ce qui se traduit d'un point de vue thermique par un échange de chaleur plus élevé entre la suspension et le bas de la paroi (figure 8.34). A titre indicatif, les points expérimentaux pour $\rho_p = 2500 \text{ kg m}^{-3}$ sont reportés sur la figure 8.34. L'influence de ρ_p apparaît également sur les profils du nombre de Nusselt obtenus en section de sortie de la conduite. La figure 8.35 traduit l'influence de la masse volumique des particules sur le champ de température.

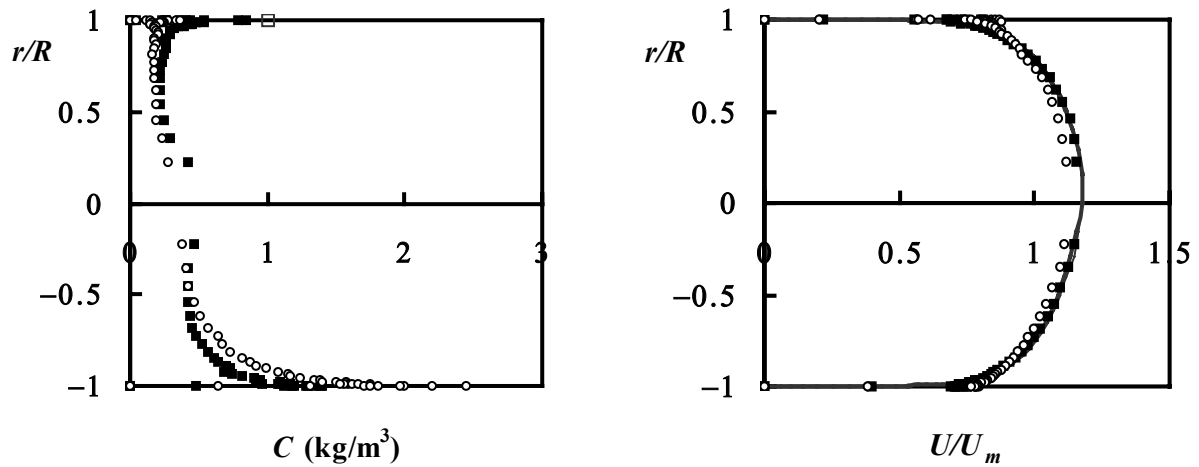


Figure 8. 33: Profils verticaux de concentration et de vitesse du fluide et des particules. Comparaison des profils pour des particules de matériaux différents.

Gaz (— : $\rho_p = 7140 \text{ kg m}^{-3}$, — : $\rho_p = 2500 \text{ kg m}^{-3}$) ; Particules (\circ : $\rho_p = 7140 \text{ kg m}^{-3}$, \blacksquare : $\rho_p = 2500 \text{ kg m}^{-3}$).

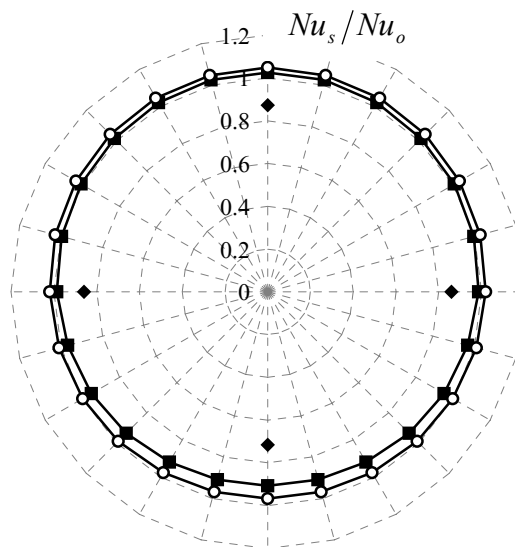


Figure 8. 34 : Distribution azimutale du nombre de Nusselt adimensionné par sa valeur en fluide pur. Pour la légende se reporter à la figure 8.33.

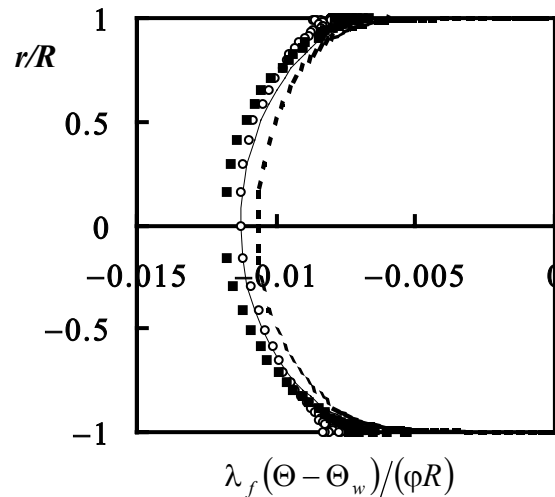


Figure 8. 35 : Influence de ρ_p sur le champ de température dans les conditions expérimentales d’Aihara *et al.* (1997) à $Re_D \approx 120000$ et $m = 0,3$. La légende est identique à celle de la figure 8.33.

Influence de la taille des particules

Pour une masse volumique donnée ($\rho_p = 2500 \text{ kg m}^{-3}$), les particules de gros diamètre ($d_p = 500 \text{ }\mu\text{m}$) ont tendance à s’accumuler dans le bas de la conduite comme l’illustre la figure 8.36 (gauche). Les particules de $43 \text{ }\mu\text{m}$ ont tendance à suivre l’écoulement. La présence des particules de petite taille modifie considérablement le gradient à la paroi de la température du fluide. Ce gradient augmente d’autant plus que la taille des particules est petite. Il apparaît que la température des petites particules, représentée par la figure 8.38, est très proche de celle du fluide. Par contre, les particules de grande taille ont une température nettement inférieure à celle-ci. Ce type de résultats, lié à l’inertie thermique, est analogue à ce que l’on observe en dynamique sur les profils de vitesses de la figure 8.36 (figure de droite). A même concentration massique, les particules de petit diamètre ont une surface d’échange supérieure à celles de gros diamètre, ce qui conduit à augmenter l’échange de chaleur pour les plus petites particules, comme l’illustrent les figures 8.37 et 8.38.

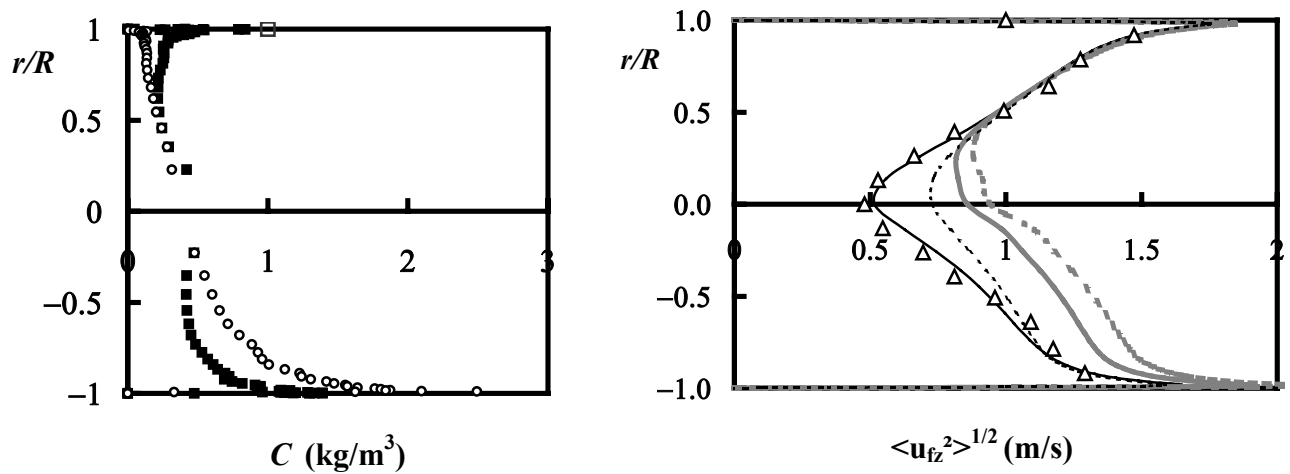


Figure 8. 36 : Profils verticaux de concentration et de vitesse du fluide et des particules dans les conditions expérimentales d'Aihara *et al.* (1997) à $Re_D \approx 120000$ et $m = 0,3$ pour différents diamètres de particules. Gaz (— : $d_p = 500 \mu\text{m}$, — : $d_p = 43 \mu\text{m}$); particules (\circ : $d_p = 500 \mu\text{m}$, \blacksquare : $d_p = 43 \mu\text{m}$).

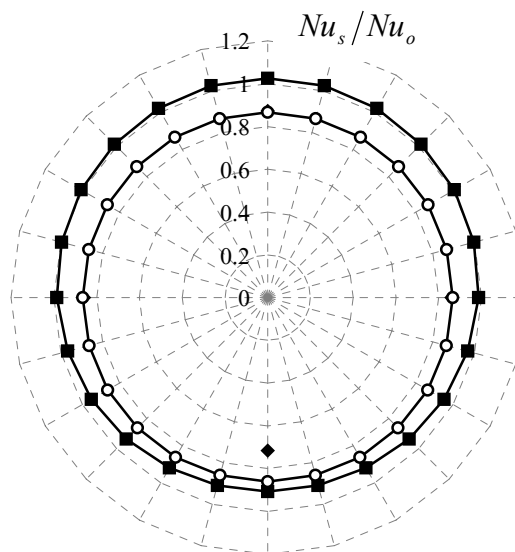


Figure 8. 37 : Distribution azimuthale du nombre de Nusselt adimensionné par sa valeur en fluide pur. Mêmes conditions et légende que la figure 8.36.

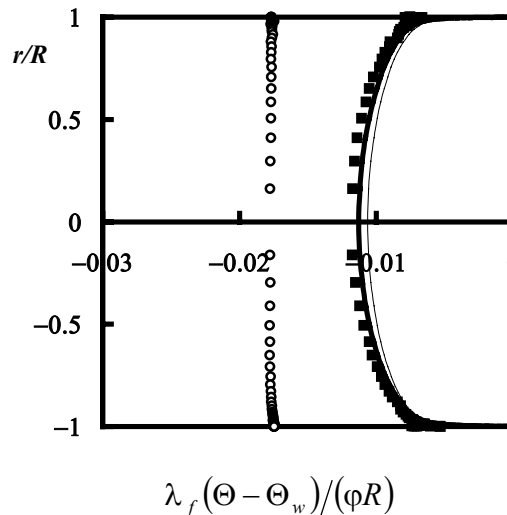


Figure 8. 38 : Influence du diamètre des particules sur le champ de température en conduite horizontale dans les conditions expérimentales d’Aihara *et al.* (1997) à $Re_D \approx 120000$ et $m=0,3$. La légende est identique à celle de la figure 8.36

8 Estimation du rôle du transfert par rayonnement

➤ *En conduite verticale*

Comme nous l’avons signalé au cours du chapitre III , nous négligeons le transfert de chaleur par rayonnement. Ce mode de transfert risque de devenir non négligeable pour des niveaux de température élevés.

Nous proposons de vérifier ce constat en nous basant sur les conditions expérimentales de Farbar et Depew (1963) :

- conduite verticale de diamètre 0,0175 m, $Re_D \approx 26500$;
- particules en verre de 200 μm et d’émissivité $\varepsilon=1$;
- taux de chargement $m=4$;
- conditions anisothermes
 - température d’entrée : 20 °C ;
 - Longueur de conduite chauffée: $L_t = 0,081$ m ;
 - température de paroi imposée 30 et 500 °C. Il faut noter que pour cette étude les propriétés du fluide restent constantes.

Les simulations ont été réalisées en « four-way ». La figure 8.39 présente les profils de température du fluide et des particules sous forme adimensionnée.

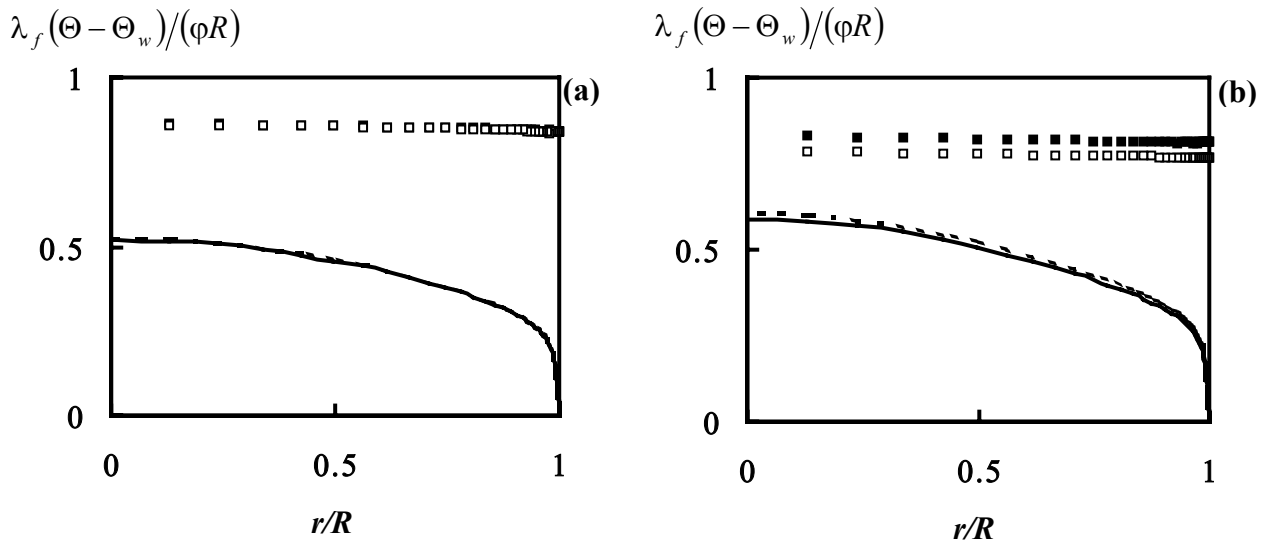


Figure 8. 39 : Influence de la prise en compte du transfert radiatif sur le champ de température en conduite verticale d’après les conditions expérimentales de Farbar et Depew (1963) à $Re_D \approx 26500$ et $m=4$ pour différentes températures de paroi imposées (a) 30 °C et (b) 500 °C. Gaz (— : sans transfert radiatif ; --- avec transfert radiatif) ; particules (■ : sans transfert radiatif ; □ : avec transfert radiatif).

La figure indique qu’à basse température (30 °C) les courbes se superposent, confirmant que l’on peut négliger le transfert radiatif. Par contre, l’écart entre les deux courbes est apparent lorsque le niveau de température est plus élevé. Cependant il faut relativiser ces résultats puisque pour cette étude les propriétés thermiques du fluide sont supposées constantes. Il serait souhaitable de tenir compte de la variation des propriétés du fluide pour traiter des applications à hautes températures.

➤ *Conduite horizontale*

Compte tenu des problèmes de divergence du modèle à taux de chargement élevé, les simulations ont été réalisées en se basant sur les conditions expérimentales de Farbar et Depew (1963) mais pour $m=0,4$. Les figures 8.40 (a) et (b) représentent respectivement les résultats à température de paroi de 30 °C (figure de gauche) et de 500 °C (figure de droite). Les figures conduisent aux mêmes remarques que pour la conduite verticale : les courbes se superposent à basse température tandis qu’à 500 °C, l’écart entre les résultats obtenus avec et sans prise en compte du rayonnement est plus prononcé.

Bilan

Les résultats indiquent qu’à basse température le transfert radiatif est négligeable tandis qu’à une température de paroi plus élevée, l’écart entre les profils de température du fluide et des particules apparaît. Cependant il faut relativiser ces résultats puisque pour cette étude les propriétés du fluide sont supposées constantes alors qu’à ces niveaux de températures il faudrait tenir compte de leurs variations.

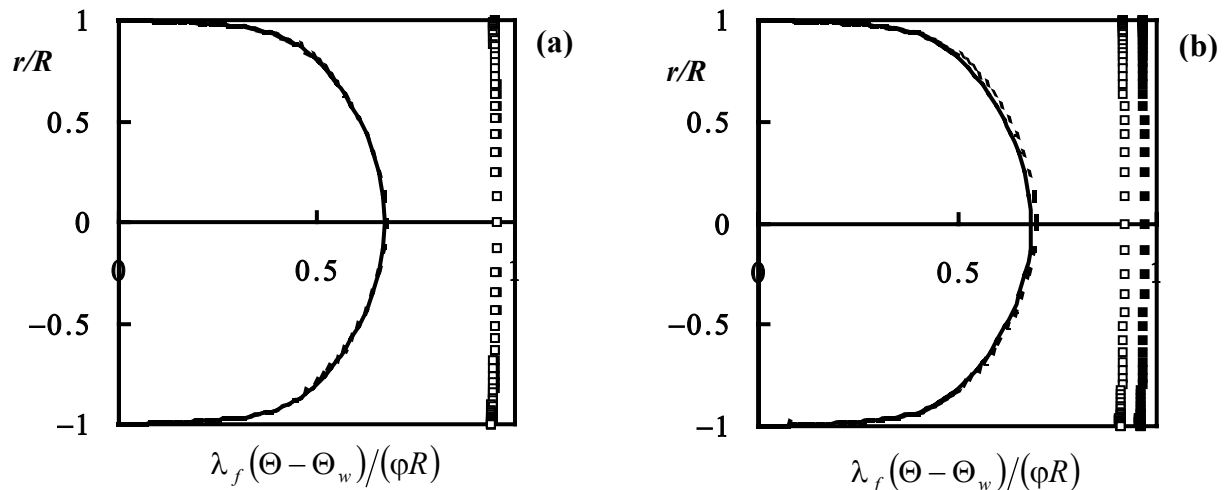


Figure 8. 40 : Influence de la prise en compte du transfert radiatif sur le champ de température en conduite horizontale dans les conditions expérimentales de Farbar et Depew (1963) à $Re_D \approx 26500$ et $m=0,4$ pour différentes températures de paroi imposées (a) 30 °C et (b) 500 °C. La légende est identique à celle de la figure 8.39.

9 Conclusion

Nous nous sommes intéressés à valider notre code pour une conduite anisotherme (pour une configuration verticale et horizontale)

Les points forts à retenir de ce chapitre sont résumés par les cinq points ci-dessous.

- **Modèle de dispersion :** cette étude a mis en évidence les effets de la turbulence sur le mouvement de particules solides. La prise en compte des termes correctifs dûs à la non homogénéité de la turbulence (correction du « spurious drift » et du « spurious drift thermique ») est importante pour la prédiction des profils de vitesses, de concentration et de température des particules.
- **Modulation de la turbulence :** à l'heure actuelle la définition du taux de dissipation en présence des particules est un problème non résolu. La formulation classique des termes sources (Berlemont *et al.* 1990) sur k_f et ε_f (avec $C_{\varepsilon 3}=1,8$) semble la mieux adaptée pour les particules de petite taille. La formulation qui conduit à une augmentation de l'intensité turbulente en présence de particules de taille plus élevée est basée sur la formulation proposée par Crowe (2000) avec une équation de transport pour ε_f (appelée formulation « hybride » par Moissette (2001) ou formulation « consistante » par Huber et Sommerfeld (2003)). Cette dernière montre une forte sensibilité des résultats à la valeur de C_{μ} . Les différentes expressions de C_{μ} testées en utilisant la formulation classique des termes sources n'ont pas montré de variations importantes des profils de concentration et de vitesse des particules.
- **Influence des paramètres de collision :** l'étude menée au cours de ce chapitre a montré que la prise en compte des collisions est importante sur la dynamique mais également sur la thermique de l'écoulement. Il a été également démontré que le paramètre qui

caractérise la rugosité de la paroi σ_γ est un paramètre clé pour la prédiction du comportement dynamique et thermique des particules. Par contre il est à noter que le transfert de chaleur par conduction durant les chocs est négligeable.

- Influence des propriétés des particules : nous avons noté une augmentation du transfert de chaleur entre la suspension et la paroi lorsque l'on augmente la masse volumique des particules ou lorsque l'on diminue leur taille (liée à une augmentation de la surface d'échange entre phases).
- Estimation du rôle du transfert de chaleur par rayonnement : peu d'influence pour le transfert radiatif en conduite verticale et horizontale. Cependant il faut relativiser ces résultats puisque pour cette étude les propriétés du fluide sont supposées constantes alors qu'à ces niveaux de température leurs variations affecteraient de façon notable les résultats.

ANNEXE 1

COMPLEMENTS SUR LES MODELES DE DISPERSION

1 Génération des fluctuations de vitesse :

Nous avons vu au chapitre IV paragraphe 3.1 que pour une turbulence homogène, la génération de la fluctuation de vitesse s'écrit :

$$u_{f_i n} = u_{f_i n-1} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_i^*}\right) + \psi_{i_n} \quad (\text{A.1. 1})$$

où $u_{f_i n}$ est la composante de la fluctuation de vitesse du fluide à l'instant $t = n\Delta t$ et à la position $\mathbf{X}_p(n\Delta t)$, $u_{f_i n-1}$ la composante de la fluctuation de vitesse du fluide à l'instant précédent. T_i^* représente l'échelle intégrale temporelle du fluide vu par la particule et ψ_{i_n} est une variable gaussienne avec les propriétés suivantes :

- moyenne nulle $\langle \psi_{i_n} \rangle = 0$
- écart type déterminé par les conditions de stationnarité sous l'hypothèse de quasi-homogénéité:

$$\langle \psi_{i_n}^2 \rangle = \left[1 - \exp\left(-2\frac{\Delta t}{T_i^*}\right) \right] \langle u_{f_i}^2 \rangle$$

Pour générer ces variables aléatoires de façon corrélée, la procédure mise en place par Moissette (2001) repose sur la construction des ψ_i sur la base de trois variables aléatoires indépendantes χ_i de distribution gaussienne, de valeur moyenne nulle et de variance égale à 1, selon la forme donnée en notation indicielle par:

$$\psi_i = b_{ik} \chi_k \quad (\text{A.1. 2})$$

où les coefficients b_{ik} sont calculés en résolvant le système suivant :

$$\left. \begin{aligned} \langle \psi_1^2 \rangle &= b_{11}^2 + b_{12}^2 + b_{13}^2 \\ \langle \psi_2^2 \rangle &= b_{21}^2 + b_{22}^2 + b_{23}^2 \\ \langle \psi_3^2 \rangle &= b_{31}^2 + b_{32}^2 + b_{33}^2 \\ \langle \psi_1 \psi_2 \rangle &= b_{11} b_{21} + b_{12} b_{22} + b_{13} b_{23} \\ \langle \psi_1 \psi_3 \rangle &= b_{11} b_{31} + b_{12} b_{32} + b_{13} b_{33} \\ \langle \psi_2 \psi_3 \rangle &= b_{21} b_{31} + b_{22} b_{32} + b_{23} b_{33} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.1. 3})$$

D'après le système A.1. 3, il apparaît 6 équations pour 9 inconnues ce qui nous laisse 3 degrés de liberté. Nous pouvons choisir d'imposer $b_{12} = b_{13} = b_{23} = 0$ ce qui conduit à :

$$\left. \begin{aligned} b_{11} &= \langle \psi_1^2 \rangle^{1/2} \\ b_{21} &= b_{11}^{-1} \langle \psi_1 \psi_2 \rangle \\ b_{31} &= b_{11}^{-1} \langle \psi_1 \psi_3 \rangle \\ b_{22} &= \left[\langle \psi_2^2 \rangle - b_{21}^2 \right]^{1/2} \\ b_{32} &= \left[\langle \psi_2 \psi_3 \rangle - b_{21} b_{31} \right] b_{22}^{-1} \\ b_{33} &= \left[\langle \psi_3^2 \rangle - b_{31}^2 - b_{32}^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.1. 4})$$

En reprenant l'expression A.2.1, les expressions de ψ_i deviennent :

$$\begin{aligned} \langle \psi_i^2 \rangle &= \left[1 - \exp\left(-2 \frac{\Delta t}{T_i^*}\right) \right] \langle u_{fi}^2 \rangle \\ \langle \psi_{i_n} \psi_{j_n} \rangle &= \left[1 - \exp\left(-\Delta t \left(\frac{1}{T_i^*} + \frac{1}{T_j^*} \right)\right) \right] \langle u_{fi} u_{fj} \rangle \end{aligned}$$

2 Génération des fluctuations de température :

Les fluctuations de température du fluide au voisinage de la particule discrète sont générées en utilisant le modèle stochastique de premier ordre en turbulence homogène (Moissette (2001)) :

$$\theta_{f_n} = \theta_{f_{n-1}} \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_\theta^*}\right) + \psi_{\theta_n} \quad (\text{A.1. 5})$$

Pour la génération des fluctuations de température en respectant les flux de chaleur turbulents, une méthode analogue à celle décrite ci-dessus est utilisée. La procédure mise en place par Moissette (2001) repose sur la construction de ψ_θ sur la base d'une variable aléatoire ζ de distribution gaussienne, de valeur moyenne nulle et de variance égale à 1, selon la relation donnée par :

$$\psi_\theta = a_\theta \zeta + c_\theta \psi_k \quad (\text{A.1. 6})$$

où les coefficients a_θ et c_θ sont déterminés en fonction des contraintes sur $\langle \psi_\theta^2 \rangle$ et $\langle \psi_\theta \psi_i \rangle$. Par des opérations analogues à celles décrites ci-dessus, ces coefficients sont évalués par les relations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} c_k \langle \Psi_k \Psi_i \rangle &= \langle \Psi_\theta \Psi_i \rangle \\ a_\theta^2 &= \langle \Psi_\theta^2 \rangle - \langle (c_\theta \Psi_k)^2 \rangle \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.1. 7})$$

3 Application en conduite :

Pour l'application dans une conduite, les indices 1, 2 et 3 désignent respectivement les directions axiale, radiale et tangentielle.

3.1 Fluctuations de vitesses :

L'expression A.2.2 s'écrit dans ce cas $\Psi_{r_n} = a_r \zeta + b_r \Psi_{z_n}$ avec $\zeta \in N(0,1)$, et où les coefficients a_r et b_r sont donnés par:

$$a_r = \sqrt{\langle \Psi_r^2 \rangle - b_r^2 \langle \Psi_z^2 \rangle}$$

$$b_r = \langle \Psi_r \Psi_z \rangle / \langle \Psi_z^2 \rangle$$

avec:

$$\langle \Psi_r^2 \rangle = \left[1 - \exp\left(-2 \frac{\Delta t}{T_r^*}\right) \right] \langle u_{fr}^2 \rangle \quad \text{et} \quad \langle \Psi_z^2 \rangle = \left[1 - \exp\left(-2 \frac{\Delta t}{T_z^*}\right) \right] \langle u_{fz}^2 \rangle$$

3.2 Fluctuations de température

$$\Psi_{\theta_n} = a_\theta \zeta + b_\theta \Psi_{r_n} + c_\theta \Psi_{z_n}$$

où $\zeta \in N(0,1)$, et où les coefficients a_θ , b_θ et c_θ sont donnés par:

$$a_\theta = \sqrt{\langle \Psi_\theta^2 \rangle - b_\theta^2 \langle \Psi_r^2 \rangle - c_\theta^2 \langle \Psi_z^2 \rangle - 2b_\theta c_\theta \langle \Psi_r \Psi_z \rangle}$$

$$b_\theta = \frac{\langle \Psi_r \Psi_\theta \rangle - c_\theta \langle \Psi_r \Psi_z \rangle}{\langle \Psi_r^2 \rangle}$$

$$c_\theta = \frac{\langle \Psi_z \Psi_\theta \rangle \langle \Psi_r^2 \rangle - \langle \Psi_z \Psi_r \rangle \langle \Psi_r \Psi_\theta \rangle}{\langle \Psi_z^2 \rangle \langle \Psi_r^2 \rangle - \langle \Psi_z \Psi_r \rangle^2}$$

avec

$$\langle \Psi_\theta^2 \rangle = \left[1 - \exp\left(-2 \frac{\Delta t}{T_\theta^*}\right) \right] \langle \theta_f^2 \rangle$$

$$\langle \Psi_i \Psi_\theta \rangle = \left[1 - \exp\left(-\Delta t \left(\frac{1}{T_i^*} + \frac{1}{T_\theta^*} \right)\right) \right] \langle u_{fi} \theta_f \rangle$$

$$\langle \Psi_i \Psi_j \rangle = \left[1 - \exp\left(-\Delta t \left(\frac{1}{T_i^*} + \frac{1}{T_j^*} \right)\right) \right] \langle u_{fi} u_{fj} \rangle$$

$$\langle \psi_i^2 \rangle = \left[1 - \exp\left(-2 \frac{\Delta t}{T_i^*}\right) \right] \langle u_{fi}^2 \rangle$$

Les modèles mis en place pour la génération des fluctuations de vitesses et de la fluctuation de température du fluide vu par la particule respectent les corrélations des tensions de Reynolds, les flux de chaleurs turbulents mais également la variance de la fluctuation de température. Il est donc nécessaire de représenter de la manière la plus fine possible le comportement de ces caractéristiques de la phase fluide d'un point de vue dynamique et d'un point de vue thermique. C'est pour cette raison qu'une attention particulière a été portée aux différents modèles de fermetures en dynamique et thermique dans le chapitre II.

ANNEXE 2

COMPLÉMENTS : INFLUENCE DES COLLISIONS SUR LE TRANSFERT DE CHALEUR

Annexe au chapitre VIII paragraphe 6.3 : « Influence des collisions dans un écoulement gaz-solide anisotherme en conduite verticale et horizontale »

V. Chagras, B. Oesterlé et P. Boulet.

Mécanique et Industries, 4, pp 385-389, 2003.

Influence des collisions dans un écoulement gaz–solide anisotherme en conduite verticale et horizontale

On the influence of collisions in a turbulent non-isothermal gas–solid flow in vertical and horizontal pipes

Valérie Chagras*, Benoit Oesterlé, Pascal Boulet

ESSTIN, Université Henri Poincaré, Nancy 1, LEMTA, UMR 7563 CNRS, 2, rue Jean Lamour, 54519 Vandoeuvre les Nancy cedex, France

Reçu le 28 avril 2003 ; accepté le 2 juin 2003

Résumé

On étudie, par approche eulérienne–lagrangienne, le rôle des collisions particules–particules et particules–paroi sur la thermique d'un écoulement gaz–solide en conduite. Les effets de la nature des collisions particules–paroi d'une part, et de la prise en compte des collisions interparticulaires d'autre part, connus pour être importants du point de vue dynamique, se révèlent avoir des conséquences notables sur les profils de température et sur les nombres de Nusselt de la suspension. Ceux-ci sont modifiés de façon significative en raison de l'évolution des profils de vitesses et de concentration induite par les collisions. En particulier, une forte influence du caractère irrégulier des rebonds particules–paroi est mise en évidence. La question de la part éventuelle des échanges de chaleur par conduction lors des collisions pouvant se poser aux taux de chargement m relativement élevés, l'effet de tels transferts par impacts est également testé. Les résultats obtenus jusqu'à $m = 20$ confirment que ces transferts collisionnels s'avèrent négligeables.

© 2003 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Abstract

An Eulerian–Lagrangian approach is used to study the effect of particle–particle and particle–wall collisions upon the thermal properties of a gas–solid pipe flow. The effects of the nature of particle–wall collisions, as well as the influence of interparticle collisions, which are known to be important on the dynamical point of view, are observed to have notable consequences on the temperature profiles and on the suspension Nusselt number. Such significant modifications are due to the collision induced alteration of the velocity and concentration profiles. In particular, a strong effect of the irregular character of particle–wall collisions is found. At rather high loading ratio m , the question may arise of the possible effect of conductive heat transfer during collisions, therefore this point is also examined. The results obtained up to $m = 20$ confirm that this heat transfer mechanism is negligible.

© 2003 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Gaz–solide ; Collisions ; Transfert de chaleur

Keywords : Gas–solid ; Collisions ; Heat transfer

1. Introduction

Les écoulements diphasiques composés d'une phase porteuse (gaz, liquide) et d'une phase dispersée (particules, bulles, gouttelettes) sont présents dans de nombreux pro-

céds industriels (transport pneumatique, séchage, combustion, ...).

Dans le cas d'un écoulement gaz–solide en conduite, on sait que l'ajout de particules au sein du champ fluide modifie à la fois la dynamique (profils de vitesses, énergie cinétique turbulente) et la thermique de l'écoulement, les échanges de chaleur entre la suspension et la paroi pouvant augmenter ou diminuer. Il est donc important, en vue d'optimiser les procédés industriels mettant en jeu ce type d'écoulement, de

* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : valerie.chagras@esstin.uhp-nancy.fr (V. Chagras).

Nomenclature

d	diamètre de la conduite m	Re_D	Reynolds basé sur le diamètre de la conduite (sans dimension)
d_p	diamètre des particules m	T_W	température à la paroi du gaz K
m	taux de chargement (sans dimension)	<i>Symboles grecs</i>	
Nu_0	Nusselt en fluide pur (sans dimension)	λ_f	conductivité thermique du gaz . . . $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
Nu_∞	Nusselt asymptotique de la suspension (sans dimension)	φ	densité de flux $W \cdot m^{-2}$
Nu_b	Nusselt en bas de la conduite (sans dimension)	ρ_p	masse volumique des particules $kg \cdot m^{-3}$
Nu_h	Nusselt en haut de la conduite (sans dimension)	σ_γ	écart type de l'angle d'inclinaison de la paroi virtuelle radians
R	Rayon de la conduite m		

pouvoir prédire les comportements dynamique et thermique d'une suspension en écoulement en conduite.

Dans un premier temps, nous nous intéressons à la modélisation d'un écoulement gaz-particules en conduite non isotherme, en l'absence de phénomènes particuliers liés au changement de phase, au transfert radiatif ou à la combustion. Le modèle développé est basé sur une approche eulérienne-lagrangienne présentant l'avantage de permettre une description fine des phénomènes influençant le comportement des particules.

Dans ce qui suit, la partie 2 est consacrée à la présentation rapide de la méthode mise en œuvre et à une description plus détaillée du modèle de collision. Dans la partie suivante, on propose d'abord une validation de notre modèle par comparaison des résultats numériques avec des résultats expérimentaux connus en conduite verticale, portant sur le nombre de Nusselt de la suspension. Nous étudions ensuite l'influence de la prise en compte des collisions inter-particulaires d'une part, et de la nature des collisions particules-paroi d'autre part, en insistant sur les caractéristiques thermiques de l'écoulement, où des résultats originaux sont obtenus. Des résultats de simulations en conduite horizontale sont également présentés, principalement afin d'évaluer l'influence du transfert de chaleur conductif associé aux impacts à fort chargement, car dans ce cas la fréquence des collisions est nettement plus importante qu'en conduite verticale.

2. Simulation numérique

2.1. Approche eulérienne-lagrangienne

L'écoulement de la phase gazeuse est simulé par résolution des équations de Navier-Stokes moyennées associées à un modèle de fermeture à bas nombre de Reynolds de type NEVM (Non Linear Eddy Viscosity Model) pour la partie dynamique et un modèle WET pour la thermique [1]. Le modèle a été validé en écoulement monophasique, en dynamique et en thermique, par confrontation avec la banque

de données de Nagano et al. [2]. L'effet des particules sur l'écoulement du gaz est pris en compte par l'introduction de termes sources (voir [3]).

Nous ne ferons ici qu'un bref rappel des principes du calcul des trajectoires de particules, supposées rigides et sphériques : le suivi lagrangien est basé sur le principe fondamental de la dynamique, en incluant les effets de la force de gravité et des actions hydrodynamiques auxquelles sont soumises les particules. L'existence de fortes vitesses de rotation, induites par les collisions entre particules ou entre particules et paroi, nécessite de prendre en compte, outre la force de traînée, la force de portance (effet Magnus) et le couple exercé par le fluide. La température de chaque particule est calculée le long de sa trajectoire par résolution d'un bilan thermique. L'influence de la turbulence de l'écoulement gazeux sur le mouvement d'une particule est simulée par un modèle de dispersion décrit dans Khalij et al. [4], complété par la simulation des fluctuations de température (voir [5]).

Le calcul numérique est conduit de manière itérative en effectuant une succession de boucles « Euler-Lagrange » jusqu'à convergence. Dans les cas présentés plus loin, le nombre minimal de boucles est de 20, chacune d'entre elles comprenant le calcul de 50 000 trajectoires.

2.2. Collisions

Le calcul de trajectoire est réinitialisé après chaque collision, que ce soit avec la paroi ou avec une autre particule. En cas de collision particule-paroi, les nouvelles composantes de vitesse de translation et de rotation sont calculées en fonction des composantes de vitesses avant collision par application de la conservation de la quantité de mouvement et du moment cinétique pendant la durée du contact, supposée très faible. Les paramètres nécessaires dans le traitement des collisions sont le coefficient de restitution et les coefficients de frottement statique et dynamique. En outre, afin de prendre en compte les effets de rugosité de paroi ou de non-sphéricité des particules, un modèle de « paroi virtuelle » proposé par Sommerfeld [6] est utilisé, ce qui suppose de se donner également l'écart-type de l'angle d'inclinaison de la paroi vir-

tuelle. Pour cette étude, et compte tenu du diamètre de particules utilisé (500 μm), cet écart-type doit se situer entre 0.02 et 0.06 rad (Lain et al. [7]).

Les chocs entre particules sont pris en compte par un modèle probabiliste reposant sur le principe décrit par Oesterlé et Petitjean [8]. A chaque pas de temps, la probabilité pour que la particule suivie entre en collision avec une autre particule est estimée en fonction de la concentration et de la vitesse d'agitation locale de la phase solide, et en tenant compte de la corrélation du mouvement des particules avec le champ fluide, selon l'expression proposée par Laviéville [9] pour la fréquence de collision. La probabilité de collision étant connue, un tirage au sort permet de décider si une collision doit se produire ou non pendant le laps de temps Δt . Dans le cas où une collision doit se produire, la particule suivie est supposée heurter une particule fictive dont la vitesse est générée en tenant compte d'une fonction de corrélation entre les vitesses des deux particules selon le principe énoncé par Sommerfeld [10]. La position relative précise des centres des deux particules (et donc la position du point d'impact) est également générée de façon aléatoire selon une probabilité uniforme sur le disque correspondant à la section efficace de collision. Ceci permet de déterminer les composantes de vitesses après collision, et donc de réinitialiser le calcul de trajectoire.

Les collisions entre particules et avec la paroi étant d'autant plus nombreuses que le taux de chargement est élevé, il est possible que les transferts de chaleur par conduction durant les collisions puissent jouer un rôle non négligeable à fort chargement. C'est la raison pour laquelle nous avons voulu quantifier l'éventuel effet de tels transferts par contact, en nous référant à l'étude de Sun et Chen [11] pour l'expression de la quantité de chaleur échangée lors d'une collision.

3. Résultats numériques et discussion

L'effet des collisions sur la dynamique de l'écoulement n'est plus à démontrer. Les travaux récents dus à Sommerfeld [12] ou Moissette [5], par exemple, l'ont encore mis en évidence. Cet effet, confirmé par les simulations numériques réalisées ici, est par contre également susceptible de jouer un rôle important dans le transfert de chaleur. C'est la raison pour laquelle nous avons effectué des simulations complètes d'écoulements diphasiques en situation anisotherme. L'influence des collisions entre particules ainsi que les caractéristiques des collisions particules-paroi (en ce qui concerne l'écart type σ_γ de l'angle d'inclinaison de la paroi virtuelle) ont été testées. Dans ce qui suit, les collisions avec la paroi sont toujours prises en considération (éventuellement avec des caractéristiques de rebond différentes) et ce sont les collisions inter-particulaires qui sont ou non prises en compte, le transfert de chaleur par conduction lors des chocs pouvant éventuellement être inclus. Dans un premier temps, les simulations numériques ont été effectuées en conduite verti-

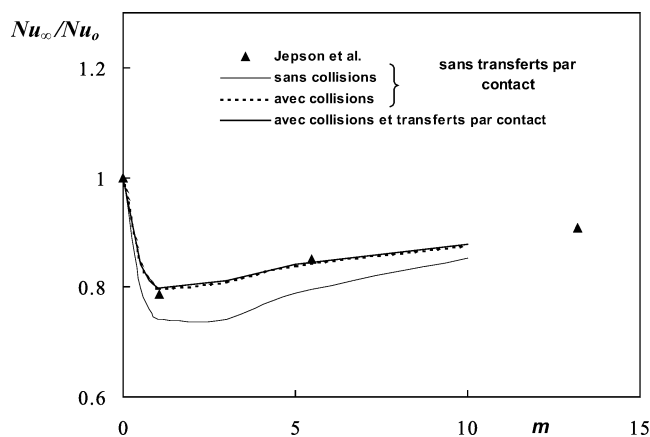


Fig. 1. Variation du rapport Nu_∞/Nu_0 en fonction du chargement m en conduite verticale, $Re_D = 46500$. Comparaison avec les résultats expérimentaux de Jepson et al. [13].

Fig. 1. Ratio Nu_∞/Nu_0 as a function of loading ratio in vertical pipe. Comparison with experiments by Jepson et al. [13] ($Re_D = 46500$).

cale pour pouvoir être comparées aux résultats expérimentaux de Jepson et al. [13] dont les principales caractéristiques sont les suivantes : $d = 38,1$ mm, $d_p = 0,5$ mm, $\rho_p = 2500$ kg/m³, vitesse moyenne de l'air 18,3 m/s, m variant de 0 à 15. Partant des champs de températures calculés, il est possible d'obtenir un nombre de Nusselt caractéristique des échanges de chaleur (déterminé ici en fin de conduite, en écoulement thermiquement établi), basé sur la densité de flux φ imposée à la paroi et sur l'écart entre température de paroi et température moyenne de mélange de la suspension. La Fig. 1 est représentative des résultats obtenus. Le nombre de Nusselt Nu_∞ est normé par la valeur Nu_0 obtenue en fluide pur. Au-delà du rôle des particules, qui provoquent une diminution du nombre de Nusselt à faible taux de chargement suivie d'une augmentation aux chargements plus élevés, il apparaît que la qualité de la simulation est conditionnée par le soin apporté au traitement des collisions. En particulier l'accord avec les résultats expérimentaux n'est vraiment bon que lorsque les collisions entre particules sont prises en compte. Les résultats obtenus sans collisions inter-particulaires sous-estiment les échanges.

La Fig. 2 confirme ces résultats en permettant de détailler directement l'influence des collisions inter-particulaires sur les profils de température adimensionnelle en sortie de conduite. L'influence des échanges entre phases est évident lorsqu'on compare les résultats obtenus sur la phase continue à $m = 0$ et à $m = 5$. La prise en compte des collisions apparaît indispensable pour le calcul de la température des particules (et par conséquent pour celui de la température de suspension). Par contre, dans ce cas d'écoulement vertical, son influence est faible sur la température de la phase continue. Les résultats obtenus avec prise en compte des collisions, mais avec ou sans transfert de chaleur par conduction lors des chocs, sont identiques, comme le montre la Fig. 1.

Nous avons effectué des simulations analogues en conduite horizontale. Dans ces conditions, l'absence de symé-

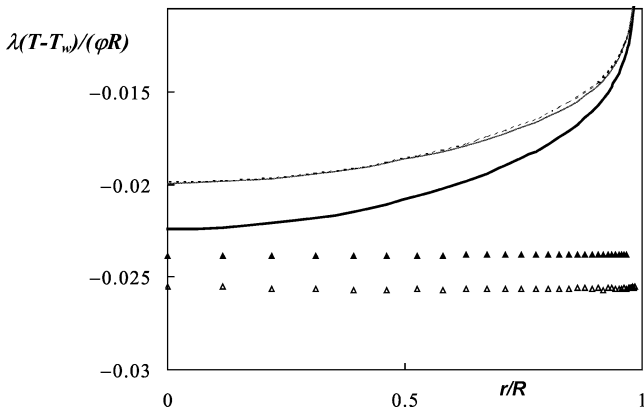


Fig. 2. Profils de température adimensionnelle. Gaz : — $m = 0$, — $m = 5$ sans collisions, - - - $m = 5$ avec collisions ; particules : Δ sans collisions, \blacktriangle avec collisions.

Fig. 2. Dimensionless temperature distribution as a function of radial position. Gas: — $m = 0$, — $m = 5$ without collisions, - - - $m = 5$ with collisions; particles: Δ without collisions, \blacktriangle with collisions.

trie azimutale complique la mise en forme numérique et peut induire des asymétries dans les différents profils caractéristiques de la suspension. En particulier, la concentration plus forte en partie basse de la conduite peut rendre le rôle des collisions potentiellement plus important qu'en conduite verticale.

La Fig. 3 présente les profils de températures obtenus en section de sortie pour deux valeurs de σ_γ . On remarque que le profil obtenu pour $\sigma_\gamma = 0,06$ est plus aplati que dans le cas $\sigma_\gamma = 0,02$. L'explication réside dans l'analyse en parallèle des profils de concentration. L'augmentation de σ_γ induit une fréquence de collision supérieure et une vitesse axiale de

la phase dispersée plus faible. Pour assurer le même débit de phase solide, une concentration plus importante en particules est alors observée. Ces conditions favorisent les échanges par convection entre phases et résultent en une température du fluide plus proche de celle des particules, d'où le profil aplati observé. Pour σ_γ élevé (0,06) le rôle prépondérant des collisions particules–paroi masque l'influence des collisions inter-particulaires sur la température des particules (les profils apparaissent confondus que ces dernières soient prises en compte ou non). Pour σ_γ plus faible, le rôle des collisions inter-particulaires apparaît sur les caractéristiques des deux phases et leur prise en compte est indispensable. Par contre, la prise en compte des échanges de chaleur par conduction lors des chocs est sans influence sur le transfert de chaleur global, les résultats des simulations avec et sans transfert de chaleur lors des chocs étant pratiquement confondus.

La Fig. 4 présente enfin les nombres de Nusselt obtenus dans les mêmes conditions, avec une particularité due au fait que la température de paroi varie de façon azimutale, en conséquence de quoi Nu_∞ varie également. Nous proposons ici les valeurs extrêmes obtenues en haut (Nu_h) et en bas (Nu_b) sur un diamètre vertical en sortie de conduite. Une asymétrie apparaît entre haut et bas de la conduite. Globalement, en fonction du taux de chargement, on observe, comme dans le cas d'une conduite verticale, que Nu_∞ décroît d'abord puis ré-augmente avec le taux de chargement. Cependant pour un σ_γ de 0,06 l'injection de particules provoque rapidement une modification des échanges telle que le nombre de Nusselt dépasse la valeur obtenue en écoulement de fluide pur. Ce comportement s'écarte nettement de ce qui est observé en conduite verticale. Autre phénomène mar-

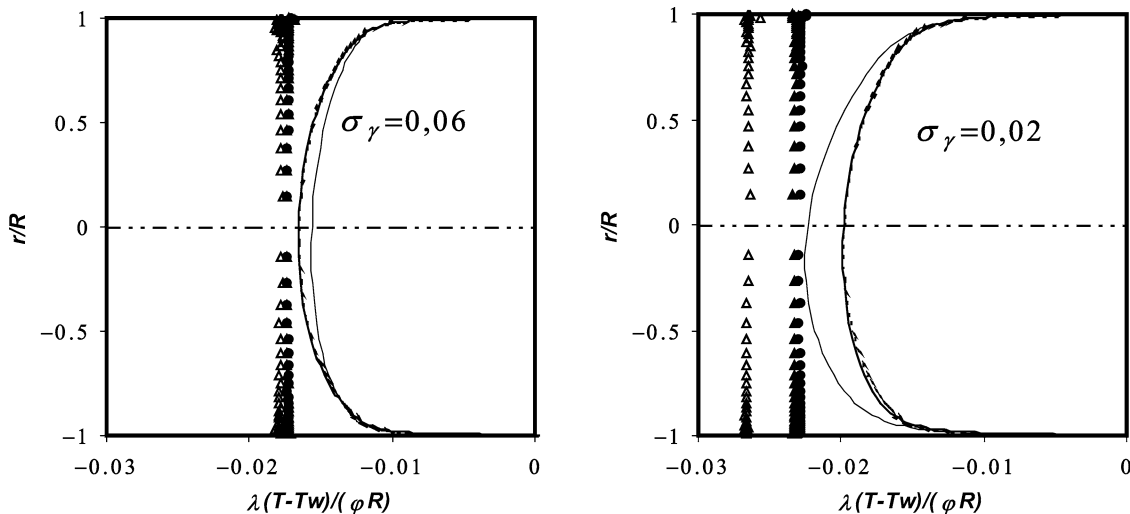


Fig. 3. Distribution verticale de la température pour $m = 5$. Gaz : — sans collisions et sans transferts par contact, - - - avec collisions et sans transferts par contact, — avec collisions et avec transferts par contact ; particules : Δ sans collisions et sans transferts par contact, \blacktriangle avec collisions et sans transferts par contact, \circ avec collisions et avec transferts par contact.

Fig. 3. Vertical temperature distribution in a vertical plane for $m = 5$. Gas: — without collisions and without heat transfer during contacts, - - - with collisions and without heat transfer during contacts, — with collisions and with heat transfer during contacts; particles: Δ without collisions and without heat transfer during contacts, \blacktriangle with collisions and without heat transfer during contacts, \circ with collisions and with heat transfer during contacts.

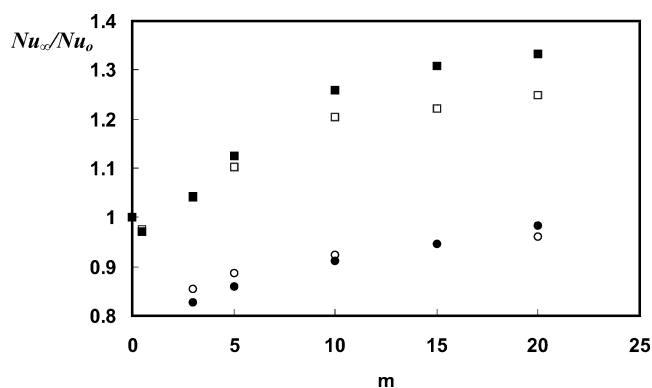


Fig. 4. Variation du rapport Nu_∞/Nu_0 en haut (Nu_h) et en bas (Nu_b) de la conduite en fonction du taux de chargement. $Re_D = 46\,500$. \square Nu_b/Nu_0 , \blacksquare Nu_h/Nu_0 pour $\sigma_\gamma = 0,06$, \circ Nu_b/Nu_0 , \bullet Nu_h/Nu_0 pour $\sigma_\gamma = 0,02$.

Fig. 4. Ratio Nu_∞/Nu_0 as a function of loading ratio at the top (Nu_h) and at the bottom (Nu_b) of the pipe. $Re_D = 46\,500$. \square Nu_b/Nu_0 , \blacksquare Nu_h/Nu_0 for $\sigma_\gamma = 0,06$, \circ Nu_b/Nu_0 , \bullet Nu_h/Nu_0 for $\sigma_\gamma = 0,02$.

quant, l'importance relative des valeurs de Nu_h et Nu_b est très variable et peut même s'inverser lorsque le taux de chargement varie. Au-delà de l'explication de ces phénomènes, qui réside certainement dans l'analyse de la modification de la dynamique de l'écoulement et demandera des investigations complémentaires de notre part, ces premiers résultats démontrent une fois de plus le rôle des collisions dans le transfert de chaleur au sein de ce type d'écoulements. La qualité de nos simulations à venir requerra une connaissance précise de ces paramètres de collisions, par ailleurs délicats à évaluer malheureusement.

Remerciements

Ce travail a bénéficié du soutien d'INTAS dans le cadre du programme INTAS 00-309.

Références

- [1] B. Launder, An introduction to single-point closure methodology, in: T.B. Gatski, M.Y. Hussaini, J.L. Lumley (Eds.), *Simulation and Modeling of Turbulent Flows*, Oxford University Press, 1996, Chapter 6.
- [2] Y. Nagano, N. Kasagi, H. Kawamura, M. Maeda, H. Maekawa, T. Takagi, Data-base on turbulent heat transfer. Data No. FW_PI001: transport processes of heat and momentum in the wall region of turbulent pipe flow, <http://www.jsme.or.jp/ed/HTDB/dathet.html>, 1990.
- [3] P. Boulet, S. Moissette, Influence of the particle-turbulence modulation modeling in the simulation of a non-isothermal gas-solid flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* 45 (2002) 4201–4216.
- [4] M. Khalij, A. Tanière, B. Oesterlé, Combined effects of particle-wall interactions and turbulent dispersion in gas-solid flows using accurate Lagrangian stochastic modeling, in: *Proc. WCCM V, 5th World Congress on Computational Mechanics*, Vienne, Autriche, 2002, paper n° 80092, <http://wccm.tuwien.ac.at>.
- [5] S. Moissette, Étude dynamique et thermique par modélisation eulérienne-lagrangienne des effets liés aux interactions turbulence-particules dans un écoulement gaz-solide en conduite verticale non-isotherme, Thèse, Université Henri Poincaré-Nancy 1, 2001.
- [6] M. Sommerfeld, Modelling of particle-wall collisions in confined gas-particle flow, *Int. J. Multiphase Flow* 18 (1992) 905–926.
- [7] S. Lain, M. Sommerfeld, J. Kussin, Experimental studies and modelling of four-way coupling in particle-laden horizontal channel flow, *Int. J. Heat Fluid Flow* 23 (2002) 647–656.
- [8] B. Oesterlé, A. Petitjean, Simulation of particle-to-particle interactions in gas-solid flows, *Int. J. Multiphase Flow* 19 (1993) 199–211.
- [9] J. Laviéville, Simulations numériques et modélisation des interactions entre l'entraînement par la turbulence et les collisions interparticulaires en écoulement gaz-solide, Thèse, Université de Rouen, 1997.
- [10] M. Sommerfeld, Inter-particle collisions in turbulent flows: a stochastic Lagrangian model, in: *Proc. 1st Int. Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Santa Barbara, 1999, pp. 265–270.
- [11] J. Sun, M.M. Chen, A theoretical analysis of heat transfer due to particle impact, *Int. J. Heat Mass Transfer* 31 (1988) 969–975.
- [12] M. Sommerfeld, S. Lain, J. Kussin, Analysis of transport effects of turbulent gas-particle flow in a horizontal channel, in: *Proc. ICMF 2001, Int. Conf. on Multiphase Flow*, New Orleans, 2001, paper n° 520.
- [13] G. Jepson, A. Poll, W. Smith, Heat transfer from gas to wall in a gas/solids transport line, *Trans. Inst. Chem. Eng.* 41 (1963) 207–211.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre des études menées sur les écoulements gaz-particules en conduite anisotherme. Le modèle mis en place repose sur une approche eulérienne-lagrangienne.

L'originalité et l'intérêt de cette étude viennent de la modélisation non seulement en conduite verticale mais également en conduite horizontale anisothermes. Dans la plupart des applications industrielles l'orientation de la conduite (verticale, horizontale ...) ainsi que le caractère anisotherme constituent un aspect important du procédé. Cependant peu d'études récentes sont consacrées à la caractérisation thermique d'un tel écoulement.

L'application pratique choisie pour mettre en place et valider le modèle a été un écoulement d'air en conduite horizontale chauffée par un apport de chaleur au niveau de la paroi (flux ou température imposés).

Après avoir établi, dans le chapitre II, les équations de transport, nous nous sommes intéressés à la validation du modèle en fluide seul. Les tests présentés au deuxième chapitre, réalisés pour les différents modèles de fermetures dynamiques et thermiques, ont montré les capacités du code à reproduire les résultats expérimentaux pour un écoulement monophasique. Les chapitres II à V font état des modèles utilisés pour les simulations.

Synthèse de la modélisation eulérienne-lagrangienne

L'ensemble des résultats présentés dans ce mémoire est basé sur une modélisation dont les principales caractéristiques sont les suivantes :

- 1) la description de la phase porteuse repose sur une méthode RANS utilisant un modèle de fermeture (Myong et Kasagi 1990) de type NEVM (Non Linear Eddy Viscosity Model) pour la partie dynamique et le modèle WET pour les flux de chaleur turbulents ;
- 2) la phase solide est simulée en effectuant le suivi lagrangien d'un grand nombre de particules discrètes au sein du champ fluide déterminé précédemment. Ce suivi repose sur une modélisation prenant en compte les différents phénomènes physiques susceptibles d'affecter le mouvement de chaque particule.

3) L'influence des particules sur la phase porteuse est prise en considération par l'introduction de termes sources.

Les caractéristiques essentielles du suivi lagrangien mis en place sont résumées par les 3 points suivants :

- La trajectoire de la particule est construite en tenant compte des forces de traînée, de portance par effet Magnus et de gravité. La température des particules est calculée le long de leur trajectoire par résolution d'un bilan thermique. La température d'une particule est supposée uniforme et le mode de transfert par convection est pris en compte. Il est également possible de tenir compte du transfert radiatif dans le bilan thermique.
- Afin de rendre compte des effets de la turbulence du fluide sur le mouvement des particules, pour chaque grandeur (composantes de vitesse et température), une composante aléatoire est ajoutée à la valeur moyenne caractéristique de la phase porteuse déterminée par le modèle eulérien. La génération de cette composante aléatoire repose sur un modèle stochastique du premier ordre. Le modèle de dispersion pour les composantes de vitesse et de température est conforme à la prédiction des tensions de Reynolds et des flux de chaleur turbulents. La correction de « spurious drift » pour la vitesse et la correction du « spurious drift thermique » pour la température, dûs à la non-homogénéité de la turbulence, sont prises en considération.
- Pour évaluer de façon satisfaisante les trajectoires des particules, le modèle prend en compte les différents chocs subis par la particule suivie au cours de sa trajectoire. Les chocs avec la paroi sont modélisés à l'aide d'un modèle de paroi virtuelle (Sommerfeld 1992). Les chocs entre particules reposent sur un modèle probabiliste élaboré par Oesterlé et Petitjean (1993). Le chapitre V fait état des modèles mis en place.

Exploitation des résultats du chapitre VIII

Dans un premier temps, nous avons cherché à valider les différents développements numériques apportés au modèle en conduites verticale et horizontale. Dans un deuxième temps nous avons réalisé différents tests de sensibilité, dont les principaux résultats sont résumés ici par les points suivants :

- Modèle de dispersion : nous avons mis en évidence l'influence de la prise en compte de la turbulence du fluide sur le comportement thermique des particules et notamment sur les grandeurs turbulentes de la phase particulaire. La correction du spurious drift affecte particulièrement la distribution des particules en zone de proche paroi.
- Représentation de la modulation de la turbulence : l'importance de la prise en compte du couplage entre les deux phases et les difficultés liées à sa modélisation ont été traitées au chapitre VIII. Les limites de la formulation classique des termes sources ont été observées. Le coefficient de modélisation $C_{\varepsilon 3}$ dans l'équation de transport du taux de dissipation s'est avéré être un terme sensible. Par contre, les tests de sensibilité

réalisés au sujet du coefficient de modélisation de la viscosité turbulente C_μ n'ont conduit qu'à de très légères modifications par rapport à l'expression classique.

- Influence des paramètres de collisions : ces paramètres se sont montrés particulièrement importants sur le comportement de la suspension. Les résultats obtenus en présence de particules en conduite confirment le rôle prépondérant de σ_γ (qui caractérise la rugosité de la paroi) sur la dynamique de l'écoulement et par suite sur le transfert de chaleur. Les collisions particule/particule modifient considérablement la dynamique de l'écoulement (vitesse, concentration ...). Les résultats obtenus avec la prise en compte des collisions, mais avec ou sans transfert de chaleur par conduction lors des chocs, ne présentent par contre pas de grandes modifications.
- Influence du rayonnement sur le transfert de chaleur : les différents tests réalisés en conduites verticale et horizontale n'ont pas montré une grande influence du transfert de chaleur par rayonnement. Cependant il faut relativiser ces résultats dans la mesure où les simulations ont été réalisées sans tenir compte des variations des propriétés du fluide.

Remarques :

Des difficultés d'ordre numérique (notamment en ce qui concerne la divergence de nos calculs) demeurent dans certains cas (lors des simulations de très petites particules à taux de chargement supérieur à 1), problèmes que nous nous efforçons de résoudre.

Perspectives :

Les perspectives de ce travail peuvent être envisagées sous plusieurs angles.

- Le premier point consiste à tester les deux modèles de dispersion décrits au chapitre IV et à les comparer aux résultats expérimentaux. Pour tester l'influence du modèle de dispersion, il faut utiliser des petits diamètres de particules. Les résultats numériques seront dans un premier temps comparés aux résultats expérimentaux de Maeda *et al.* (1980) en conduite verticale pour $d_p \approx 45 \mu\text{m}$ et aux résultats expérimentaux d'Aihara *et al.* (1997) pour une conduite horizontale.
- L'étape suivante consiste à vérifier l'hypothèse établie au chapitre IV selon laquelle le rapport des échelles intégrales de vitesse et de température du fluide vu est du même ordre de grandeur que le rapport des échelles lagrangiennes de vitesse et de température ($\frac{T_\theta^*}{T^*} \approx \frac{T_{L\theta}}{T_L}$), en les comparant aux résultats de DNS (initiés dans le cadre de la thèse de Boris Arcen).
- Un point important concerne la prise en compte de propriétés thermiques évoluant en fonction de la température. L'amélioration du traitement du transfert radiatif permettrait alors de ne pas se limiter à de faibles niveaux de température.
- Enfin, le point qui semble le plus important à ce stade est bien sûr l'amélioration de la représentation de la modulation de la turbulence par les particules. Dans cette optique, on peut envisager la mise en œuvre de modèles où l'énergie cinétique turbulente du

fluide est décomposée en deux contributions d'échelles différentes, qui regroupent les mécanismes se produisant aux grandes échelles et les mécanismes se produisant à une échelle comparable à la taille des particules (effet de sillage derrière la particule (Vermorel 2003)).

L'ensemble de ces améliorations vise à disposer d'un outil capable de prédire et d'expliquer le comportement d'une large gamme d'écoulements, toujours dans le souci d'une application à des cas industriels, avec à plus long terme la perspective d'applications au séchage de granulés ou de poudres qui nécessitera également la prise en compte du transfert de masse aux interfaces.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Abe K. et Suga K., (2001), Towards the development of a Reynolds-averaged algebraic turbulent scalar-flux model., *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 22, 19-29.
- Abrahamson J., (1975), Collision rate of small particles in a vigorously turbulent fluid, *Chem. Engng. Sci.*, 30, 1371-1379.
- Azad F.H. et Modest M.F., (1981), Combined radiation and convection in absorbing, emitting and anisotropically scattering gas-particulate tube flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 24, 1681-1698.
- Aihara T., Yamamoto K., Narusawa K., Haraguchi T., Ukaku M., Lasek A. et Feuillebois F., (1997), Experimental study on heat transfer of thermally developing and developed, turbulent, horizontal pipe flow of dilute air-solids suspensions, *Heat and Mass Transfer*, 33, 109-120.
- Avila R. et Cervantes J., (1995), Analysis of the heat transfer coefficient in a turbulent particle pipe flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 38, 1923-1932.
- Bagchi P., Balachandar S., (2003), Effect of turbulence on the drag and lift of a particle, *Physics of fluids*, 15 n°11, 3496-3513.
- Balzer G. et Simonin O., (1996), turbulent eddy-viscosity derivation in dilute gas-solid turbulent flows, 8 th Workshop on Two-Phase Flow Predictions, Merseburg, Allemagne.
- Baptista P.N., Oliveira F.A.R., Oliveira J.C. et Sastry S.K., 1997, Dimensionless analysis of fluid-to-particle heat transfer coefficients, *Journal of Food Engineering*, 31, 199–218.
- Barkla H.M. et Auchterlonie, (1971), The Magnus or Robins effect on rotating sphere, *J. Fluid Mech.*, 47, 437-448.
- Benabdallah M., (1995), Simulation lagrangienne du transfert de chaleur dans un écoulement gaz-solide en conduite. Thèse, Université Henri Poincaré, Nancy 1.
- Berlemont A., Desjonqueres P. et Gouesbet G., (1990), Particle Lagrangian simulation in turbulent flows, *Int. J. Multiphase Flow*, 16 (1), 19-34.
- Berlemont A., Grancher M.S. et Gouesbet G., (1995), Heat and mass transfer coupling between vaporizing droplets and turbulence using a Lagrangian approach, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 38 (16), 3023-3034.
- Bernard P. et Rovelstad A., (1994), On the physical accuracy of scalar transport modeling in inhomogeneous turbulence, *Phys. Fluids*, 6, 3093-3108.
- Bertoli S.L., (2000), Radiant and convective heat transfer on pneumatic transport of particles: an analytical study, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43, 2345-2363.
- Boivin M., Simonin O., Squires K. D., (1998), Direct numerical simulation of turbulence modulation by particles in isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.*, 375, 235-263.
- Boothroyd R.G. et Haque H., (1970a), Fully developed heat transfer to a gaseous suspension of particles flowing turbulently in ducts of different size, *J. Mech. Engng. Sci.*, 12, 191-200.
- Boothroyd R.G. et Haque H., (1970b), Experimental investigation of heat transfer in the entrance region of a heated duct conveying fine particles, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 48, 109-120.
- Boulet, P., (2001) Simulation d'écoulements diphasiques turbulents anisothermes. Application aux milieux dits « à phase dispersée », du type gaz-solide et gaz-gouttelettes, Habilitation à diriger des recherches à l'Université Henri Poincaré-Nancy 1
- Boulet, P. et Moissette S., (2002) Influence of the particle-turbulence modulation modeling in the simulation of a non-isothermal gas-solid flow, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 45, 4201-4216.

- Bourloutski E.S., Bubenchikov A.M. et Starchenko A.V., (2002), The comparison of two approaches to numerical modeling of gas-particles turbulent flow and heat transfer in a pipe, *Mechanics Research Communications*, 29, 437-445.
- Brenner H., (1961), The slow motion of a sphere through a viscous fluid towards a plane surface, *Chem. Engng. Sci.*, 16, 242-251.
- Brucato A., Grisafi F. et Montante G., (1998), Particle drag coefficients in turbulent fluids, *Chem. Engng. Sci.*, 53 (18), 3295-3314.
- Bui Dinh T., (1992), Étude numérique des actions hydrodynamiques sur une sphère en translation et rotation dans la gamme des nombres de Reynolds inférieurs à 50. *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Lorraine*.
- Burry D. et Bergeles G., (1993), Dispersion of particles in anisotropic turbulent flows, *Int. J. Multiphase Flow.*, 19, 651-664.
- Caraman N., Borée J., Simonin O., (2003), Effect of collisions on the dispersed phase fluctuation in a dilute tube flow: Experimental and theoretical analysis, *Physics of Fluids*, 15 (12), 3602-3612.
- Chagras V., Oesterlé B. et Boulet P., (2003), Influence des collisions dans un écoulement gaz-solide anisotherme en conduite verticale et horizontale, *Mécanique et Industries*, 4, 385-389.
- Chang Z.Z., (1998), Etude de collisions interparticulaires en écoulement turbulent isotrope ou anisotrope par une approche lagrangienne à plusieurs trajectoires simultanées. *Thesis*, Université de Rouen, France.
- Chegroun N. et Oesterlé B., (1993), Étude numérique de la traînée, de la portance et du couple sur une sphère en translation et en rotation. *Actes 11^{ème} Congrès Français de Mécanique*, Lille-Villeneuve d'Ascq, France, 3, 81-84.
- Clift R., Grace J.R. et Weber M.E., (1978), *Bubbles, Drops and Particles*. Academic Press (New York, San Francisco, London).
- Craft T.F., Ince N.Z. et Launder B.E., (1996), Recent developments in second moment closure for buoyancy affected flows, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 23, 99-114
- Crowe C., Sommerfeld M. et Tsuji Y., (1998), *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. CRC Press.
- Crowe C.T. et Gilland I., (1998), Turbulence modulation of fluid-particle flows – A basic approach. *ICMF'98, 3rd Int Conf. Multiphase Flow*, Lyon, France, paper 337.
- Crowe C.T., (1981), On the relative importance of particle-particle collisions in gas-particle flows. In *Proceeding of the Conference on gas borne particles*, paper C78/81, 135-137.
- Crowe C.T., (2000), On models for turbulence modulation in fluid-particle flows, *Int. J. Multiphase Flow* 26 (5), 719-727.
- Csanady G.T., (1963), Turbulent diffusion of heavy particles in the atmosphere, *J. of the Atmospheric Sci.*, 20, 201-208.
- Daly B.J. et Harlow F.H., (1970), Transport equations in turbulence, *Phys. of Fluids*, 13, 2634-2649.
- Dandy D.S. et Dwyer H.A., (1990), A sphere in shear flow at finite Reynolds number: effect of shear on particle lift, drag and heat transfer, *J. of Fluid Mech*, 216, 381-410.
- Dennis S.C.R., Singh S.N. et Ingham D.B., (1980), The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 101, 257-279.
- Depew C.A. et Cramer E. R., (1970), Heat transfer to horizontal gas-solid suspensions flows, *J. Heat Transfer*, 92, 77-82.

- Depew C.A. et Farbar L., (1963), Heat transfer to pneumatically conveyed glass particles of fixed size, *J. Heat Transfer, Trans. ASME*, 85C, 164-171.
- Desjonqueres P., (1987), Modélisation lagrangienne du comportement de particules discrètes en écoulement turbulent, Thèse de l'Université de Rouen.
- Di Felice R., (1994), The voidage function for fluid-particle interaction systems, *Int. J. Multiphase Flow*, 20, 153-159.
- Elghobashi S., (1994) On predicting particle-laden turbulent flows, *Appl. Sci. Res.* 52, 309-329.
- Fan L.S. et Zhu C., (1998), *Principles of Gas-Solid Flows*. Cambridge Series in Chemical Engineering, Cambridge University Press.
- Farbar L. et Depew C.A., (1963), Heat transfer effects to gas-solids mixtures using solid spherical particles of uniform size, *Ind. et Engng. Chem. Fundam.*, 2, 130-135.
- Farbar L. et Morley M.J., (1957), Heat transfer to flowing gas-solids mixtures in a circular tube, *Ind. et Engng. Chem.*, 49, 1143-1150.
- Frank Th., Schade K.-P. et Petrak D., (1993), Numerical simulation and experimental investigation of a gas-solid two-phase flow in a horizontal channel, *Int. J. Multiphase Flow*, 19, 187-198.
- Gatignol R., (1983), The Faxen formulae for a rigid particle in an unsteady non-uniform Stokes flow, *J. Mec. Théor. Appl.*, 1, 143-160.
- Gnielinski V., (1976), New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow, *Int. J. Chem. Eng.*, 16, 359-368.
- Goldman A.J., Cox R.G. et Brenner H., 1967, Slows viscous motion of sphere parallel to a plane wall- I Motion through a quiescent fluid, *Chem. Eng. Sci.*, 22, 637-651.
- Gore R.A. et Crowe C.T., (1989), Effect of particle size on modulating turbulent intensity, *Int. J. Multiphase Flow* 15 (2), 279-285.
- Han K.S., Sung H.J. et Chung M.K., (1991), Analysis of heat transfer in pipe carrying two-phase gas-particle suspension, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 34, 69-78.
- Handbook of Turbulence, (1977), Volume 1: Fundamentals and Applications, *Edité par Frost W. et Moulden T.H.*, Plenum Press: New York and London.
- Hanjalic K., (2000), Second Moment ("Reynolds-Stress") turbulence closures, *Lecture Series 2000-03 of the Von Karman Institute for Fluid Dynamics*,
- Harper E.Y. et Chang I.D., (1968), Maximum dissipation resulting from lift in a slow viscous shear flow, *Int. J. of Fluid Mech.*, 33 (2), 209-225.
- Hasegawa S., Echigo R., Kanemaru K., Ichimiya K. et Sanui M., (1983), Experimental study on forced convective heat transfer of flowing gaseous solid suspension at high temperature, *Int. J. Multiphase Flow*, 9, 131-145.
- He J. et Simonin O., (1994), Numerical modelling of dilute gas-solid turbulent flows in vertical channel, EDF Report HE-44/94/021/A (Direction des Études et Recherches, EDF).
- Hetsroni G., (1989), Particle-turbulence interaction, *Int. J. Multiphase Flow*, 15, 735-746.
- Hinze J.O., (1975), *Turbulence*. 2nd edition, McGraw-Hill, New-York.
- Hrenya C.M., Bolio E.J., Chakrabarti D. et Sinclair J.L., (1995), Comparison of low Reynolds number $k - \varepsilon$ turbulence models in predicting fully developed pipe flow, *Chem. Engng Sci.* 50 (12), 1923-1941.

- Hrenya C.M., Miller S., Mallo T. et Sinclair J.L., (1998), Comparison of low Reynolds number $k - \varepsilon$ turbulence models in predicting heat transfer rates for pipe flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* 41 (11) 1543-1547.
- Huber N. et Sommerfeld M., (1994), Characterization of the cross-sectional particle concentration distribution in pneumatic conveying systems, *Powder Technology*, 79, 191-210.
- Hwang C.B. et Lin C.A., (1999), A low Reynolds number two-equation $k\text{-}\varepsilon$ model to predict thermal fields, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 42 (17), 3217-3230.
- Jaberi F.A., (1998), Temperature fluctuations in particle-laden homogeneous turbulent flows, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 41, 4081-4093.
- Jaberi F.A. et Mashayek F., (2000), Temperature decay in two-phase turbulent flows, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43, 993-1005.
- Jepson G., Poll A. et Smith W., (1963), Heat transfer from gas to wall in a gas/solids transport line. *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 41, 207-211.
- Katoshevski D., Zhao B., Ziskind G. et Bar-Ziv E., (2001), Experimental study of the drag force acting on a heated particle, *Aerosol Sci.*, 32, 73-86.
- Kays W.M., (1994), Turbulent Prandtl number – Where are we? *J. Heat Transfer, Trans. ASME*, 116, 284-295.
- Kim J. et Moin P., (1989), Transport of passive scalars in a turbulent channel flows. *Turbulent Shear Flows*, vol. 6. Springer, Berlin, 85–96.
- Kohnen G., Rüger M. et Sommerfeld M., (1994), Convergence behaviour for numerical calculation by the Euler/Lagrange method for strongly coupled phases, Crowe C. T. et al. (Eds), *Numer. Meth. Multiphase Flows FED*, vol 185, 191-202.
- Kontomaris K., Hanratty T. et McLaughlin J., (1992), An algorithm for tracking fluid particles in a spectral simulation of turbulent channel flow, *J. Comput. Phys.*, 103, 231-242.
- Kulick J.D., Fessler J.R. et Eaton J.K., (1994), Particle response and turbulent modification in fully developed channel flow, *J. Fluid Mech.*, 277, 109.
- Kurose R. et Komori S., (1999), Drag and lift forces on a rotating sphere in a linear shear flow, *J. Fluid Mech.*, 384, 183-206.
- Lain S., Bröder D., Sommerfeld M. et Göz M.F., (2002), Modelling hydrodynamics and turbulence in a bubble column using the Euler-Lagrange procedure, *Int. J. Multiphase Flow*, 28, 1381-1407.
- Lain S., Sommerfeld M. et Kussin J., (2002), Experimental studies and modelling of four-way coupling in particle-laden horizontal channel flow, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 23, 647-656.
- Lain S. et Sommerfeld M., (2003), Turbulence modulation in dispersed two-phase flow laden with solids from a Lagrangien perspective, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 24, 616-625.
- Laufer J., (1951), Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel. *Report 1053, National advisory commitee for aeronautics*.
- Laufer J., (1954), The structure of turbulence in fully developed pipe flow. *Report 1174, National advisory commitee for aeronautics*.
- Launder B.E., (1988), On the computation of convective heat transfer in complex turbulent flows. *ASME J. Heat Transfer*, 110, 1112-1128.
- Lavieville J., (1997), Simulations numériques et modélisation des interactions entre l'entraînement par la turbulence et les collisions interparticulaires en écoulements gaz-solide. *Thèse*. Université de Rouen.

- Legg B.J. et Raupach M.R., (1982), Markov-chain simulation of particle dispersion in inhomogeneous flows : the mean drift velocity induced by a gradient in Eulerian velocity variance, *Boundary-Layer Meteorology*, 24, 3-13.
- Li J. et Mason D.J., (2000), A computational investigation of transient heat transfer in pneumatic transport of granular particles, *Powder Technology*, 112, 273-282.
- Louge M., Yusof J.M. et Jenkins J.T., (1993), Heat transfer in the pneumatic transport of massive particles, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 36, 265-275.
- Ljus C., Johansson B. et Almstedt A.E, (2002), Turbulence modulation by particles in a horizontal pipe flow, *Int. J. Multiphase Flow*, 28, 1075-1090.
- MacInnes J.M. et Bracco F.V., (1992), Stochastic particle dispersion modeling and the tracer-particle limit, *Phys. Fluids A*, 4, 2809-2824.
- Maeda M., Hishida K. et Furutani T., (1980), Optical measurements of local gas and particle velocity in an upward flowing dilute gas-solids suspension. *Proc. Polyphase Flow and Transport Technology (Century 2-ETC, San Francisco)*, 211-216.
- Magnaudet J., Rivero M. et Fabre J., (1995), Accelerated flows past a rigid sphere or a spherical bubble. Part I. Steady straining flow, *J. Fluid Mech.*, 284, 97.
- Mashayek F. et Taulbee D.B., (2002), Turbulent gas-solid flows, part i : direct simulations and reynolds stress closures, *Num. Heat Transfer*, part B, 41, 1-29.
- Matsumoto S. et Saito S., (1970), Monte Carlo simulation of horizontal pneumatic conveying based on the rough wall model, *J. Chem. Engng. Japan*, 3, 223-230.
- Maxey M.R. et Riley J.J., (1983), Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow, *Phys. Fluids*, 26 (4), 883-889.
- Maxey M.R., (1987), The gravitational settling of aerosol particles in homogeneous turbulence and random flow fields, *J. Fluid Mech.*, 174, 441-465.
- Mei R., (1992), An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number, *Int. J. of Multiphase Flow*, 18, 145-147.
- Michaelides E.E., (1986), Heat transfer in particulate flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 29, 265-273.
- Michaelides E.E., (1997), Review – The transient equation of motion for particles, bubbles, and droplets, *J. Fluid Eng.*, 119, 223-247.
- Michaelides E.E, (2003), Hydrodynamic Force and Heat/Mass transfer from particles, bubbles and drops, *J. Fluid Eng.*, 125, 209-238.
- Mittal R., (1999), A Fourier Chebyshev spectral collocation method for simulation flow pas spheres and spheroids. *Int. J. Num. Methods Fluids*, 30, 921.
- Mittal R., (2000), Response of the sphere wake to freestream fluctuations. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 13, 397-419.
- Moissette, S. (2001), Etude dynamique et thermique par modélisation eulérienne-lagrangienne des effets liés aux interactions turbulence-particules dans un écoulement gaz-solide en conduite verticale non-isotherme. Thèse de l'Université Henri Poincaré - Nancy 1.
- Morsi S.A. et Alexander A.J., (1972), An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems, *J. Fluid Mech.*, 55, 193-208.
- Mulgi A.S., (1979), Experimental research of gas flow with homogeneous sphere particles in a pipe, *Turbulent Two-Phase Flows*, Tallin 47 (Russe).
- Myong H.K. et Kasagi N., (1990), A new approach to the improvement of $k - \varepsilon$ turbulence model for wall-bounded shear flows, *JSME Int. Journal*, Series II 33 (1), 63-72.

- Nagano Y., Kasagi N., Kawamura H., Maeda M., Maekawa H. et Takagi T., (1990), *Data-Base on Turbulent Heat Transfer*, FW_PI001: Transport processes of heat and momentum in the wall region of turbulent pipe flow, disponible à l'adresse: <http://www.jsme.or.jp/ted/HTDB/dathet.html>.
- Odar F. et Hamilton W.S., (1964), Forces on a sphere accelerating in a viscous fluid, *J. Fluid Mech.*, 18, 302-314.
- Oesterlé B. et Bui Dinh T., (1998), Experiments on the lift of a spinning sphere in a range of intermediate Reynolds numbers, *Exp. Fluids*, 25, 16-22.
- Oesterlé B. et Petitjean A., (1993), Simulation of particle-to-particle interactions in gas-solid flow, *Int. J. Multiphase Flow*, 19, 199-211.
- Oesterlé B. et Zaichik L., (2004), On Lagrangian time scales and particle dispersion modeling in anisotropic turbulent flows, (à paraître).
- Pétrissans A., (2001), Sur les modèles stochastiques lagrangiens de suivi de particules dans un champ turbulent et leur application en écoulement gaz-solide confinés. *Thèse*, Université de Nancy 1.
- Pétrissans A., Oesterlé B. et Tanière A., (2000), Dispersion predictions based on the fluid time scale seen by discrete particles, using first and second-order stochastic processes. *Proc. of ASME FEDSM'00*, Boston, Massachusetts, paper FEDSM2000-11142.
- Pope S.B., (1994), On the relationship between stochastic Lagrangian models for turbulence and second-order closures, *Phys. Fluids.*, 6, 973-985.
- Pope S.B., (2002), Stochastic Lagrangian models of velocity in inhomogeneous turbulent shear flow, *Phys. Fluids.*, 14, 1696-1702.
- Pope S. B., (2000), *Turbulent Flows*. Cambridge University Press.
- Portela L.M., Ferrand V., Biljard M.J. et Oliemans R.V.A., (2002), Effect of the turbulence-dynamics modification on turbulence models for particle-laden wall-bounded flows, *Proc. of the 10th Workshop on Two-Phase Flow Predictions* Merseburg, Allemagne, pp.1-10
- Pozorski J. et Minier J.P., (1998), On the Lagrangian turbulent dispersion models based on the Langevin equation, *Int. J. Multiphase Flow*, 24, 913-945.
- Pozorski J., Waclawczyk M. et Minier J.P., (2003), Probability density function computation of heated turbulent channel flow with the bounded Langevin model, *Journal of turbulence*, 4, 1-23.
- Rambaud P., Oesterlé B. et Tanière A., (2002), Assessment of integral time scales in a gas-solid channel flow with relevance to particle dispersion modeling, *Proc. of the 10th Workshop on Two-Phase Flow Predictions* Merseburg, Allemagne, pp. 182-194.
- Ranz W.E. et Marshall W.R., (1952), Evaporation from Drops. *Chem. Eng. Prog.*, 48, 173-180.
- Renoux A. et Boulaud D., (1998), *Les aérosols, Physique et métrologie*. Lavoisier TEC&DOC.
- Rizk M. et Elghobashi S., (1985), The motion of a spherical particle suspended in a turbulent flow near a plane wall, *Phys. Fluids* 28, 806-817.
- Rokni M. et Sunden B., (1999), Improved modeling of turbulent forced convective heat transfer in straight ducts, *Trans. ASME - J. Heat Trans.* 121, 712-719.
- Rokni M. et Sunden B., (2003), Calculation of turbulent fluid flow and heat transfer in ducts by a full Reynolds stress model, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 42, 147-162
- Rubinow S.I. et Keller J.B., (1961), The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid, *J. Fluid Mech.*, 55, 447-459.
- Rudolff R.R. et Bachalo W.D., (1988), Measurement of droplet drag coefficient in polydispersed turbulent flow field, *AIAA* 0235, 88

- Saffman P.G. et Turner J.S., (1956), On the collision of drops in turbulent clouds, *J. Fluid Mech.*, 1, 16-30.
- Saffman P.G., (1965), The lift on a small sphere in a slow shear flow, *J. of Fluid Mech.*, 22, 385-400.
- Sato Y., Deutsch E. et Simonin O., (1998), Direct numerical simulations of heat transfer by solid particles suspended in homogeneous isotropic turbulence, *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 19, 187-192.
- Schade K.-P. et Hädrich Th., (1998), Investigation of wall roughness on particle-wall collision. *ICMF'98, 3rd Int Conf. Multiphase Flow*, Lyon, France.
- Schiller L. et Naumann A., (1935), Über die grundlegende Berechnung bei der Schwerkraftaufbereitung, *V.D.I. Zeitung*, 77, 318-320.
- Shimizu A., Hasegawa S. et Tanaka H., (1988), Flow and heat transfer characteristics of gaseous solid suspension medium within circular riser tubes, *JSME International Journal Series II*, 31 (3), 451-460.
- Shotorban F., Mashayek F. et Pandya R.V.R., (2003), Temperature statistics in particle-laden turbulent homogeneous shear flow, *Int. J. Multiphase Flow*, 29, 1333-1353.
- Simonin O., Deutsch E. et Boivin M., 1995, Large eddy simulation and second moment closure model of particle fluctuating motion in two phase turbulent shear flows, *9th Int. Symp. On Turbulent Shear Flows*, Kyoto 1993, Springer Verlag 1995, 85-115.
- Simonin O. et Squires K.D., (2001), On turbulence modification in dense particulate two-phase flows. *Euromech. Colloquium 421 on Strongly-Coupled Dispersed Two-Phase Flows*, Grenoble, France.
- Sleicher C.A. et Rouse M.W., (1975), A convenient correlation for heat transfer to constant and variable property fluid in turbulent pipe flow. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 18, 677-683.
- Smith L.M., Reynolds W.C., (1991), The dissipation –range spectrum and the velocity-derivative skewness in turbulent flows, *Physics of Fluids A*, 3 (5), 992-994.
- So R.M. et Sommer T.P., (1996), An explicit algebraic heat-flux model for the temperature field, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39, 455-465.
- Sommerfeld M., (1990), Numerical simulation of the particle dispersion in turbulent flow : the importance of lift forces and particle-wall collision models. *Symp. on Numerical Methods for Multiphase Flows, ASME-FED*, 91, 11-18.
- Sommerfeld M., (1992), Modelling of particle-wall collisions in confined gas-particle flows, *Int. J. Multiphase Flow*, 18, 905-926.
- Sommerfeld M., (1995), The importance of inter-particle collisions in a horizontal gas-solid channel flows, *Gas-Particle Flow, ASME-FED*, 228, 335-345.
- Sommerfeld M., (1999), Inter-particle collisions in turbulent flows: a stochastic lagrangian model. *First International Symposium, Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Santa Barbara, USA.
- Sommerfeld M., (2000), Overview and fundamentals, *Lecture Series 2000-06 of the Von Karman Institute for Fluid Dynamics*. Theoretical and experimental modeling of particulate flow. ISSN 0377-8312.
- Sommerfeld M., (2001), Validation of a stochastic Lagrangian modeling approach for inter-particle collisions in homogeneous isotropic turbulence, *Int. J. Multiphase Flow*, 27, 1829-1858.
- Sommerfeld M., (2003), Analysis of collision effects for turbulent gas-particle flow in a horizontal channel: Part I. Particle transport, *Int. J. Multiphase Flow*, 29, 675-699.
- Sommerfeld M. et Huber N., (1999), Experimental analysis and modelling of particle-wall collisions, *Int. J. Multiphase Flow*, 25, 1457-1489.

- Sommerfeld M., Kussin J., (2003), Analysis of collision effects for turbulent gas-particle flow in a horizontal channel: Part II. Integral properties and validation, *Int. J. Multiphase Flow*, 29, 701-718.
- Sommerfeld, M., Lain S. & Kussin J., (2001) Analysis of transport effects of turbulent gas-particle flow in a horizontal channel. In *Proc. ICMF 2001, Int. Conf. on Multiphase Flow*, New Orleans, paper n°520.
- Sommerfeld M. et Zivkovic G., (1992), Recent advances in the numerical simulation of pneumatic conveying through pipe systems. *Computational Methods in Applied Science*. Éditeurs: Hirsch Ch., Periaux J. et Onate E. Invited Lectures and Special Technological Sessions of the First European Computational Fluid Dynamics Conference and the First European Conference on Numerical Methods in Engineering, Bruxelles, 201-212.
- Speziale C.G., (1987), On nonlinear K-l and K- ϵ models of turbulence, *J. Fluid Mech.*, 178, 459-475.
- Squires K. D. et Eaton J. K., (1991), Measurements of particle dispersion from direct numerical simulations of isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.*, 226, 1-35.
- Squires K. D. et Eaton J. K., (1994), Effect of selective modification of turbulence on two-equation models for particle-laden turbulent flows, *J. of Fluids Engineering.*, 116, 778-784.
- Sukomel A. S., Tsvetkov F. F. et Kerimov R. V., (1967), A study of local heat transfer from a tube to a turbulent flow of gas bearing suspended solid particles, *Ther. Eng.*, 14, 116-121.
- Sun J. et Chen M.M., (1988), A theoretical analysis of heat transfer due to particle impact, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 31 (5), 969-975.
- Tanaka T. et Tsuji Y., (1991), Numerical simulation of gas-solid two-phase flow in a vertical pipe : on the effect of inter-particle collision, *FED*, 121, Gas-Solid Flows.
- Tsuji Y., Morikawa Y., (1982), LDV measurements of an air-solid two phase flow in a horizontal pipe, *J. Fluid Mech*, 120, 385-409.
- Tsuji Y., Morikawa Y. et Mizuno O., (1985), Experimental measurement of the Magnus force on a rotating sphere at low Reynolds numbers, *J. Fluids Engng., Trans. ASME*, 107, 484-488.
- Tsuji Y., Morikawa Y. et Shiomi H., (1984), LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe, *J. Fluid Mech.*, 139, 417-434.
- Tsuji Y., Morikawa Y., Tanaka T., Nakatsukasa N. et Nakatani M., (1987), Numerical simulation of gas-solid two-phase flow in a two-dimensional horizontal channel., *Int. J. Multiphase Flow*, 13, 671-684.
- Uhlher P.H.T et Sinclair C.G., (1970), The effect of free stream turbulence on the drag coefficient of spheres, *Proc. Chemca '70*, 1, 1.
- Uijtewaal W.S.J. et Olieman R.V.A., (1996), Particle dispersion and deposition in direct numerical and large eddy simulations of vertical pipe flows, *Phys. Fluids*, 8, 2590-2604.
- Ushijima K. et Perkins R.J., (1999), Evaluation of C_0 and T_L in turbulent pipe or channel flows. *Proc. Of ASME-FEDSM*, Paper FEDSM99-7759, San Francisco, Californie, USA.
- Vermorel O., (2003), Etude numérique et modélisation de la modulation de la turbulence dans un écoulement de nappe chargée en particules. *Thèse*, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- Wang L.P. et Stock D.E., (1993), Dispersion of heavy particles by turbulent motion. *J. Atmosph. Sci.*, 50, 1897-1913.
- Wang Q., Squires K.D. et Wu X., (1995), Lagrangian statistics in turbulent channel flow, *Atm. Env.*, 29, 742417-2427.
- Wang Q., Squires K.D., Chen M. et McLaughlin J.B., (1997), On the role of the lift force in turbulence simulations of particle deposition, *Int. J. of Multiphase Flow*, 23 (4), 749-763.

- Warnica W.D., Renksizbulut M. et Strong A.B., (1994), Drag coefficient of spherical liquid droplets. Part 2: Turbulent gaseous fields, *Exp. Fluids*, 18, 265.
- Wilkinson G.T. et Norman J.R., (1967), Heat transfer to a suspension of solids in a gas, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 45, 314-318.
- Yamamoto. Y., Pothhoff M., Tanaka T., Kashijima T. et Tsuji Y., (2001), Large-eddy simulation of turbulent gas-particle flow in a vertical channel: effects of considering inter-particle collisions, *J. Fluid Mech.*, 442, 303-334.
- Zaichik L.L., (1999), A statistical model of particle transport and heat transfer in turbulent shear flows. *Phys. Fluids*, 11, 1521-1534.
- Zarin N.A. et Nicholls J.A., (1971), Sphere drag in solid rockets-non continuum and turbulence effects, *Comb. Sci. and Tech.*, 3, 273.
- Zhou Q. et Leschziner M.A., (1996), Modelling particle dispersion in anisotropic turbulence. In: *Pro. ECCOMAS Comp. Fluid Dynamics Conf.*, Paris, France, 577-583.
- Zimmer L., (2001), Etude numérique et expérimentale de la turbulence en écoulement gaz-goutelettes. Applications aux rideaux d'eau en présence de vent latéral, Thèse de l'Université Henri Poincaré - Nancy 1.

L'objectif de ce travail est de contribuer à la modélisation numérique des écoulements turbulents gaz-particules en conduite horizontale ou verticale non isotherme, présents dans de nombreux procédés industriels (transport pneumatique, séchage, combustion,...). Le modèle repose sur une approche eulérienne-lagrangienne permettant une description fine des mécanismes d'interactions entre les deux phases (action du fluide sur les particules (dispersion), action des particules sur le fluide (couplage « two-way ») interactions inter-particulaires (collisions)), plus ou moins influents selon les caractéristiques de l'écoulement. L'influence de la turbulence de l'écoulement gazeux sur le mouvement d'une particule est simulée par un modèle de dispersion anisotrope permettant de générer les fluctuations de vitesses et de température du fluide vu par une particule.

Les développements numériques apportés au modèle en conduite ont été validés par comparaison avec les résultats expérimentaux disponibles dans la littérature. Les différents tests de sensibilité ont permis de mettre en évidence l'influence du modèle de dispersion, des collisions et de la modulation de la turbulence (actions directes et indirectes des particules sur le fluide) sur le comportement dynamique et thermique de la suspension. Le modèle est capable de prédire les échanges thermiques en présence de particules pour une large gamme d'écoulements à la fois en conduite verticale et en conduite horizontale. Cependant, des difficultés d'ordre numérique subsistent pour les simulations en couplage « two-way » en présence de très petites particules pour des taux de chargement supérieurs à 1. Ceci est lié aux problèmes de modélisation des termes de couplage entre les deux phases (en particulier les coefficients de modélisation de l'équation de transport de la dissipation, $C_{\varepsilon 2}$ et $C_{\varepsilon 3}$).

Mots clés : gaz-particules, Euler-Lagrange, dispersion, collisions, couplage two-way

The aim of this work is to contribute to the numerical modeling of turbulent gas-solid flows in vertical or horizontal non isothermal pipes, which can be found in many industrial processes (pneumatic transport, drying, ...). The model is based on an Eulerian-Lagrangian approach allowing a fine description of the interactions between the two phases (action of the fluid upon the particles (dispersion), action of the particles upon the fluid (two way coupling) and between particles (collisions)), more or less influential according to the characteristics of the flow. The influence of the gas phase turbulence on the particle motion is taken into account using a non-isotropic dispersion model, which allows the generation of velocity and temperature fluctuations of the fluid seen by the particles.

The numerical developments brought to the model for vertical and horizontal pipe flow have been validated by comparison with available experimental results from the literature. The sensitivity tests highlight the influence of the dispersion model, collisions and turbulence modulation (direct and non direct modifications) on the dynamic and thermal behavior of the suspension. The model is able to predict the heat exchanges in the presence of particles for a wide range of flows in vertical and horizontal pipes. However numerical problems still exist in two-way coupling for very small particles and loading ratios above one. This is related to the problems encountered when modeling the coupling terms between the two phases (parameters $C_{\varepsilon 2}$ and $C_{\varepsilon 3}$) involved in the turbulence dissipation balance.

Key words: gas-particle, Euler-Lagrange, dispersion, collisions, two-way coupling