



Laboratoire IUSTI UMR CNRS 7343  
Laboratoire LTHC, IRESNE, CEA Cadarache

**École Doctorale 353**

Sciences pour l'ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique

## THÈSE

en vue de l'obtention du grade de

**Docteur de l'Université Aix-Marseille**

présentée par **Ouardia AIT OUCHEGGOU** et intitulée :

---

# Écoulement de particules autour d'un obstacle : application au colmatage dans un générateur de vapeur

---

**Date de soutenance prévue 6 octobre 2020 devant le jury formé de :**

M. Alexandre CHAGNES	<i>Université de Lorraine, Laboratoire Géoressources</i>	Rapporteur
M. Jean-Philippe MATAS	<i>Université Claude Bernard Lyon 1, LMFA</i>	Rapporteur
M. Marc JAEGER	<i>École Centrale de Marseille, M2P2</i>	Examinateur
M. Diego LOPEZ	<i>INSA Lyon, LMFA</i>	Examinateur
Mme Laurence BERGOUX	<i>Aix-Marseille Université, CNRS, IUSTI</i>	Directrice
Mme Élisabeth GUZZELLI	<i>Université de Paris, CNRS, MSC</i>	Co-Directrice
Mme Véronique POINTEAU	<i>CEA, DES, IRESNE, DTN, Cadarache</i>	Invité
M. Guillaume RICCIARDI	<i>CEA, DES, IRESNE, DTN, Cadarache</i>	Invité

Laboratoire IUSTI - UMR 7343  
Aix-Marseille Université, CNRS  
5 Rue Enrico Fermi,  
Technopôle de Château-Gombert  
13453 Marseille cedex 13

Laboratoire de Thermohydraulique et  
d'Hydromécanique analytique du Coeur et des  
circuits  
CEA, DES, IRESNE, DTN  
Centre de Cadarache, Bâtiment 220  
13108 Saint-Paul-Lez-Durance

École Doctorale Sciences pour l'ingénieur 353  
Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique  
5 Rue Enrico Fermi - Technopôle de Château-Gombert  
13453 Marseille cedex 13

# Remerciements

C'est avec un immense plaisir que je rédige cette note de remerciement pour celles et ceux qui ont été impliqués d'une manière ou d'une autre dans ce projet de thèse.

Je tiens tout d'abord à remercier Alexandre Chagnes, Jean-Philippe Matas, Marc Jaeger et Diego Lopez, qui ont accepté de lire et d'examiner ce manuscrit durant l'été, et de faire partie de mon jury de thèse.

Je voudrais également remercier le laboratoire IUSTI et son directeur Olivier Pouliquen de m'avoir accueilli au cours de ces années de thèse. Merci à tout le personnel administratif, Delphine, Audrey, Joyce, Ariane pour votre remarquable aide. Un grand merci à l'école doctorale ED353 et à son secrétaire, Pascal Champion, qui a toujours su m'écouter et répondre aux multiples questions que j'ai pu lui poser à propos de l'administration d'Aix-Marseille ! Je tiens particulièrement à remercier Yann Jobic pour avoir résolu la totalité des problèmes informatiques que j'ai pu rencontrer.

Je tiens à remercier ma directrice de thèse, Laurence Bergounoux. La joie et l'enthousiasme que tu as pour la recherche ont été contagieux et motivants pour moi. Je te remercie de tout cœur pour tes conseils, ta sympathie, le soutien et les encouragements constants, tant personnel que professionnel, pendant toute la durée de mon doctorat. J'apprécie toutes tes contributions en temps et en idées pour rendre mon expérience de doctorat productive et stimulante. Je remercie également Élisabeth d'avoir co-encadré cette thèse notamment pour la correction et l'amélioration du présent manuscrit ainsi que notre article.

Je voudrais faire ma part de gratitude aux membres de l'atelier Sadi, Paul et Fred, sans qui aucune des expériences que j'ai réalisées au laboratoire IUSTI n'aurait été possible. Merci pour votre sérieux et votre réactivité.

Une pensée à toute l'équipe GEP, aux thésards et aux post-doc qui m'ont apporté leur appui, toujours avec beaucoup de diligence et de sagacité. Je souhaite ainsi remercier Zeinhai, Coraline, Franco, Jeogeun, Hugo, Samira, Hamza, Enrico, Nabila, Sergey, Myriam, Benjamin, Fiona, Antoine, Houssine, Nina, Adrien, Joris, Émilie ...

Je profite pour remercier le deuxième laboratoire qui m'a accueilli, LTHC du CEA Cadarache. Merci "aux filles", Gaëlle, Isa pour sa précieuse aide lors des essais sur Mercure ; Manon pour ses qualités humaines, sa patience et sa passion inaltérable pour les bu-bulles. Merci à Éric, Serge pour ton engagement et tous les efforts que tu as fournis sur la manip au CEA, David, Patricia, Stéphane, Jean-Philippe, le maître de la PIV, merci pour votre soutien et vos encouragements. Merci aux thésards et aux stagiaires qui ont fait de chacune de mes venues imprévues au CEA, un agréable moment. Je pense à Mira, Naz, Mathieu, Guangze, Samy, Benjamin, Roberto, Chuinhui, ... Je ne pourrais sans doute pas tous vous citer mais sachez que j'ai énormément apprécié de travailler et d'échanger avec chacun d'entre vous.

J'ai eu la grande chance de parcourir ce chemin de thèse en étant également encadrée par Véronique Pointeau du LTHC. Je tiens à la remercier pour la clarté de ces réponses notamment à propos du dédale qu'est la chimie dans le générateur de vapeur. Je ne pourrais jamais te remercier pour tout ce que tu m'as apporté durant ces années et de m'avoir soutenu pour aller jusqu'au bout dans ce projet. Je remercie également Guillaume Ricciardi pour la richesse des discussions qu'on a pu partager, pour ses précieux conseils et son aide remarquable pour les simulations avec Code\_Saturne.

Mes remerciements les plus sincères vont naturellement à mes parents sans qui rien de cela n'aurait été possible. Je vous serai à jamais reconnaissante de m'avoir encouragée et accompagnée dans la réalisation de mes projets et la poursuite de mes rêves ! Je remercie au même titre mes sœurs, mon frère et ma belle-sœur qui m'ont soutenu à toute épreuve. Merci à ma belle-famille pour leur soutien permanent qui m'est inestimable. Ce sont toutes ces personnes qui me permettent de donner un sens à ces années de travail, au-delà des calculs et des équations.

Et enfin, un immense MERCI à mon HOMmE Nacer, pour son soutien indéfectible, son amour et sa bienveillance. Merci d'avoir été présent de la meilleure des façons lorsque ça été compliqué pour moi. Je ne te remercierai jamais assez, je t'aime !

Ce travail a été financé par une bourse de thèse Aix-Marseille Université/CEA et a été accompagné par un contrat de recherche AMU-CNRS-CEA V4322.001.



---

# Sommaire

<b>Table des figures</b>	<b>11</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>15</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>17</b>
<b>Introduction</b>	<b>23</b>
<b>I Contexte de la thèse</b>	<b>29</b>
I.1 Contexte industriel . . . . .	30
I.1.1 Principe de fonctionnement des réacteurs à eau pressurisée . . . . .	30
I.1.2 Générateur de vapeur . . . . .	32
I.1.3 Colmatage . . . . .	35
I.1.4 Installation COLENTEC . . . . .	42
I.2 Objectifs de la thèse . . . . .	44
I.3 État de l'art . . . . .	46
I.3.1 Rappels des définitions des différentes grandeurs . . . . .	46
I.3.2 Écoulement d'un fluide autour d'un obstacle . . . . .	47
I.3.3 Transport de particules par un écoulement . . . . .	55
<b>II Système expérimental</b>	<b>63</b>
II.1 Analyse dimensionnelle et grandeurs physiques . . . . .	64
II.1.1 Analyse dimensionnelle . . . . .	64
II.1.2 Principales grandeurs physiques dans un générateur de vapeur . . . . .	67
II.2 Dispositif expérimental . . . . .	69
II.2.1 Particules . . . . .	69
II.2.2 Fluide . . . . .	70
II.2.3 Montage . . . . .	73

---

II.3	Techniques expérimentales . . . . .	78
II.3.1	Particle Image Velocimetry (PIV) . . . . .	78
II.3.2	Particle Tracking (PT) . . . . .	82
II.4	Caractérisation de l'écoulement . . . . .	84
II.4.1	Stationnarité . . . . .	84
II.4.2	Longueur d'établissement . . . . .	87
II.4.3	Zones de recirculation autour d'obstacle . . . . .	90
<b>III</b>	<b>Modèle et comparaison avec l'expérience</b> . . . . .	<b>97</b>
III.1	Équation du mouvement d'une particule . . . . .	98
III.2	Modèle numérique . . . . .	100
III.2.1	Résolution de l'équation BBO . . . . .	100
III.2.2	Conditions aux limites . . . . .	101
III.3	Test de validation du modèle de transport de particules sur l'écoulement calculé avec la PIV . . . . .	102
III.3.1	Résultats de caractérisation de l'écoulement . . . . .	102
III.3.2	Résultats du suivi expérimental des particules . . . . .	103
III.4	Test de validation du modèle de transport de particules sur l'écoulement calculé par Code_Saturne . . . . .	105
III.4.1	Simulation avec Code_Saturne . . . . .	106
III.4.2	Test de validation du modèle à $Re_f = 100$ . . . . .	108
III.4.3	Test de validation du modèle à $Re_f = 500$ . . . . .	128
III.5	Conclusions . . . . .	135
<b>IV</b>	<b>Application au piégeage de particules</b> . . . . .	<b>137</b>
IV.1	Étude de sensibilité . . . . .	138
IV.1.1	Sensibilité du modèle à la position de départ de la particule . . . . .	138
IV.1.2	Sensibilité du modèle à la vitesse initiale de la particule . . . . .	141
IV.1.3	Influence des termes de masse ajoutée et de correction de Faxén sur la trajectoire calculée . . . . .	143
IV.2	Zones de piégeage . . . . .	147
IV.2.1	Zone de piégeage des particules autour de l'obstacle . . . . .	148
IV.2.2	Influence de $W$ sur le comportement des particules dans les zones de piégeage autour de la marche . . . . .	156
IV.3	Conclusion de l'étude numérique . . . . .	159
IV.4	Suivi d'une suspension de particules autour d'un obstacle . . . . .	160
IV.4.1	Transport d'un ensemble de particules . . . . .	161
IV.4.2	Injection expérimentale d'un ensemble de particules . . . . .	161
IV.4.3	Remplissage/Vidage des zones de recirculation . . . . .	163



---

Conclusion générale	167
Bibliographie	179
Annexe A : Étapes permettant d'adimensionner l'équation BBO	181
Annexe B : Programme Python pour la résolution de l'équation BBO	185
Annexe C : Présentation de Code_Saturne	189
Annexe D : Dispositif expérimental conçu au CEA pour le régime turbulent	195

---

# Table des figures

1	Nuage de gouttelettes de pluies passant au-dessus d'une crête . . . . .	23
2	Modélisation des trajectoires de précipitations neigeuses sur les flans d'une montagne . . . . .	24
3	Embâcles formés à la suite d'une crue . . . . .	25
4	Photo et schéma d'un générateur de vapeur . . . . .	26
I.1	Les trois circuits et éléments d'un réacteur à eau pressurisée . . . . .	31
I.2	Générateur de vapeur . . . . .	32
I.3	Encrassement sur les tubes de la branche chaude du générateur de vapeur . . . . .	33
I.4	Colmatage observé dans un passage folié . . . . .	34
I.5	Passage folié sur une plaque entretoise . . . . .	35
I.6	Dépôt au niveau du passage folié . . . . .	36
I.7	Principaux phénomènes impliqués dans les dépôts constatés . . . . .	37
I.8	Principe du mécanisme de transport de particules . . . . .	38
I.9	Profils de pression à l'entrée du passage folié mesurés par RUMMENS <i>et al.</i> (2004) . . . . .	39
I.10	Principe du mécanisme du flashing . . . . .	40
I.11	Pourcentages de contribution des 3 mécanismes pour expliquer le dépôt . . . . .	41
I.12	Installation COLENTEC . . . . .	42
I.13	Observation des dépôts sur une des plaquettes amovibles . . . . .	43
I.14	Résultats des essais 2017 de V. Pointeau sur COLENTEC . . . . .	44
I.15	Schéma expliquant le passage du cas réel à la configuration modèle en laboratoire . . . . .	45
I.16	Visualisation du développement du sillage d'une sphère TANEDA (1956a) . . . . .	47
I.17	Visualisation du sillage d'un cylindre à différents nombres de Reynolds . . . . .	48
I.18	Représentation tridimensionnelle des zones de recirculation autour d'un cube . . . . .	49
I.19	Zones de recirculation présentes en amont et au bord d'attaque d'un cube . . . . .	50
I.20	Écoulement dans une conduite dans le sillage d'une marche ARMALY <i>et al.</i> (1983) . . . . .	51
I.21	Caractérisation de la taille de la zone de recirculation en fonction de $BR$ et $Re_f$ . . . . .	52
I.22	Taille du sillage en fonction de $BR$ pour $Re_f = 100$ PATIL et TIWARI (2008) . . . . .	53
I.23	Taille du sillage en fonction de la longueur de l'obstacle pour $Re_f = 600$ . . . . .	53

---

I.24	Coupe dans un plan normal au cube du sillage pour $Re_f = 200$ SAHA (2004)	54
I.25	Visualisation de trois régimes d'écoulement dans le sillage d'un cube	54
I.26	Preferential sweeping	56
I.27	Différentes méthodes de simulation des écoulements de suspension	56
I.29	Trajectoires de particules dans un écoulement tourbillonnaire	59
II.1	Calcul du diamètre hydraulique dans le générateur de vapeur	67
II.2	Traitement d'image pour mesurer la taille particules de polystyrène	69
II.3	Distribution granulométrique des particules de polystyrène après tamisage	70
II.4	Différentes solutions aqueuses testées pour l'isodensité	71
II.5	Évolution en fonction $\phi_m$ (%) de $\rho_f$ et $\mu$ du mélange (eau + saccharose)	72
II.6	Vision globale du dispositif expérimental avec la marche comme obstacle	73
II.7	Calibration des deux pompes utilisées pour les essais	74
II.8	Zoom sur quelques-uns des éléments constituant le dispositif expérimental	75
II.9	Le montage avec les obstacles	76
II.10	Principe de la PIV	78
II.11	Systèmes de création de la nappe laser du dispositif expérimental	80
II.12	Étapes de la reconstruction du champs de vitesse obtenu par PIV	81
II.13	Image montrant l'ensemencement de l'écoulement à $Re_f = 100$	82
II.14	Montage pour la technique de suivi de particule avec la marche comme obstacle	83
II.15	Zoom sur une image brute d'une particule de polystyrène dans le tube	83
II.16	Illustration des problèmes d'ensemencement sur les résultats de la PIV	85
II.17	Vérification de la stationnarité de l'écoulement à $Re_f = 500$	86
II.18	Développement du profil de vitesse d'un écoulement de Poiseuille dans une conduite	88
II.19	Division du tube en six zones	88
II.20	Profils de vitesses $u_z^*$ pour $Re_f = 25$ le long de la $zone_1$ à l'entrée du tube	89
II.21	Longueur d'établissement de l'écoulement en fonction de $Re_f$	89
II.22	Évolution des zones de recirculation autour de la marche en fonction de $Re_f$	91
II.23	Schéma des zones de recirculation autour de la marche	91
II.24	Évolution des hauteurs $H_{amont}$ et $H_{bord-attaque}$ en fonction de $Re_f$	92
II.25	Évolution de $L_{aval}/L_{Obst}$ en fonction de $Re_f$	93
II.26	Évolution des zones de recirculation en fonction de la valeur du Reynolds	94
II.27	Schéma des zones de recirculation autour du cylindre de section carrée	94
II.28	Évolution de la hauteur $H_{bord-attaque}$ en fonction de $Re_f$	95
II.29	Évolution de $L_{aval}$ en fonction de $Re_f$	96
III.1	Forces s'appliquant sur une particule solide dans un écoulement	99
III.2	Champ de vitesse autour de la marche mesuré par PIV pour $Re_f = 100$	102

---

III.3 Trajectoires expérimentales de particules injectées en amont et en aval de la marche à $Re_f = 100$ . . . . .	103
III.4 Comparaison des trajectoires expérimentales avec celles calculées par le modèle . . . . .	104
III.5 Mise en évidence de la trajectoire 3D des particules . . . . .	105
III.6 Représentation des points sélectionnés pour la comparaison des vitesses mesurées	106
III.7 Comparaison des profils de vitesses $u_z^*$ suivant $x^*$ calculés par Code_Saturne avec ceux mesurés par PIV pour $Re_f = 500$ . . . . .	107
III.8 Norme $\ \mathbf{u}_z^*\ $ le long du tube pour $Re_f = 500$ . . . . .	108
III.9 Particule P1 contournant l'obstacle à $Re_f = 100$ . . . . .	120
III.10 Champs de vitesses $\mathbf{u}_x^*$ et (b) $\mathbf{u}_y^*$ à $Re_f = 100$ dans le plan $z^* \approx 0.15$ . . . . .	121
III.11 Champs de vitesses $\mathbf{u}_x^*$ et (b) $\mathbf{u}_y^*$ à $Re_f = 100$ dans le plan $y^* \approx 0.34$ . . . . .	121
III.12 Comparaison de la trajectoire de la particule P2 . . . . .	122
III.13 Comparaison de la trajectoire de la particule P3 . . . . .	123
III.14 Trajectoire de la particule P4 injectée du trou en amont de l'obstacle à $Re_f = 100$	125
III.15 Trajectoire d'une particule P5 contournant le cylindre de section carrée à $Re_f = 100$	126
III.16 Trajectoire de la particule P6 injectée dans le sillage du cylindre carré à $Re_f = 100$	127
III.17 Trajectoire d'une particule isolée P7 contournant la marche à $Re_f = 500$ . . . . .	129
III.18 Trajectoire d'une particule P8 injectée en amont de la marche à $Re_f = 500$ . . . . .	130
III.19 Trajectoire de la particule P9 injectée dans le sillage de la marche à $Re_f = 500$ . . . . .	131
III.20 Trajectoire de P10 contournant le cylindre carré à $Re_f = 500$ . . . . .	132
III.21 Trajectoire de P11 dans le sillage du cylindre carré à $Re_f = 500$ . . . . .	133
III.22 Contour de $\sqrt{\mathbf{u}_x^2 + \mathbf{u}_y^2}$ dans la plan (xy) $z^* = 2$ . . . . .	134
III.23 Trajectoire de P12 dans le sillage du cylindre carré à $Re_f = 500$ . . . . .	135
IV.1 Coordonnées $(\mathbf{x}^*, \mathbf{y}^*)$ de départ des particules injectées numériquement . . . . .	138
IV.2 Trajectoires des seize particules injectées en amont de la marche . . . . .	139
IV.3 Trajectoires de 3 particules injectées en amont de la marche . . . . .	141
IV.4 Test vitesse initiale sur la particule $\bullet$ injectée en $(-0.375, 0.125, -0.5)$ à $Re_f = 100$	142
IV.5 Écart relatif des positions des particules en fonction de $v_0$ à $R_f = 500$ . . . . .	143
IV.6 Cartographie de l'amplitude du terme $\ \mathbf{u}^* \nabla \mathbf{u}^*\ $ autour de la marche à $Re_f = 100$	144
IV.7 Cartographie de l'amplitude du terme $\nabla^2 \mathbf{u}^*$ autour de la marche à $Re_f = 500$ . . . . .	144
IV.8 Influence des termes de masse ajoutée et de Faxén sur la position d'une particule à $R_f = 100$ . . . . .	145
IV.9 Cartographie de l'amplitude de $\ \mathbf{u}^* \nabla \mathbf{u}^*\ $ autour de la marche à $Re_f = 500$ . . . . .	146
IV.10 Cartographie de l'amplitude de $\nabla^2 \mathbf{u}^*$ autour de la marche à $Re_f = 500$ . . . . .	146
IV.11 Écart relatif sur les positions des particules calculées avec $R \neq P \neq 0$ ou $R = P = 0$ à $R_f = 500$ . . . . .	147
IV.12 Localisation des zones où $\ \mathbf{u}^*\  \leq W$ autour de la marche à $Re_f = 100$ . . . . .	149
IV.13 Localisation des particules à injecter en amont de la marche à $Re_f = 100$ . . . . .	149

---

IV.14	Trajectoires des particules injectées dans les zones amont de piégeage à $Re_f = 100$	150
IV.15	Localisation et trajectoires des particules injectées en aval de la marche . . . . .	151
IV.16	Particules injectées en aval à $Re_f = 100$ entraînées par l'écoulement . . . . .	152
IV.17	Particules injectées en aval à $Re_f = 100$ arrêtées par les parois ou l'obstacle . . .	153
IV.18	Localisation des zones où, autour de la marche, $\ \mathbf{u}^*\  \leq W$ à $Re_f = 500$ . . . . .	154
IV.19	Localisation des zones où $\ \mathbf{u}^*\  \leq W$ autour du cylindre carré à $Re_f = 100$ . . .	154
IV.20	Localisation des zones où $\ \mathbf{u}^*\  \leq W$ autour du cylindre carré à $Re_f = 500$ . . .	155
IV.21	Influence de $W$ sur la trajectoire d'une particule injectée en amont de la marche	157
IV.22	Influence de $W$ sur la trajectoire d'une particule injectée en aval de la marche .	157
IV.23	Influence de $W$ sur une particule injectée en amont de la marche sans vitesse initiale à $Re_f = 500$ . . . . .	159
IV.24	Injection d'une suspension de particules en amont de la marche à $Re_f = 100$ . .	162
IV.25	Injection d'une suspension de particules en amont du cylindre carré à $Re_f = 100$	163
IV.26	Remplissage des zones de recirculation autour de la marche à $Re_f = 100$ . . . . .	164
IV.27	Remplissage des zones de recirculation autour de la marche à $Re_f = 500$ . . . . .	164
IV.28	Remplissage du sillage du cylindre de section carrée à $Re_f = 100$ . . . . .	165
IV.29	Lien avec le cas réel . . . . .	170
IV.30	Montage expérimental pour l'écoulement turbulent . . . . .	171
VII.30	Organigramme des principaux dossiers et sous Code_Saturne . . . . .	189
VII.31	Interface graphique (GUI : Graphical User Interface) utilisée pour rentrer les paramètres de l'étude avec Code_Saturne. . . . .	190
VII.32	Maillage réalisé sur Gmsh autour de la marche pour $Re_f = 500$ . . . . .	191
VII.33	Vérification de la convergence du calcul avec Code_Saturne . . . . .	192
VIII.35	Dispositif expérimental conçu au CEA pour le régime turbulent . . . . .	196
VIII.36	Parties de la section d'essai conçue pour le régime turbulent . . . . .	197
VIII.37	Les deux géométries d'obstacles utilisés sur la section d'essais . . . . .	198
VIII.38	Différents composants du système PIV en turbulent . . . . .	199
VIII.39	Ensemencement de l'écoulement à $Re_f = 10^5$ . . . . .	200
VIII.40	Écoulement autour du premier obstacle à $Re_f = 10^5$ . . . . .	201
VIII.41	Écoulement autour du deuxième obstacle à $Re_f = 10^5$ . . . . .	202
VIII.42	Injection d'air autour de l'obstacle à $Re_f = 10^5$ . . . . .	203

# Liste des tableaux

II.1	Récapitulatif des principales grandeurs physiques et géométriques de cette étude	64
II.2	Récapitulatif des paramètres sans dimensions utilisés dans cette étude . . . . .	66
II.3	Récapitulatif des grandeurs géométriques et des conditions nominales de fonctionnement mesurées ou calculées à partir des essais réalisés sur COLENTEC en 2015. . . . .	68
II.4	Nombres sans dimension calculés en considérant les conditions d'essais de COLENTEC 2015, résumées dans le tableau II.3. . . . .	68
II.5	Propriétés des quatre solutions aqueuses testées . . . . .	71
II.6	Récapitulatif des ordres de grandeur des paramètres sans dimensions. . . . .	77
II.7	Moyennes et fluctuations des vitesses $u_x^*$ et $u_z^*$ à $Re_f \approx 500$ . . . . .	87
II.8	Hauteurs des zones de mesure lors de la caractérisation de l'écoulement dans la conduite . . . . .	88
III.1	Conditions aux limites intégrées dans le modèle résolu sous Python. . . . .	102
III.2	Conditions expérimentales à $Re_f = 100$ . . . . .	104
III.3	Conditions utilisées dans la simulation de l'écoulement autour de la marche pour $Re_f = 100$ avec Code_Saturne et dans le calcul des trajectoires par le modèle . . . . .	120
III.4	Ordres de grandeur des termes de l'équation III.7 pour $Re_f = 100$ . . . . .	124
III.5	Conditions expérimentales à $Re_f = 500$ . . . . .	128
III.6	Ordres de grandeur des différents termes de l'équation III.8 pour $Re_f = 500$ . . . . .	129
IV.1	Coordonnées initiales $(\mathbf{x}_{p_0}^*, \mathbf{y}_{p_0}^*)$ des seize particules injectées à partir du plan $z^* = -0.5$ . . . . .	138
IV.2	Valeurs des paramètres sans dimension utilisés dans le calcul des trajectoires de particules . . . . .	139
IV.3	Coordonnées et symboles des particules entraînées par l'écoulement . . . . .	151

---

IV.4	Évolution du volume de piégeage ( <b><i>Volume</i></b> ) en pourcentage du volume total $V_{tot}$ en amont et en aval des deux obstacles en fonction du nombre de Reynolds $Re_f$ . . . . .	155
IV.5	Valeurs de $W$ , $\rho_f$ et $\mu$ utilisées pour tester l'influence de $W$ sur la trajectoire des particules en conservant $St = 3 \cdot 10^{-3}$ et $Re_f = 100$ . . . . .	156
IV.6	Valeurs de $W$ , $\rho_f$ et $\mu$ utilisées pour tester l'influence de $W$ sur la trajectoire des particules en conservant $St = 1.8 \cdot 10^{-2}$ et $Re_f = 500$ . . . . .	158
VI.7	Conditions aux limites intégrées dans le modèle résolu sous Python. . . . .	187







# Nomenclature

## Lettres latines

- A** Force d'Archimède
- $a_p$  Rayon de la particule
- $C_D$  Coefficient de traînée
- $d_h$  Diamètre hydraulique de la conduite
- $d_{ha}$  Diamètre hydraulique au niveau de l'obstacle
- $\mathbf{F}_{accélération}$  Force d'accélération exercée par le fluide sur une particule
- $\mathbf{F}_{masse\ ajoutée}$  Force de masse ajoutée
- $\mathbf{F}_{Stokes}$  Force de traînée de Stokes
- $\mathbf{F}_{Basset}$  Force d'histoire de la particule
- g** Accélération de la pesanteur
- $H_{amont}$  Hauteur de la zone de recirculation en amont de l'obstacle
- $H_{bord-attaque}$  Hauteur de la zone de recirculation sur le bord d'attaque de l'obstacle
- $\ell$  Longueur des côtés d'une conduite carrée
- $L_{aval}$  Longueur de la zone de recirculation en aval de l'obstacle
- $L_{entry}$  Longueur d'établissement de l'écoulement
- $L_{obst}$  Largeur de l'obstacle
- $\mathcal{O}$  Section de passage du fluide au dessus de l'obstacle
- P** Poids de la particule
- $\mathcal{P}$  Périmètre mouillé de la section de passage  $\mathcal{S}$  de la conduite
- $qv_{max}$  Débit maximal imposé par la pompe

$S$	Section de passage de la conduite
$T$	Température
$u_0$	Vitesse du fluide en entrée de la conduite calculée à partir du débit $q_v$
$u_x, u_y, u_z$	Composantes de la vitesse du fluide en un point de l'écoulement
$u_x^*, u_y^*, u_z^*$	Composantes de la vitesse du fluide en un point de l'écoulement normalisées par $u_0$
$v$	Vitesse de la particule
$v_{St}$	Vitesse de sédimentation ou vitesse de Stokes de la particule
$V_{tot}$	Volume totale de la zone étudiée
<i>Volume</i>	Volume de la zone de piégeage des particules
$x, y, z$	Coordonnées d'un point dans l'écoulement
$x^*, y^*, z^*$	Coordonnées d'un point dans l'écoulement normalisées par $d_h$
$x_{p0}^*, y_{p0}^*, z_{p0}^*$	Coordonnées de départ d'une particule dans l'écoulement
$x_0^*, y_0^*, z_0^*$	Coordonnées d'une particule injectée avec $R = P = 0$
$x_{RP}^*, y_{RP}^*, z_{RP}^*$	Coordonnées d'une particule injectée avec les valeurs de P et de R
$Z_{amont}$	Zone de recirculation en amont de l'obstacle
$Z_{bord-attaque}$	Zone de recirculation sur le bord d'attaque de l'obstacle
$Z_{aval}$	Zone de recirculation en aval de l'obstacle

### **Lettres grecques**

$\lambda$	Longueur d'onde
$\mu$	Viscosité dynamique du fluide
$\mu_{eff}$	Viscosité dynamique effective
$\rho_{eff}$	Masse volumique effective
$\rho_f$	Masse volumique du fluide
$\rho_p$	Masse volumique de la particule
$\sigma$	Écart-type
$\phi_m$	Concentration massique
$\phi_p$	Fraction volumique des particules dans le fluide

## Nombres sans dimension dans notre étude

*St* Nombre de Stokes de la particule

*W* Rapport de la vitesse de Stokes de la particule et de la vitesse d'entrée du fluide

*R* Rapport des masses volumiques

*P* Rapport de la taille de la particule et du diamètre hydraulique

*BR* Blockage Ratio ou taux d'encombrement dans la conduite

*Re<sub>f</sub>* Nombre de Reynolds du fluide calculé à partir de  $d_h$  et  $u_0$

*Re<sub>p</sub>* Nombre de Reynolds de la particule calculé à partir de  $a_p$  et  $v_{St}$

## Acronymes

*BBO* **B**oussinesq **B**asset **O**seen

*CFD* **C**omputational **F**luid **D**ynamics

*CEA* **C**ommissariat à l'**É**nergie **A**tomique et aux énergies **A**lternatives

*COLENTEC* **C**OLmatage des **ENT**retoises – **É**tude **C**inétique

*FFT* **F**ast **F**ourier **T**ransform

*fps* **f**rame **p**er **s**econd

*IRESNE* **I**nstitut de **R**Echerche sur les **S**ystèmes **N**ucléaires pour la production d'**É**nergie  
bas carbone

*LTHC* **L**aboratoire de **T**hermohydraulique et d'**H**ydromécanique analytique du **C**œur et des  
circuits

*PIV* **P**article **I**mage **V**elocimetry

*PMMA* **P**oly**M**ethyl **M**eth**A**crylate

*PTV* **P**article **T**racking **V**elocimetry



# Introduction

Les écoulements de particules sont présents dans de nombreux phénomènes naturels et applications industrielles. Lorsque ces écoulements chargés en particules solides ou en gouttelettes rencontrent sur leur chemin un ou plusieurs obstacles, les particules peuvent alors, tout comme le fluide, contourner l'obstacle ou bien se retrouver piégées dans les zones tourbillonnaires présentes tout autour de l'obstacle et finir par se déposer (sédimenter) à proximité. C'est ce qu'illustre la figure 1 montrant un nuage entraîné par le vent, contournant la crête d'un massif montagneux en suivant parfaitement le relief. Les gouttelettes d'eau sont piégées dans la zone amont du massif.



FIGURE 1 – *Nuage de gouttelettes de pluies passant au-dessus d'une crête dans le massif du Garden Wall, Montana, USA (source : G. Willis, 2007)*

Cela explique en partie qu'il neige le plus souvent sur les montagnes. Certes, les températures en montagne sont plus basses et permettent aux précipitations neigeuses de rester sous

forme de neige lorsque les flocons touchent le sol. Mais il y a une deuxième raison : au voisinage des montagnes, les courants atmosphériques ont tendance à être accélérés et entraînés au-dessus des cimes. “Les montagnes sont des obstacles qui captent la précipitation atmosphérique, les nuages sont pris dans ce mouvement et cela entraîne des précipitations.”<sup>1</sup>. Les premières tentatives de modélisation de ce phénomène ont été réalisées dans les années 1970 (FRASER *et al.* 1973a ; FRASER *et al.* 1973b) afin d’étudier l’importance du relief des massifs montagneux sur la quantité de précipitations neigeuses (figure 2).

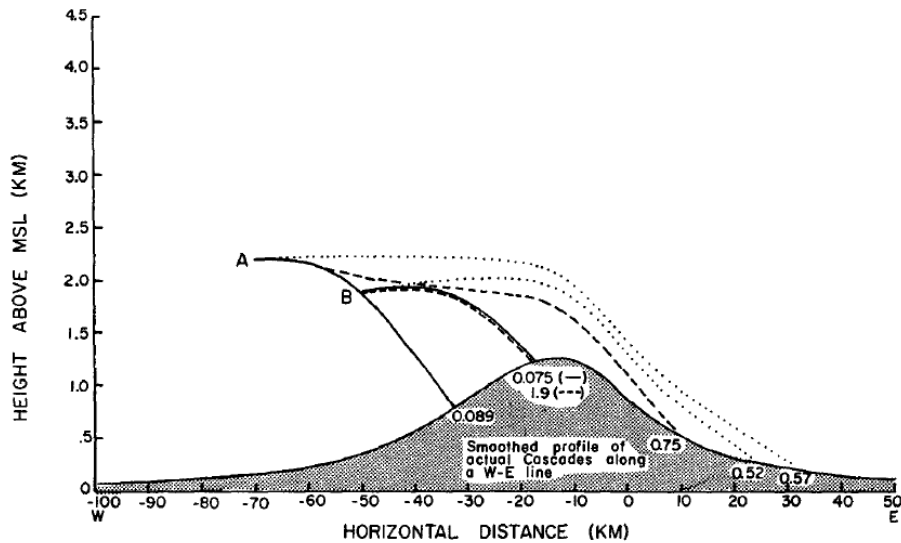


FIG. 2. Calculated trajectories for precipitation particles originating at A and B and growing by deposition and riming over the Cascade Mountains in a westerly airstream for the following specified concentrations ( $\text{liter}^{-3}$ ) of ice particles: 1 (solid line), 25 (dashed line), 100 (dotted line). The number at the end point of each trajectory is the total mass (mg) of precipitation which reaches the ground at that point originating in a volume of 1 liter at the starting point of the trajectory.

FIGURE 2 – *Modélisation des trajectoires de précipitations neigeuses sur les flans d’une montagne* (FRASER *et al.* 1973b)

Un autre exemple d’écoulement de particules rencontrant un obstacle, présent dans notre environnement, est par exemple celui des troncs flottants transportés par les rivières notamment lors d’inondation. Ce phénomène naturel contribue à l’intégrité écologique des rivières, mais il peut être responsable de l’endommagement des ouvrages enjambant la rivière, tels que les piles de pont, en venant s’accumuler tout autour et formant des embâcles, comme illustré par la figure 3. La compréhension de la dynamique de transport à la surface de la rivière de ces objets devrait aider à la gestion des risques et à l’optimisation des structures hydrauliques et des dispositifs de rétention (GHAFARIAN *et al.* 2020).

1. Samuel MORIN du Centre d’études de la Neige MétéoFrance/CNRS, le 17/04/2020, dans l’émission Les P’tits Bateaux sur France Inter





FIGURE 3 – *Embâcles formés à la suite d'une crue de l'Ouvèze à Vaison-la-Romaine en janvier 2020 (source : J. Thallu)*

Dans le domaine industriel, et plus particulièrement dans celui de la production d'énergie, un des problèmes récurrents est le colmatage des générateurs de vapeur présents dans les centrales nucléaires. En France, l'énergie nucléaire est la première source de production d'électricité provenant de 56 réacteurs de différents niveaux de puissance constituant un parc réparti sur l'ensemble du territoire. Le générateur de vapeur d'une centrale nucléaire (figure 4) est l'élément où s'effectue l'échange de chaleur entre le circuit primaire et le circuit secondaire de la centrale afin de générer de la vapeur, qui entraînera une turbine occasionnant ainsi la création d'électricité. Le circuit primaire, en contact direct avec le combustible nucléaire, est maintenu à une température élevée. Le transfert de chaleur au circuit secondaire se fait grâce à l'écoulement d'eau autour de tubes dans lesquels circule le fluide du circuit primaire ; cela représente une surface d'échange équivalente à la surface d'un terrain de football ( $\sim 4050 \text{ m}^2$ ). La vapeur ainsi générée entraîne une turbine. Au sein de ces deux circuits fluides, le transport et le dépôt de particules contribuent à une perte de performance mais aussi de sûreté. La perte de performance est liée au phénomène d'encrassement : la présence de dépôts sur les tubes échangeurs réduit petit à petit les propriétés d'échange thermique. Le risque de perte de sûreté est lié au colmatage car l'obstruction complète des espaces aménagés pour la circulation du circuit secondaire autour des tubes du circuit primaire peut conduire à une fissuration des tubes, par contrainte mécanique.

La compréhension de ce phénomène de colmatage des générateurs de vapeur est primordiale tant pour des raisons de sûreté que pour des raisons économiques, car il est nécessaire de prévoir l'arrêt du générateur de vapeur environ tous les dix-huit mois pour un nettoyage chimique de

celui-ci afin de “déboucher” les espaces de circulation de fluide et de “décaper” les tubes.

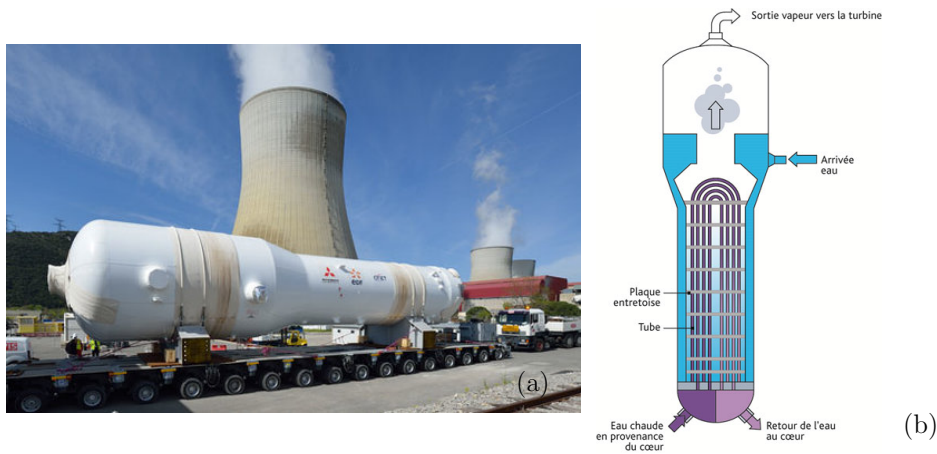


FIGURE 4 – **Générateur de vapeur** : (a) Image prise lors de la livraison d'un des générateurs de vapeur sur la centrale de Cruas en 2014 (source : Onet Technologies) ; (b) Schéma de principe (source : IRSN)

Dans le cadre de cette thèse, financée conjointement par Aix-Marseille Université et le CEA Cadarache, nous nous sommes intéressés au comportement de particules transportées par un fluide au passage d'une constriction ou autour d'un obstacle, et ce afin d'étudier l'importance de l'hydrodynamique dans le phénomène de colmatage rencontré au sein des générateurs de vapeur.

À la suite de cette introduction, ce manuscrit est divisé en quatre parties. Le premier chapitre est consacré tout d'abord au contexte industriel de cette étude afin d'expliquer les enjeux des différentes études menées ces dernières années autour du phénomène de colmatage des générateurs de vapeur. Après avoir exposé le contexte de la thèse, ce chapitre se termine par un résumé de l'état de l'art des écoulements autour d'obstacles en l'absence ou en présence de particules.

Nous avons développé un dispositif expérimental modèle qui est décrit au chapitre 2, ainsi que les techniques de visualisation utilisées pour caractériser l'écoulement autour de deux géométries d'obstacle et pour suivre la trajectoire des particules au passage de chacun de ces obstacles dans un régime d'écoulement laminaire.

En parallèle, nous avons modélisé la trajectoire de particules individuelles en nous appuyant sur l'équation de Boussinesq-Basset-Oseen et en utilisant soit une caractérisation 2D de l'écoulement mesuré par PIV, soit une caractérisation 3D calculée par le logiciel Code\_Saturne, code CFD. Cela fait l'objet du chapitre 3 où sont aussi présentées les comparaisons entre les expériences et les résultats de la modélisation.

La quatrième partie du manuscrit est dédiée à l'analyse des principaux résultats numériques obtenus pour une particule isolée, notamment les tests de sensibilité de la trajectoire calculée à sa position de départ, ainsi que sa vitesse initiale. Dans ce même chapitre, nous nous intéressons,

après avoir fait varier les paramètres adimensionnés du problème, à l'identification des zones de potentiel piégeage de particules autour de ces obstacles pour deux vitesses d'écoulement. Ce chapitre se termine par la présentation d'expériences réalisées avec des suspensions, lors desquelles nous avons observé le remplissage en particules et la vidange de la zone tourbillonnaire en aval de l'obstacle.

Dans la conclusion, nous reviendrons sur les principaux résultats de cette étude et nous évoquons, en perspective, la réalisation d'un dispositif permettant d'étendre notre étude en régime turbulent et quelques premiers résultats que nous avons obtenus.

Quatre annexes complètent ce manuscrit et discutent respectivement l'équation de Boussinesq-Basset-Oseen pour le mouvement d'une particule au sein d'un écoulement, le code Python que nous avons réalisé pour résoudre cette équation en utilisant la description 3D de l'écoulement, la présentation du logiciel libre Code\_Saturne que nous avons utilisé pour calculer l'écoulement et enfin la présentation du deuxième dispositif expérimental conçu pour étendre cette étude au régime turbulent.



## Contexte de la thèse

Ce chapitre se divise en trois parties. Dans la première partie dédiée au contexte industriel de la thèse, nous allons présenter le principe de fonctionnement d’une centrale nucléaire ainsi que celui d’un générateur de vapeur. Par la suite, nous évoquerons les mécanismes proposés dans la littérature afin d’expliquer l’origine du colmatage des générateurs de vapeur. Puis nous présenterons brièvement l’installation COLENTEC du CEA Cadarache sur laquelle sont réalisées les premières expériences visant à caractériser les premières étapes du colmatage.

Puis, dans un second temps, nous présenterons les objectifs de cette thèse avant de se consacrer dans la troisième partie consacrée à l’état de l’art. Nous évoquerons quelques-uns des nombreux travaux concernant l’écoulement d’un fluide dans une conduite en présence d’un obstacle, et notamment sur la présence et la taille de zones de recirculation autour de cet obstacle. Nous présenterons, ensuite, une synthèse des travaux sur les écoulements de particules, et nous détaillerons ceux portant sur le transport d’une particule isolée ou d’un ensemble de particules en présence d’un obstacle.

### Sommaire

---

<b>I.1</b>	<b>Contexte industriel</b>	<b>30</b>
I.1.1	Principe de fonctionnement des réacteurs à eau pressurisée	30
I.1.2	Générateur de vapeur	32
I.1.3	Colmatage	35
I.1.4	Installation COLENTEC	42
<b>I.2</b>	<b>Objectifs de la thèse</b>	<b>44</b>
<b>I.3</b>	<b>État de l’art</b>	<b>46</b>
I.3.1	Rappels des définitions des différentes grandeurs	46
I.3.2	Écoulement d’un fluide autour d’un obstacle	47
I.3.3	Transport de particules par un écoulement	55

---

## I.1 Contexte industriel

Dans les centrales nucléaires de production d'électricité, le modèle de réacteur nucléaire le plus utilisé est le réacteur à eau pressurisée, dont le générateur de vapeur est l'un des principaux composants. Il joue un rôle crucial dans le fonctionnement de celui-ci, notamment dans les échanges de chaleur entre le circuit primaire et le circuit secondaire, ainsi que dans la sûreté et la sécurité du site nucléaire et de son environnement.

Depuis le début de l'exploitation des réacteurs à eau pressurisée, des effets de vieillissement ont été constatés dans le monde entier, notamment la dégradation des matériaux par corrosion. Ces phénomènes de dégradation peuvent constituer le principal défi de la sécurité et des performances de ces réacteurs. D'une part, la présence de dépôts sur les tubes réduit l'efficacité de l'échange de chaleur entre les fluides du circuit primaire, circulant à l'intérieur des tubes, et le circuit secondaire ; c'est le phénomène d'encrassement des générateurs de vapeur.

D'autre part, ces tubes sont maintenus par des plaques percées d'orifices afin de permettre la circulation du fluide secondaire. Les contraintes mécaniques causées par le bouchage progressif de ces orifices engendrent une fatigue vibratoire sur les tubes, qui peuvent se fissurer dans le cas extrême. Cette obstruction progressive est le phénomène de colmatage. C'est pourquoi la connaissance et la maîtrise des mécanismes impliqués dans ces phénomènes d'encrassement et de colmatage représentent un enjeu industriel majeur.

Le principe de fonctionnement des réacteurs à eau pressurisée et en particulier celui des générateurs de vapeur est décrit ci-dessous. À la suite de quoi, le phénomène de colmatage est présenté.

### I.1.1 Principe de fonctionnement des réacteurs à eau pressurisée

Au sein d'un réacteur à eau pressurisée (figure I.1), on distingue trois circuits : un circuit primaire contenant le combustible, un circuit secondaire produisant la vapeur qui entraîne la turbine pour la production de l'électricité, et un circuit de refroidissement permettant de condenser la vapeur produite dans le circuit secondaire.

Le réacteur à eau pressurisée, comme celui schématisé sur la figure I.1, utilise comme combustible l'oxyde d'uranium conditionné sous forme de pastilles. Celles-ci sont empilées dans des gaines métalliques, appelées crayons combustibles d'environ 4 m de hauteur, réunies en assemblage (② sur la figure I.1) et ayant une durée de vie de cinq ans. Les réactions de fission qui se produisent au cœur des pastilles combustibles portent l'eau du circuit primaire à environ 320 °C, celle-ci étant maintenue à l'état liquide sous très haute pression, 155 bar, par le pressuriseur, (④ sur la figure I.1). Cette eau est mise en circulation par une pompe vers les tubes du générateur de vapeur (⑤) avec un débit massique de  $4400 \text{ kg.s}^{-1}$ , où elle échange de la chaleur avec le circuit secondaire. L'eau du circuit primaire en ressort à une température d'environ 285

°C. Pour des raisons de radioprotection évidentes, ce circuit est conçu pour être une boucle fermée, étanche et indépendante.

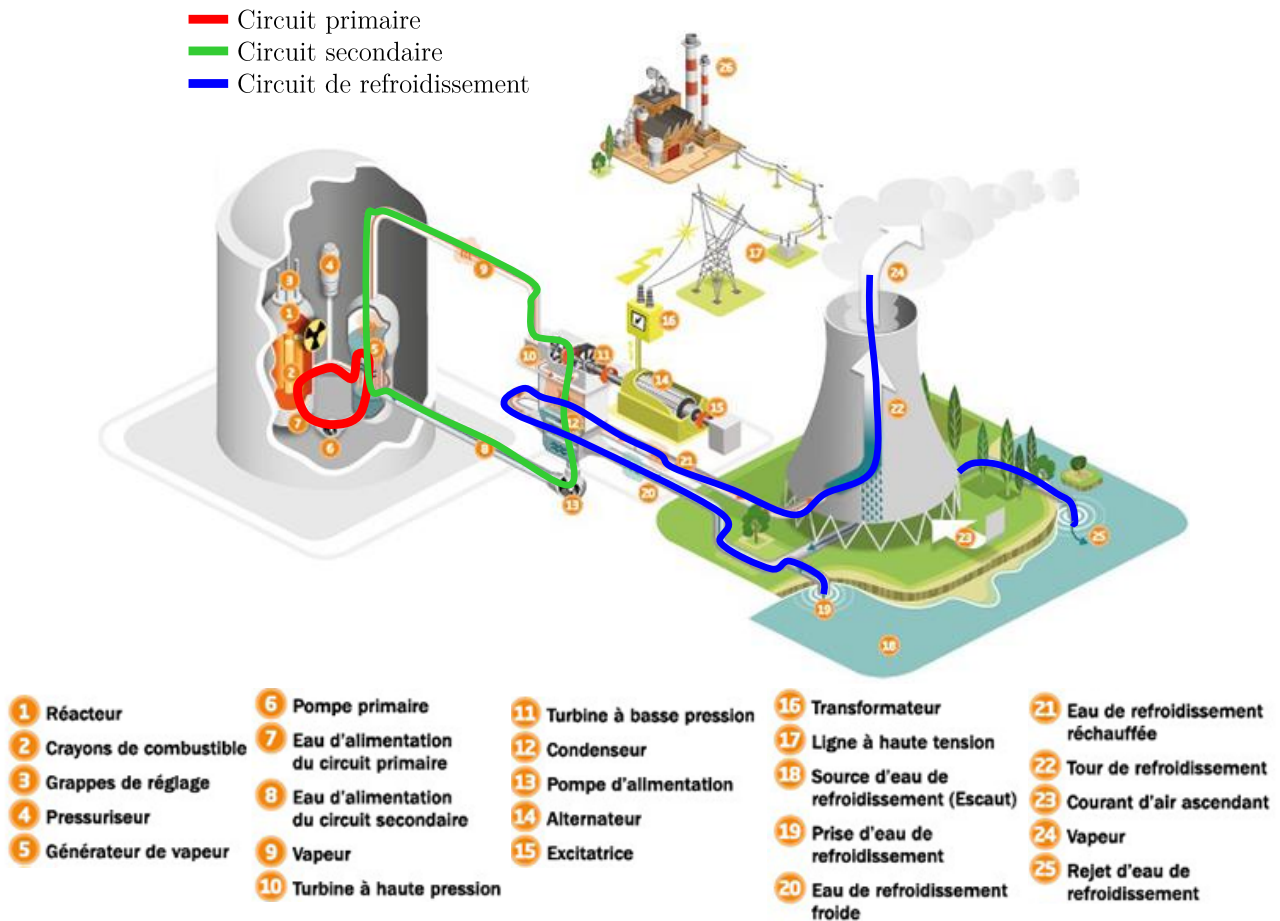


FIGURE I.1 – *Les trois circuits et éléments d'un réacteur à eau pressurisée*<sup>1</sup>

Le fluide secondaire circule lui aussi dans un circuit fermé qui contient le générateur de vapeur. Dans sa partie basse, l'eau est à une température d'environ 40 °C. Cette grandeur, ainsi que la pression et le taux de vide<sup>1</sup> vont augmenter graduellement. En partie haute, la température est de l'ordre de 270 °C, la pression est comprise entre 57 bar et 74 bar (PRUSEK (2012)). Le taux de vide est de l'ordre de 80 % et il est fonction de la pression et de la température, et du type du générateur de vapeur et de sa phase d'exploitation. Cette vapeur actionne la turbine (10) qui entraîne l'alternateur (14), produisant alors de l'électricité.

Le troisième circuit est indispensable pour le fonctionnement en continu de la centrale. Il assure le refroidissement du fluide secondaire, grâce à un condenseur (12) dans lequel circule de l'eau prélevée d'une rivière ou d'une mer (19), qui se trouve à proximité. L'échange de chaleur entre le circuit secondaire et ce circuit est responsable de la vapeur d'eau qui s'échappe des tours de

1. [www.forumnucleaire.be](http://www.forumnucleaire.be)

1. Le taux de vide est défini par le rapport entre le volume occupé par le gaz et le volume total.

refroidissement <sup>(22)</sup> d'une centrale nucléaire.

Avant de décrire les mécanismes contribuant au phénomène de colmatage ayant motivé ce travail de thèse, je vais présenter le composant essentiel d'un réacteur à eau pressurisée, c'est-à-dire le générateur de vapeur.

### I.1.2 Générateur de vapeur

Le générateur de vapeur schématisé à la figure I.2 a) est l'un des plus gros composants d'un réacteur à eau pressurisée. Il mesure 20 m de haut et 5 m de diamètre et pèse environ 400 tonnes (ces données peuvent être différentes selon le modèle). Il est le siège de l'échange de chaleur entre le circuit primaire et le circuit secondaire, et il agit comme une barrière de sûreté radiologique puisque ces deux circuits sont étanches. C'est une enceinte métallique construite autour d'un faisceau de plusieurs milliers de tubes assemblés en forme de  $\cap$  dans lesquels circule le fluide primaire. PRUSEK (2012) évoque dans sa thèse une surface d'échange allant de 4700 m<sup>2</sup> à 7300 m<sup>2</sup> (selon le modèle). Le maintien de ce faisceau tubulaire (figure I.2 b)) sur toute sa hauteur, est assuré par des plaques entretoises (8 à 9 plaques) percées et espacées d'un mètre environ.

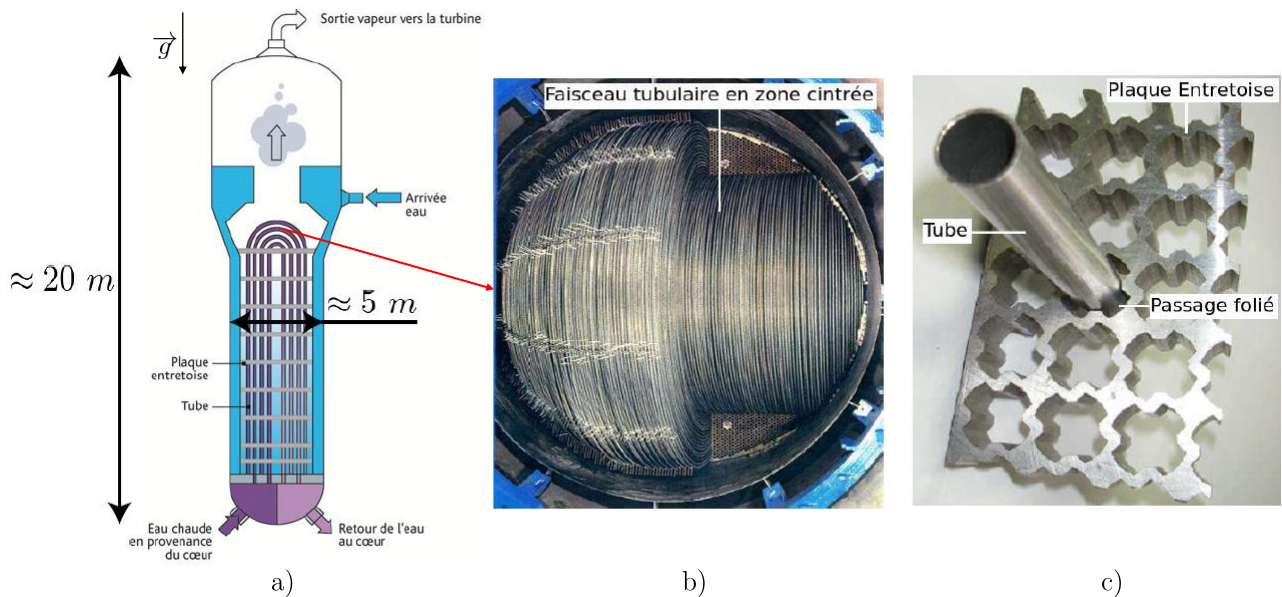


FIGURE I.2 – **Générateur de vapeur** : a) schéma b) sommet du faisceau tubulaire. Les tubes ont approximativement un diamètre intérieur de 11 mm avec une épaisseur de 1.3 mm. c) Plaque entretoise maintenant les tubes, chaque tube est entouré de 4 trous dits foliés permettant la circulation du fluide au passage de l'entretoise. PRUSEK (2012).

Le débit d'entrée du circuit secondaire est de  $504 \pm 13 \text{ kg.s}^{-1}$ . En circulant entre les tubes de manière ascendante, l'eau du circuit secondaire subit une augmentation de température et se vaporise graduellement. Les plaques entretoises représentent des obstacles sur l'écoulement du



circuit secondaire. Au niveau des plaques entretoises, chaque tube est entouré de 4 passages foliés permettant la circulation du fluide secondaire (figure 1.2 c)). Ces plaques sont fabriquées en acier de 3 cm d'épaisseur et sont percées de 6600 trous circulaires dans lesquels passent les tubes du faisceau.

Lors des arrêts des tranches de la centrale, des inspections sont réalisées à l'aide d'endoscopes et ont montré la présence de dépôts solides le long des tubes du générateur de vapeur et au niveau des passages foliés des plaques entretoises. Ces dépôts sont constitués principalement de fer dont le terme source est la corrosion-érosion du circuit en acier noir en amont du générateur de vapeur dans le circuit secondaire. Le fluide secondaire va ainsi se saturer en fer soluble et va véhiculer des particules solides, majoritairement constituées de ferrite mixte de fer, nickel, chrome. Le diamètre de ces particules est compris entre 0.5  $\mu\text{m}$  et 10  $\mu\text{m}$  (PRUSEK 2012). En sortie du générateur de vapeur, le fluide secondaire sous forme de vapeur ne peut pas évacuer ces particules solides qui vont s'accumuler à l'intérieur, sur les tubes et sur les plaques entretoises.

La présence de dépôts sur les tubes est appelée **encrassement** (BELL et MUELLER (1984)). Comme le montre la figure 1.3, les dépôts sont plus importants du côté des branches chaudes et en haut des tubes. L'encrassement impacte la performance du générateur de vapeur dans son rôle d'échangeur de chaleur. En se constituant, ce dépôt améliore l'échange de chaleur lors de la première année d'exploitation. Puis l'augmentation de l'épaisseur du dépôt conduit à la détérioration du rendement de l'échangeur (DUPUY (2019)). Les masses totales de dépôts peuvent atteindre 1 à 4 tonnes pour les générateurs de vapeur les plus encrassés, au cours d'une période atteignant 20 années de fonctionnement.

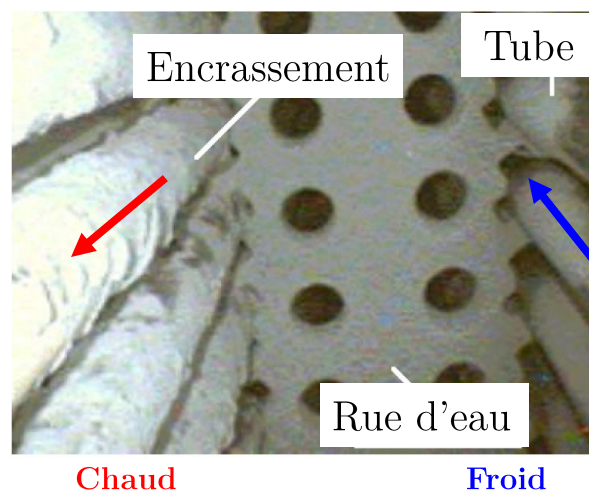


FIGURE 1.3 – *Encrassement sur les tubes de la branche chaude du générateur de vapeur* : photo prise à l'aide d'un endoscope depuis la partie haute du générateur de vapeur. Les flèches indiquent le sens de l'écoulement du fluide primaire circulant à l'intérieur des tubes. PRUSEK (2012).

La présence de dépôts sur les plaques entretoises empêchant la circulation du fluide secondaire dans les passages foliés est appelée **colmatage** et est visible sur la figure I.4. Ce phénomène a un impact mécanique et un impact hydraulique sur le générateur de vapeur. Mécaniquement, le colmatage peut conduire à la fissuration des tubes primaires et donc à une perte du confinement radiologique. Du point de vue hydraulique, l'augmentation des pertes de charges liées au colmatage entraîne la diminution de la phase liquide du fluide secondaire et donc un assèchement du générateur de vapeur (RUMMENS *et al.* (2004) et PRUSEK (2012)). Les masses totales de dépôt liées à ce phénomène sont estimées à quelques dizaines de kilogrammes pour les générateurs de vapeur les plus colmatés.

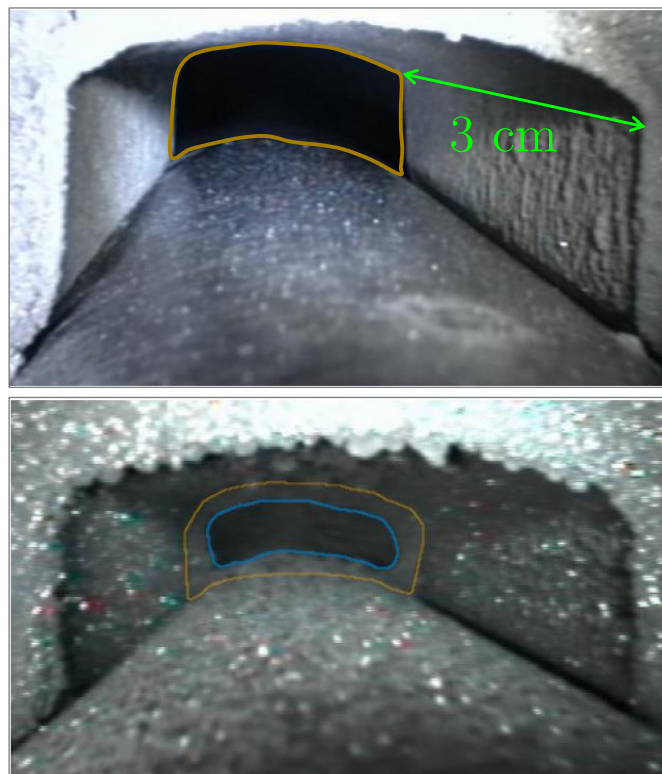


FIGURE I.4 – *Colmatage observé dans un passage folié : les contours oranges délimitent le passage avant l'apparition du colmatage (photo du haut) et le contour en bleu après (photo du bas). PRUSEK (2012).*

L'encrassement et le colmatage font l'objet d'une attention particulière des industriels afin d'éviter un cas de rupture et d'anticiper un remplacement du générateur de vapeur (dont le coût est de l'ordre de 100 millions d'euros). Cette démarche passe par des mesures préventives ou curatives de nettoyage comme le détaille l'étude menée par ALVES-VIEIRA *et al.* (2011). Ces phénomènes ont ainsi motivé de nombreux programmes de recherche afin de comprendre l'origine de ces dépôts, leur formation et leur cinétique de développement au niveau des plaques entretoises et sur les tubes. Le but est également de contrôler leur développement en ayant

identifié les paramètres les plus impactants sur ces phénomènes : le conditionnement chimique du circuit secondaire (MANSOUR (2007) et DELAUNAY (2010)), la nature et la quantité des dépôts (PRUSEK (2012) et GIRARD *et al.* (2013)) et leur répartition dans le générateur de vapeur. Pour caractériser la structure et les masses des dépôts, une modélisation numérique a été développée par EDF dans le cadre de la thèse de PRUSEK (2012) et a permis de prédire avec des précisions satisfaisantes la répartition des dépôts sur la plaque entretoise supérieure. Des comparaisons avec des examens télévisuels ont validé cette modélisation. D'après YANG *et al.* (2017), ce modèle semble être, à ce jour, le seul modèle spécifique visant à décrire le colmatage dans le circuit secondaire du générateur de vapeur. La modélisation de ces phénomènes et de leur impact à l'échelle d'un générateur de vapeur demeure néanmoins un problème ouvert.

Dans cette étude, nous nous intéressons au colmatage et plus particulièrement à la compréhension du rôle du transport de particules par le fluide secondaire dans ce phénomène. Une description de ce dernier et des mécanismes expliquant sa formation présents dans la littérature sont résumés dans la section suivante.

### I.1.3 Colmatage

Le colmatage est l'accumulation de particules solides, composées majoritairement de magnétite ou de ferrites mixtes, au niveau des passages foliés des plaques entretoises. La figure I.5 illustre ce phénomène et montre que les dépôts s'accumulent côté tube et côté plaque à l'entrée du passage folié dans le sens de l'écoulement. Après environ 15 à 20 ans d'activités du générateur de vapeur, cela conduit à l'obstruction du passage folié.



FIGURE I.5 – *Passage folié sur une plaque entretoise* : (à gauche) état initial lors de la mise en service, (à droite) passage folié colmaté au bout de 15 à 20 ans d'activités. Ces photos sont prises "de dessus" c'est-à-dire à l'inverse du sens de l'écoulement. PRUSEK (2012).

Il a été observé que le colmatage est plus important au niveau du bord d'attaque en entrée du passage folié. Le dépôt croît perpendiculairement à l'écoulement. La figure I.6 schématise la forme de ce dépôt à l'entrée du passage folié. Cette forme de deux bourrelets venant obstruer le passage a été proposée par MORRISON *et al.* (2012) en se basant sur les résultats d'inspections visuelles de dépôts.

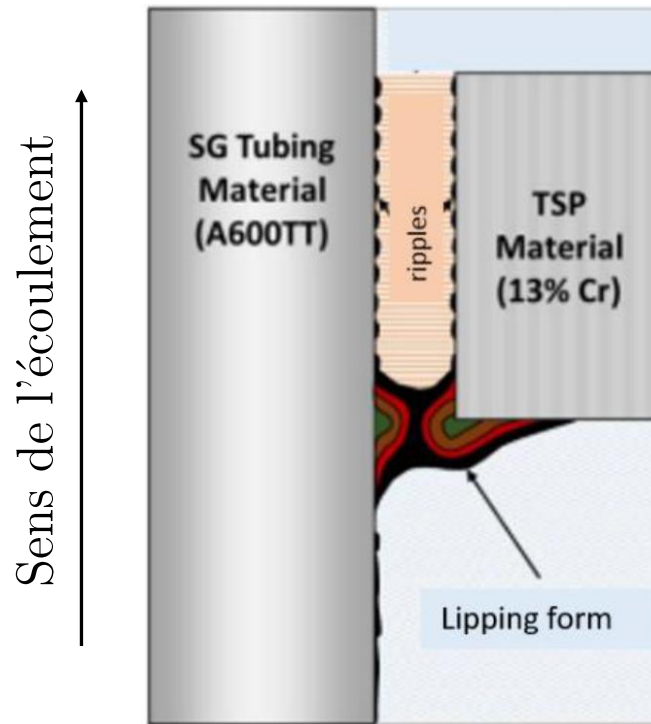


FIGURE I.6 – *Dépôt au niveau du passage folié* MORRISON *et al.* (2012).

Ce rétrécissement de la section de passage du fluide secondaire crée des survitesses susceptibles de générer des instabilités vibratoires sur les tubes primaires, des oscillations de pression et de température et une diminution du taux de recirculation, qui diminue les capacités d'échange de chaleur.

Plusieurs études se sont intéressées aux mécanismes de formation et aux origines fondamentales du colmatage qui résulteraient du **dépôt de particules**, de **la précipitation d'espèces solubles** et de **l'érosion** du dépôt. Ces phénomènes, suspectés d'être à l'origine du colmatage, sont présentés sur la figure I.7. Celle-ci montre que les particules présentes dans le fluide sont soit le produit de la précipitation d'espèces solubles, soit des particules déjà formées qui ont été arrachées du dépôt par érosion de celui-ci, soit issues de la corrosion des canalisations en acier noir en amont du circuit secondaire.

En fonction des conditions chimiques locales, des transferts de matières entre particules et espèces solubles s'effectuent. Le fer soluble résulte soit de la dissolution du dépôt préalablement formé en paroi, soit des particules en suspension.

Enfin le dépôt se constitue à partir de particules transportées jusqu'à la surface ou par la précipitation du fer soluble présent dans le fluide à l'interface avec la paroi.

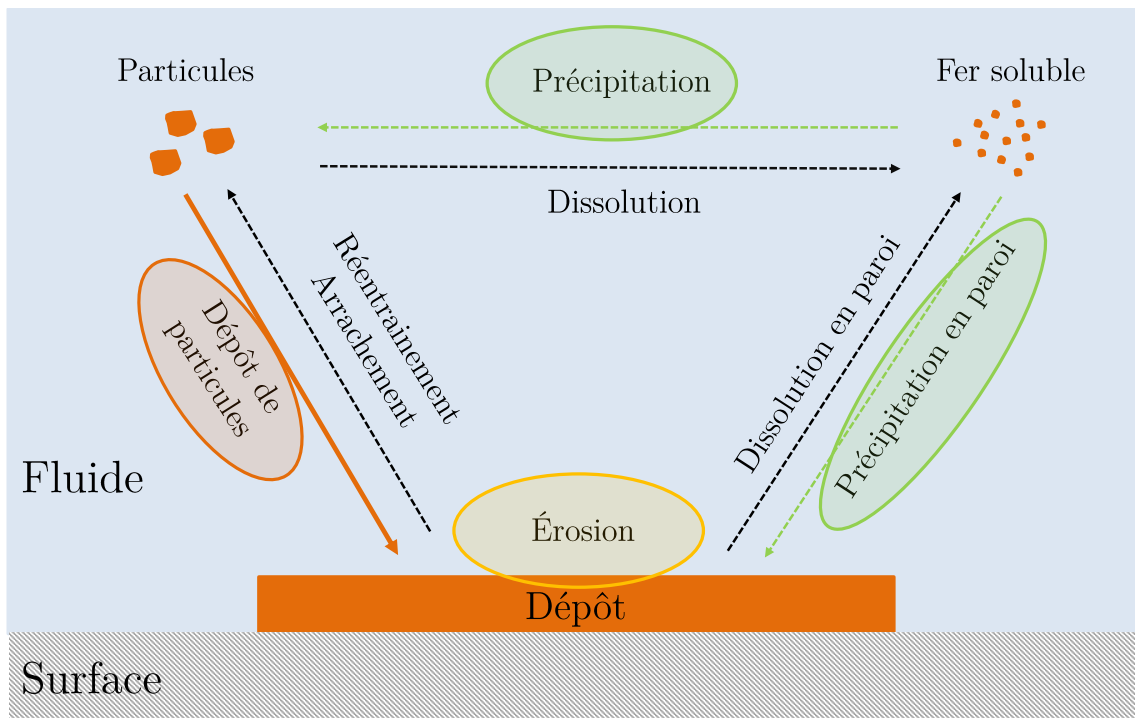


FIGURE I.7 – *Principaux phénomènes impliqués dans les dépôts constatés au niveau des plaques entretoises : dépôt de particules, précipitation et érosion.*

Une multitude de paramètres interdépendants d'origine chimique, thermique, physique, hydraulique contrôlent ce phénomène. La complexité à mettre en place des expériences dans les conditions réelles du fonctionnement du générateur de vapeur explique que les travaux numériques sur ce sujet sont beaucoup plus nombreux dans la littérature que les travaux expérimentaux. Cependant, parmi ces expériences, on peut citer l'étude de RUMMENS (1999) s'intéressant à différents scénarii pouvant expliquer l'impact de la thermohydraulique et de la géométrie des passages foliés sur le développement du colmatage. Des expériences dans des conditions diphasiques représentatives du générateur de vapeur ont été menées par POINTEAU *et al.* (2016) sur le dispositif COLENTEC présenté p. 42. Leurs études portent sur l'influence de la nature et de l'état de surface du matériau constituant la plaque entretoise sur le dépôt formé, et plus récemment sur la cinétique du colmatage.

Intéressons-nous maintenant au premier mécanisme de **dépôt de particules** (schématisé par la flèche orange sur la figure I.7) qui fait intervenir simultanément : le transport de particules vers des zones de l'écoulement susceptibles de les piéger ; la fixation de ces particules sur la plaque entretoise par les deux mécanismes que sont le *flashing* et l'*électrocinétique*. Une description synthétique de ces trois mécanismes fait l'objet des paragraphes ci-dessous.

**Le transport de particules :**

RUMMENS (1999) fut la première à proposer comme scénario, expliquant l'origine thermohydraulique du dépôt, le transport de particules vers les zones de recirculation de l'écoulement. Ces zones sont créées par la réduction de la section de passage du fluide consécutive à la présence de la plaque entretoise. Ce mécanisme est connu sous le nom de *vena contracta*. Ces zones de recirculation sont indiquées sur la figure I.8.

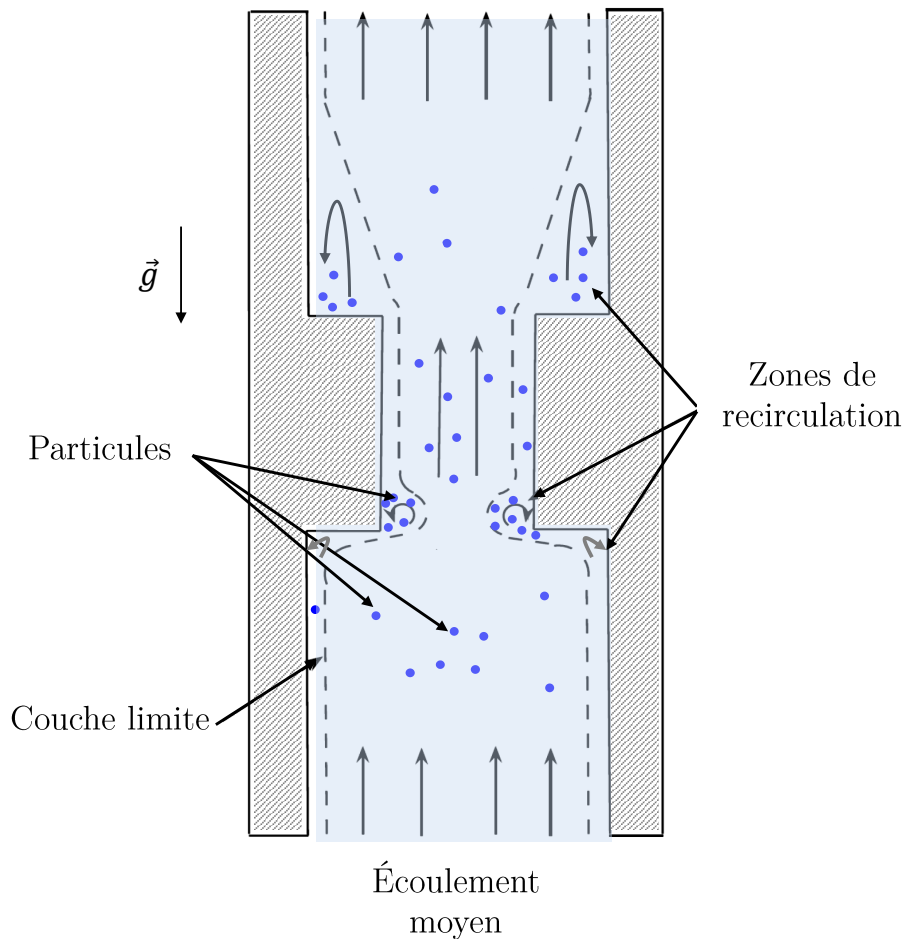


FIGURE I.8 – **Principe du mécanisme de transport de particules** : les points (bleus) schématisent des particules dans le fluide qui peuvent venir se piéger dans les zones de recirculation, créés par le rétrécissement puis l'élargissement de la section de passage ou *vena contracta*.

En entrée de la *vena contracta*, les lignes de courant du fluide se trouvent "étranglées" par le rétrécissement de la section de passage. Bien que l'écoulement dans le générateur de vapeur soit instationnaire et soumis à d'importantes fluctuations, des zones de recirculation à faible vitesse se créent en amont, au bord d'attaque et dans le sillage de l'obstacle, que représente pour l'écoulement la présence de la plaque entretoise. Le scénario propose qu'une partie des particules transportées par l'écoulement se trouvent alors piégées dans ces zones (figure I.8). C'est l'hypothèse proposée par RUMMENS *et al.* (2004) et TURNER (2013) pour expliquer la présence de particules au niveau des plaques entretoises, qui se fixent par *flashing* ou par *élec-*

*trocinétique*. Le mécanisme de *vena contracta* est intéressant puisqu'il est dit auto-entretenu : à mesure que le dépôt augmente, la surface de passage de l'écoulement diminue favorisant ainsi le dépôt de particules.

L'objectif de cette thèse est de tester expérimentalement ce scénario au sein d'un dispositif de laboratoire simplifié et dans différentes conditions d'écoulement.

### Le mécanisme du *flashing* :

Ce mécanisme explique la formation de dépôt par précipitation d'espèces solubles présentes dans le fluide, due à la vaporisation soudaine du fluide, provoquée par la chute de pression à l'entrée du passage folié (RUMMENS *et al.* (2004) et PRUSEK (2012)). Les mesures réalisées par RUMMENS *et al.* (2004) en entrée du passage folié ont montré que cette chute de pression, expliquée par l'augmentation de la vitesse du fluide, est présente aussi bien quand le fluide est liquide que lorsqu'il est diphasique (liquide + vapeur), voir la figure I.9.

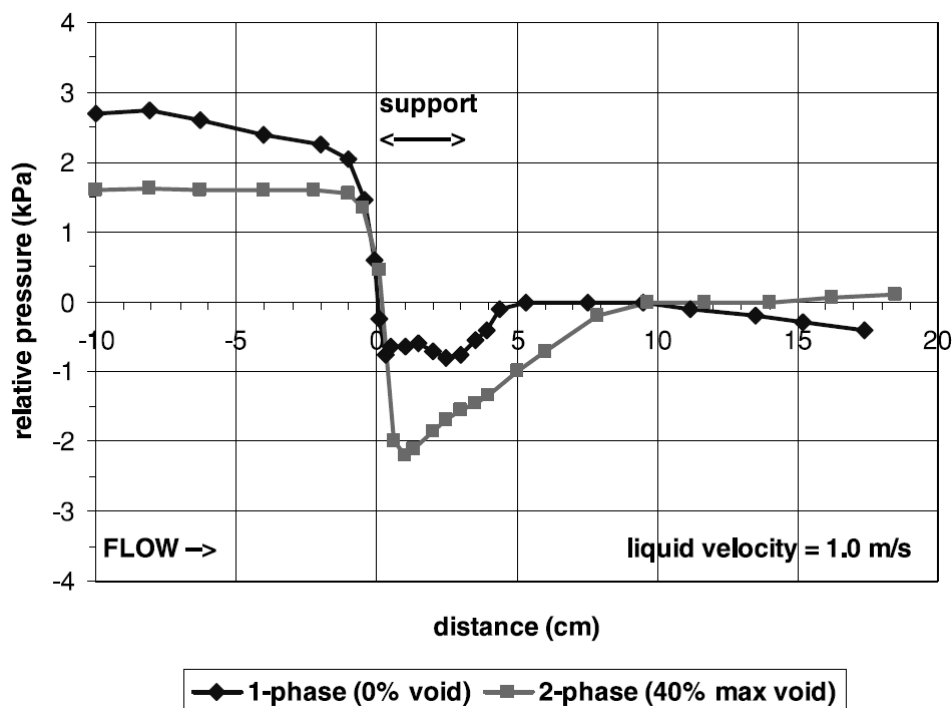


FIGURE I.9 – Profils de pression à l'entrée du passage folié mesurés par RUMMENS *et al.* (2004).

Ce mécanisme de *flashing* est schématisé sur la figure I.10. En amont de la plaque entretoise, le fluide circulant entre les tubes est constitué d'une phase liquide (eau + espèces solubles) transportant des particules solides et d'une phase gazeuse, dont la proportion augmente avec la hauteur dans le générateur de vapeur. En entrée du passage folié, la chute de pression entraîne une vaporisation soudaine qui a pour conséquence une augmentation de la concentration en espèces solubles dans la phase liquide. Lorsque cette concentration atteint la limite de solubilité,

ces espèces précipitent formant des particules solides.

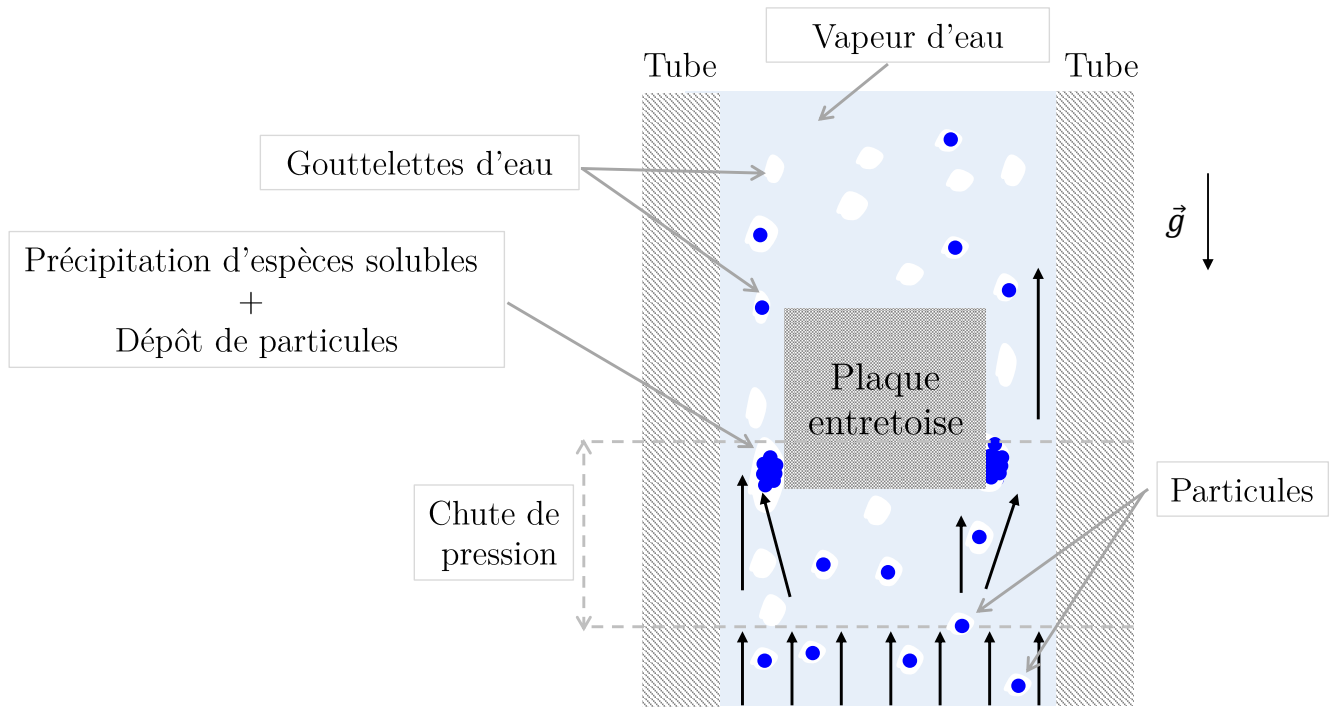


FIGURE I.10 – *Principe du mécanisme du flashing* : il induit un processus de consolidation du dépôt de particules par précipitation d'espèces solubles.

Dans l'hypothèse où des particules se sont préalablement piégées dans les zones de recirculation par le mécanisme de *vena contracta*, le *flashing* cimenterait les particules entre elles. Le dépôt ainsi constitué serait suffisamment solide pour résister aux différentes contraintes imposées par le circuit secondaire.

### Le phénomène électrocinétique :

Comme le mécanisme de *flashing*, le phénomène *électrocinétique* est une des pistes pour expliquer la consolidation du dépôt. En effet, le mouvement tangentiel d'un fluide le long d'une surface chargée engendre un flux de charges ioniques vers cette surface. Ces ions en s'accumulant pourraient être à l'origine du dépôt, GUILLODO *et al.* (2004) et DELGADO *et al.* (2007). Comme l'expliquent PRUSEK (2012) et YANG (2017), celui-ci est créé sous l'effet d'un gradient de pression indiquant une variation de vitesse au sein d'un écoulement ionique<sup>2</sup>.

YANG (2017) a réalisé des expériences pour étudier l'impact de la vitesse de l'écoulement sur le **phénomène électrocinétique** ; des essais complémentaires sont nécessaires pour confirmer cette dépendance. Ces travaux ont également permis l'estimation de la contribution de l'électrocinétique face au *flashing* et au *transport de particules* en fonction de la taille des particules. Les pourcentages indiqués sur la figure I.11 sont le résultat de calculs à partir de données

2. écoulement chargé d'ions



d'EDF sur l'épaisseur des dépôts formés après 15 ans d'activités. La contribution du *flashing* au dépôt serait indépendante de la taille des particules. Par contre, ces résultats montrent que la taille des particules affecterait considérablement la quantité de dépôt formé par le transport de celles-ci (*vena contracta*) ainsi que celui dû à *l'électrocinétique*. Dans le cas des particules de 100 nm de diamètre, la contribution de *l'électrocinétique* serait d'environ 91 % (figure I.11 (a)). Dans ces résultats, plus la taille des particules augmente, de 100 nm à 10  $\mu\text{m}$ , plus la contribution des phénomènes hydrodynamiques deviendrait importante ( $\approx 73$  %, figure I.11 (c)).

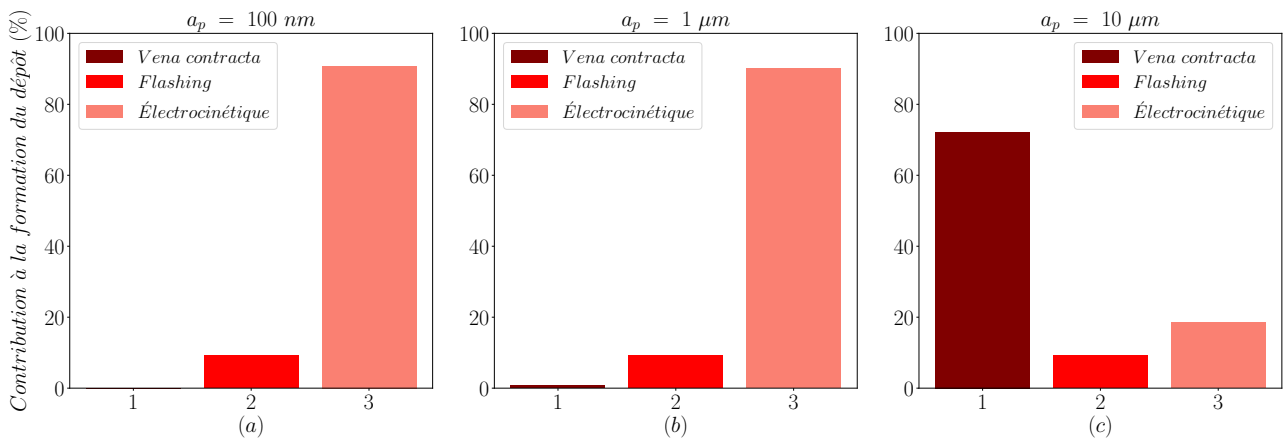


FIGURE I.11 – *Pourcentages de contribution des 3 mécanismes pressentis pour expliquer la formation du dépôt : vena contracta, le flashing et l'électrocinétique sous les conditions nominales d'EDF pour des particules de (a)  $a_p = 100$  nm, (b) de  $a_p = 1$   $\mu\text{m}$  et (c) de  $a_p = 10$   $\mu\text{m}$ . YANG (2017).*

Pour éliminer le colmatage au niveau des plaques entretoises, le nettoyage chimique est actuellement la méthode la plus efficace. Néanmoins, cette opération est coûteuse, implique l'arrêt du générateur de vapeur et peut endommager certaines parties de ce dernier en raison des propriétés corrosives de la solution de nettoyage chimique (ALVES-VIEIRA *et al.* (2011)). Par conséquent, il semble nécessaire de proposer d'autres solutions. Cela passe par l'obtention et l'interprétation de données sur la formation du dépôt. C'est la motivation du projet de l'installation expérimentale cofinancée par le CEA et EDF, appelée COLENTEC (COLmatage des ENTretoises – Étude Cinétique) qui a débuté en 2008. Je décris succinctement cette installation dans le dernier paragraphe de cette partie dédiée au contexte industriel de la thèse.

### I.1.4 Installation COLENTEC

COLENTEC est une installation basée au CEA Cadarache dans les Bouches-du-Rhône, qui reproduit les conditions thermohydrauliques et chimiques représentatives de la 8<sup>ième</sup> plaque entretoise dans le générateur de vapeur. Depuis sa mise en service en 2014, cette installation a été utilisée dans différentes campagnes d'essais qui avaient en commun la mise en évidence et la compréhension de la formation du dépôt sur la plaque entretoise.

Une vue d'ensemble de l'installation COLENTEC est présentée sur la figure I.12 (a). Ce dispositif est composé de trois boucles fluides à l'image d'un réacteur nucléaire. Au sein de la boucle primaire, une chaudière fournit de l'eau à 350°C et 155 bar. Cette eau est mise en circulation à une vitesse d'environ  $6 \text{ m.s}^{-1}$  dans les quatre tubes, qui modélisent une partie du faisceau de tubes du générateur de vapeur. Ces tubes sont les mêmes que ceux utilisés dans les centrales nucléaires d'EDF : c'est le circuit rouge sur la figure I.12 (a). Autour de ces quatre tubes, circule le fluide secondaire, c'est la flèche cyan sur la figure I.12 a), qui va passer à travers les passages foliés de la plaque entretoise, I.12 (b, c). À ce niveau, la pression et la température sont comprises entre 44 – 61 bar et 256 – 277°C, et le taux de vide atteint 80%, SCHINDLER *et al.* (2012).

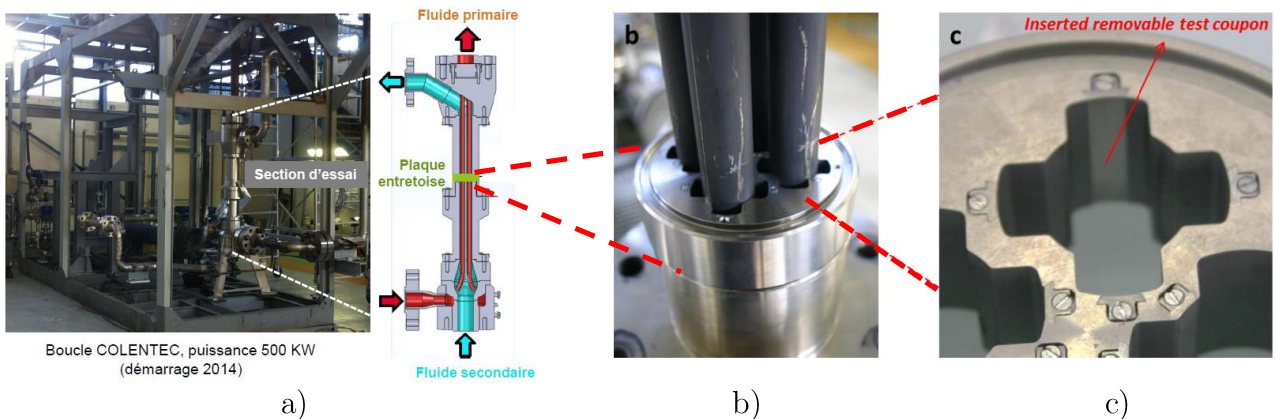


FIGURE I.12 – *Installation COLENTEC* : (a) vue d'ensemble de la boucle secondaire, (b) section d'essai COLENTEC avec quatre tubes primaires maintenus par (c) une partie de la plaque entretoise avec des plaquettes amovibles, YANG (2017).

En partie haute de ce circuit secondaire, le fluide passe dans un condenseur et est refroidi en échangeant avec le circuit tertiaire. Avant d'être réinjecté en partie basse, le fluide secondaire remplit une cuve où vont être réalisées des mesures de pH, de potentiel oxydo-redox, de conductivité et de concentration et où des prélèvements pourront être effectués. Il va être ensuite réchauffé au sein d'une chaudière dont les parois en acier noir vont se corroder et ensemencher le fluide en fer soluble. La concentration en fer est mesurée ainsi que la température et la pression du fluide secondaire en différents endroits de la boucle.

Des plaquettes amovibles sont fixées dans les passages foliés (figure I.13) afin de servir de support pour les dépôts ; elles seront analysées en fin de campagne d'essais. Les observations effectuées par POINTEAU *et al.* (2016) ont montré que la nature du matériau et la rugosité de surface initiale de ces plaquettes influençaient la quantité de matière déposée : une surface rugueuse favorise la formation de dépôts dont l'épaisseur moyenne atteint  $5 \mu m$  après dix jours de campagne d'essais, et  $30 \mu m$  après deux mois. L'analyse au microscope électronique à balayage d'une de ces plaquettes, figure I.13, a permis d'observer un dépôt à l'entrée du passage folié.

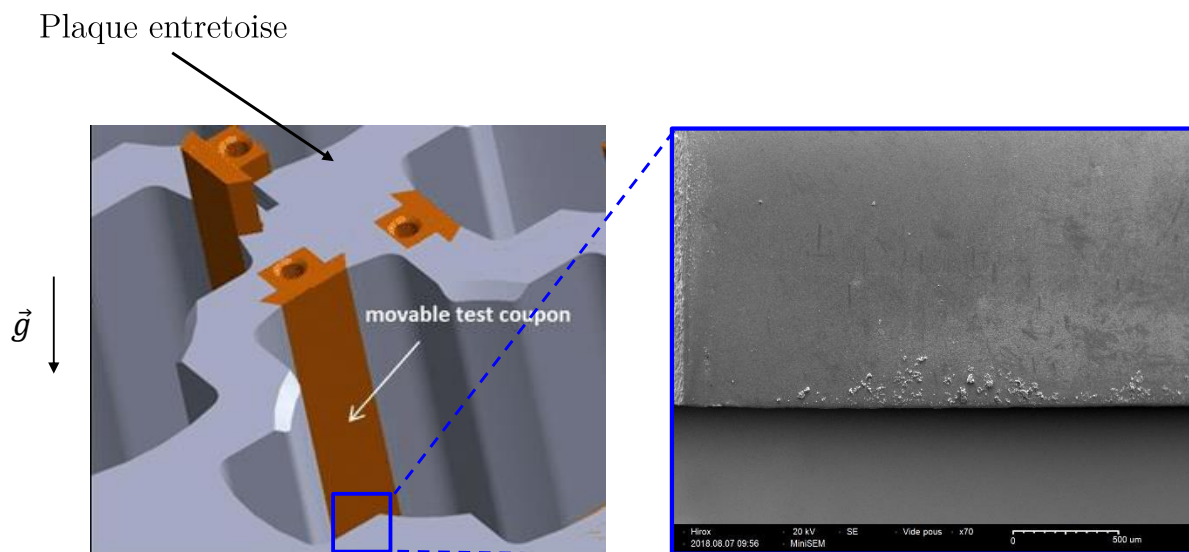


FIGURE I.13 – *Observation des dépôts sur une des plaquettes amovibles installée dans un passage folié* : La longueur de chacune de ces plaquettes est de 3 cm ; les dépôts apparaissent sur l'extrémité de la plaquette qui est face à l'écoulement et sur une distance d'environ  $500 \mu m$  pour cette expérience. Résultats obtenus par V. Pointeau sur COLENTEC.

Plusieurs géométries de plaquettes sont testées afin de mesurer l'importance de la géométrie de ces obstacles sur la localisation et la quantité du dépôt, figure I.14. Un exemple d'une de ces géométries apparaît sur la figure I.14 (a) : la répartition du dépôt formé après 30 jours de campagne est inhomogène (figure I.14 (b)). En zoomant sur le dépôt, la figure I.14 (c) montre des sillons marqués orientés verticalement. Une des hypothèses avancées pour expliquer ces sillons est qu'ils sont la trace des lignes de courant de l'écoulement.

L'impact de l'écoulement sur la création de ces dépôts et donc sur le piégeage des particules le constituant ne peut être étudié qu'à la fin de la campagne d'essais sur COLENTEC. Une des contraintes des conditions thermohydrauliques et chimiques présentes dans ce dispositif est qu'il est impossible de mettre en place un système de visualisation de l'écoulement, permettant de suivre les particules solides qui sont transportées dans le circuit secondaire et qui vont se déposer sur les plaques entretoises.

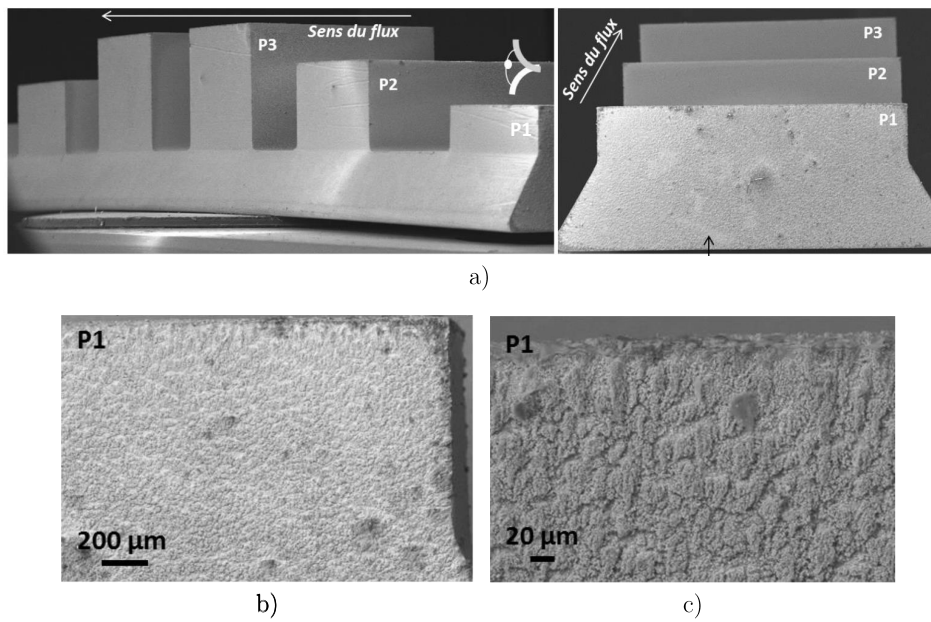


FIGURE I.14 – *Résultats des essais 2017 de V. Pointeau sur COLENTEC issus de la note technique CEA/DEN/CAD/DTN/STCP/LHC/NT/2017-46-Indice A : a) Photos de côté et de face de la plaquette amovible composée de plusieurs plots de hauteurs différentes P1, P2 et P3 installée sur COLENTEC pendant ces essais ; b) Agrandissement de l'état de surface de la face P1 qui était le premier 'obstacle' vu par l'écoulement ; c) Photo des dépôts sur P1 avec un grossissement plus important.*

Le colmatage fait intervenir plusieurs mécanismes qui sont à leur tour dépendant d'une multitude d'autres paramètres. L'objectif de ce travail est d'aborder **la contribution du transport de particules**, évoqué à la page 38, dans ce phénomène de dépôt. Pour cela, nous avons mis en place un dispositif expérimental permettant la visualisation de l'écoulement et le suivi de particules dans des conditions simplifiées : sans vapeur, à température ambiante et à pression atmosphérique. Les objectifs de ce travail de thèse sont détaillés dans la suite de ce chapitre.

## I.2 Objectifs de la thèse

Dans le cadre de la thèse et du contrat de recherche entre l'IUSTI et le LTHC, le sujet proposé était de contribuer à la compréhension du rôle que pourrait avoir l'hydrodynamique de l'écoulement, et plus précisément le transport de particules, dans le problème de colmatage des générateurs de vapeur de centrales nucléaires. Le phénomène de piégeage ou de dépôt de particules d'une suspension diluée s'écoulant dans une géométrie confinée reste encore mal compris.

Nous avons choisi d'aborder ce problème en réalisant une étude expérimentale et numérique dans une configuration modèle : la constriction sur le passage du fluide au niveau de la plaque entretoise, fig.I.15 a), a été modélisée par la présence d'un obstacle au sein d'une conduite, fig.I.15 b). Afin d'étudier si cet obstacle et les zones de recirculation présentes tout autour permettent de

piéger des particules transportées par un écoulement ascendant, nous avons imaginé un dispositif expérimental pour visualiser l'écoulement et suivre les trajectoires de particules dans des conditions simplifiées (c'est-à-dire à température ambiante et pression atmosphérique) tel que celui de la figure I.15 c). Nous avons réalisé deux dispositifs expérimentaux sur ce modèle : un au laboratoire IUSTI d'Aix-Marseille Université - CNRS pour des écoulements laminaires et un autre au laboratoire LTHC du CEA Cadarache permettant d'avoir des écoulements turbulents, représentatifs du cas réel. C'est autour du premier de ces dispositifs que s'est fait l'essentiel de cette thèse.

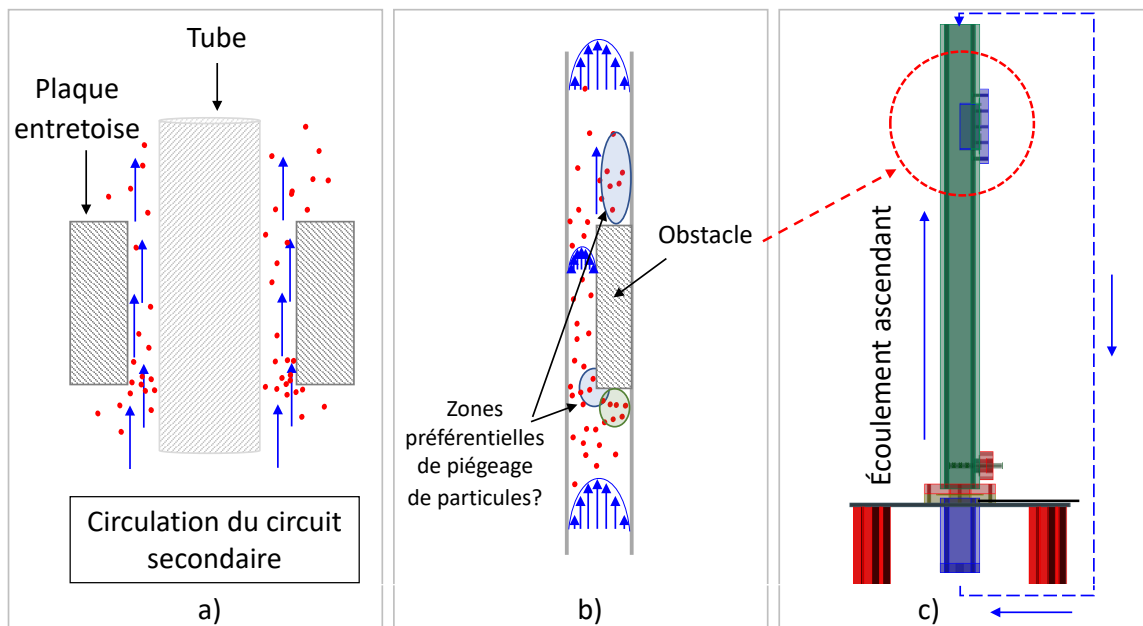


FIGURE I.15 – *Schéma expliquant le passage du cas réel à la configuration modèle en laboratoire* : a) la constriction sur le passage du fluide créée par le passage folié au sein d'une plaque entretoise du GV; b) la configuration modèle envisagée pour cette étude de la contribution de l'hydrodynamique dans le piégeage des particules autour d'un obstacle. C'est à partir de cette idée que nous avons conçu le dispositif expérimental présenté en c).

Avant de valider expérimentalement le dimensionnement de la section d'essais et des différents composants du montage, le choix de l'équation de Boussinesq-Basset-Oseen permettant de modéliser la trajectoire de particule individuelle dans l'écoulement, nous nous sommes intéressés aux travaux présents dans la littérature concernant tout d'abord les écoulements autour d'obstacles de géométries variées, au sein de conduite afin de mieux comprendre la nature de l'écoulement et les paramètres contrôlant les zones de recirculation présentes autour de l'obstacle. Par la suite, nous avons cherché quels étaient les travaux majeurs concernant les écoulement de suspension dans des conduites. Puis, comme notre objectif est de déterminer si certaines de ces zones sont susceptibles de piéger des particules, nous sommes ensuite intéressés plus particulièrement aux travaux de HADDADI, SHOJAEI-ZADEH, CONNINGTON *et al.* (2014) et HADDADI, SHOJAEI-ZADEH et MORRIS (2016) car ils sont les premiers à avoir

étudié le comportement d'un ensemble de particules dans le sillage d'un cylindre immergé dans un écoulement laminaire. Ce sont ces travaux qui sont présentés dans la dernière partie de ce chapitre.

## I.3 État de l'art

Après avoir décrit le contexte industriel ayant motivé le sujet de cette thèse, et avant l'état de l'art, nous allons brièvement rappeler les définitions du diamètre hydraulique d'une conduite, du nombre de Reynolds d'un écoulement et du taux d'encombrement lié à la présence d'un obstacle dans un tube.

### I.3.1 Rappels des définitions des différentes grandeurs

Quelle que soit la géométrie de la section de la conduite dans laquelle s'écoule un fluide ou une suspension, il est d'usage de caractériser celle-ci par son diamètre hydraulique,  $d_h$ , afin de faire l'analogie avec un tube circulaire. Ce diamètre est défini comme le rapport de quatre fois la section de passage du tube  $\mathcal{S}$  par le périmètre mouillé  $\mathcal{P}$  de cette même section, soit :

$$d_h = \frac{4\mathcal{S}}{\mathcal{P}} \quad (\text{I.1})$$

Dans le cas d'une conduite de section carrée de côté  $\ell$ , il est égal à  $d_h = 4\ell^2/4\ell = \ell$ .

La nature du régime d'écoulement du fluide (visqueux, laminaire, transitoire ou turbulent) au sein de la conduite est caractérisée par la valeur du nombre de Reynolds,  $Re_f$ , proposé par (REYNOLDS 1883). Ce nombre sans dimension compare le flux convectif de la quantité de mouvement avec le flux diffusif de celle-ci. Dans notre étude, avec un liquide de masse volumique  $\rho_f$  et de viscosité dynamique  $\mu$  animé d'une vitesse  $u_0$  en entrée de la conduite ayant un diamètre hydraulique  $d_h$ , il s'écrit comme le rapport de  $\rho_f u_0^2$  par  $\mu u_0/d_h$ , soit :

$$Re_f = \frac{\rho_f u_0 d_h}{\mu} \quad (\text{I.2})$$

Lorsque la conduite est obstruée, l'écoulement est perturbé en amont et en aval de l'obstruction. Le rapport de la section de passage  $\mathcal{O}$  du fluide au niveau de l'obstacle par la section  $\mathcal{S}$  du tube définit le taux d'encombrement  $BR$  (ou Blockage Ratio) pour cette partie de la conduite :

$$BR = \frac{\mathcal{O}}{\mathcal{S}} \quad (\text{I.3})$$

Plus ce rapport est petit devant l'unité, plus l'encombrement est important,  $BR = 0$  correspond à une conduite totalement obstruée.

Maintenant que les définitions de ces grandeurs ont été rappelées, nous pouvons nous consacrer

à l'état de l'art concernant les écoulements de fluide autour d'un obstacle. Nous allons nous intéresser aux zones de recirculation autour de l'obstacle où les vitesses du fluide pourraient permettre de piéger les particules au lieu de les entraîner.

### I.3.2 Écoulement d'un fluide autour d'un obstacle

Parmi les premières visualisations réalisées par TANEDA (1956a) autour d'une sphère placée dans un canal d'eau, figure I.16, il apparaît clairement, qu'à partir d'une valeur de  $Re_f = 37.7$ , la zone en aval de la sphère est le siège de deux tourbillons contrarotatifs dont la taille va augmenter avec le Reynolds. À partir de  $Re_f = 130$ , des oscillations régulières sont émises dans le sillage. Dans la suite de cet article, S. Taneda s'attache à caractériser la taille de ces tourbillons et la position de leur centre en fonction du nombre de Reynolds. En changeant, la géométrie de l'objet placé dans l'écoulement, TANEDA (1956b) a montré que la taille de cette zone de sillage et la valeur de  $Re_f$  à laquelle apparaissait le détachement tourbillonnaire en aval de l'objet étaient liées à sa géométrie.

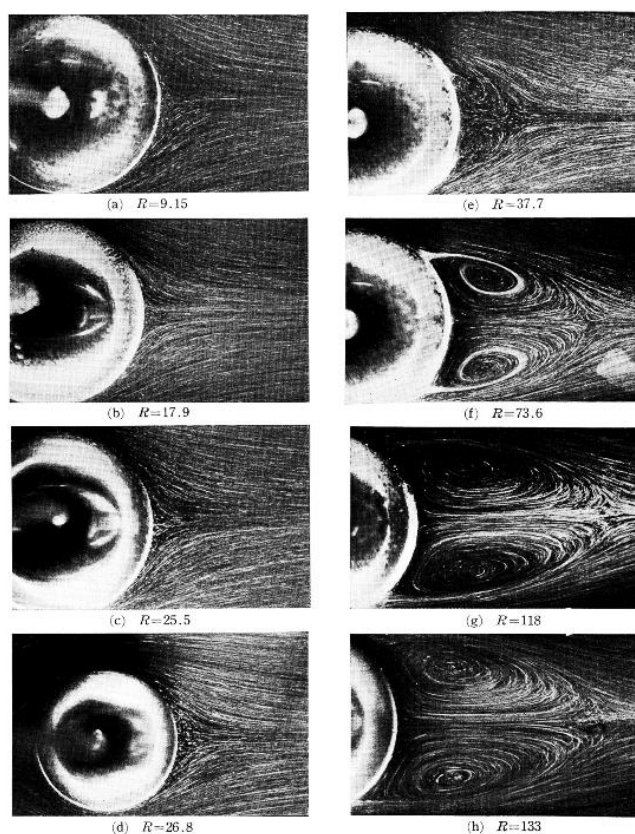


FIGURE I.16 – *Visualisation du développement du sillage d'une sphère dans un écoulement où  $9.15 \leq Re_f$  ( $R$  sur les images)  $\leq 133$ , TANEDA (1956a).*

Dans cette étude, la sphère, le cylindre ou la plaque sont placés au milieu d'un canal, loin des parois latérales et du fond de celui-ci. La gamme de  $Re_f$  étudiée ne permet pas de visualiser

la zone de recirculation en amont des objets, alors que le colmatage touche particulièrement l'entrée du passage folié dans un générateur de vapeur, ce qui correspond à la zone amont d'un écoulement autour d'un obstacle. Cependant dans la littérature, la majorité des travaux s'intéressent à la zone aval et plus particulièrement autour d'un cylindre. Celui-ci, présentant l'avantage de correspondre à une géométrie très bien définie, permet l'observation d'une large variété de structures d'écoulement lorsqu'on fait varier le nombre de Reynolds. Dans l'article de revue, réalisé par WILLIAMSON (1995), on comprend que le sillage d'un objet est complexe car y interagissent la couche limite autour de l'objet, le sillage de celui-ci et la couche de cisaillement avec l'écoulement qui le contourne. Ce sillage peut être considéré comme un écoulement 2D pour des  $Re_f < 100$  et devient ensuite le siège d'un écoulement 3D. Comme le montre la figure I.17 issue de ce même article, le détachement tourbillonnaire dans le sillage d'un cylindre, loin des parois, apparaît déjà à partir  $Re_f = 270$ . En augmentant le nombre de Reynolds, la zone de sillage augmente en taille puis diminue quand  $Re_f > 1500$ .

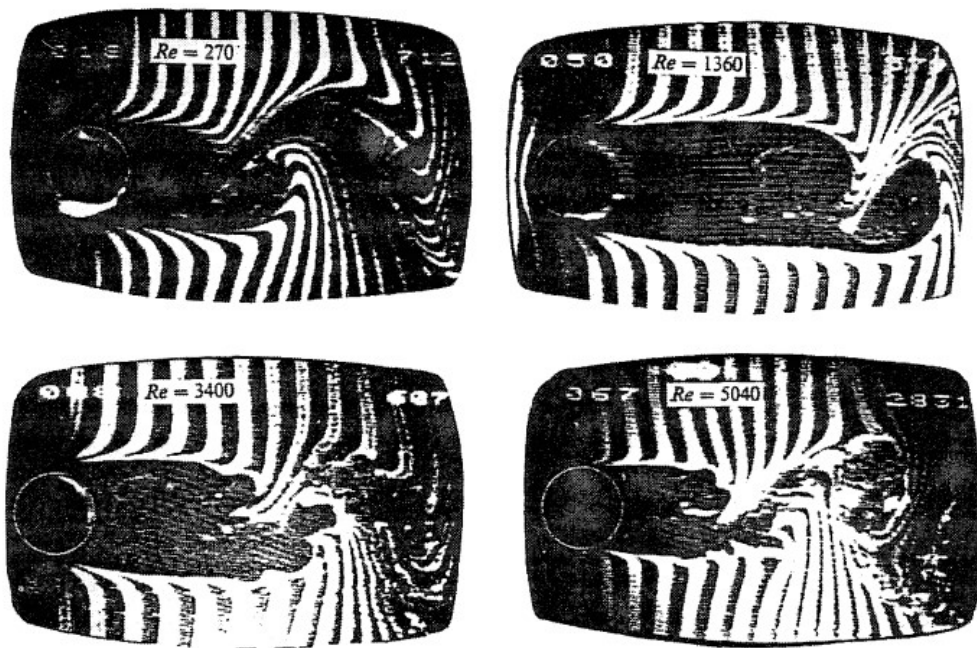


FIGURE I.17 – Visualisation du sillage d'un cylindre dans un écoulement à différents nombres de Reynolds, WILLIAMSON (1995)

Lorsque l'obstacle est posé sur une paroi, la symétrie haut/bas du sillage est brisée et l'écoulement dans le sillage est quelque peu différent. De plus, si cet objet présente des arrêtes, comme un cube ou plus généralement un parallélépipède, la structure de l'écoulement est modifiée et de nouvelles zones de recirculation apparaissent autour de l'objet. Les travaux de HUNT *et al.* (1978) sont les premiers à montrer des clichés de ces zones de recirculation tout autour de l'obstacle et à proposer une description de tourbillons en "fer à cheval" entourant l'obstacle posé sur la paroi, figure I.18. Dans cette figure, un certain nombre de points, où les contraintes de



cisaillement ainsi que les composantes de vitesse moyenne s'annulent, sont identifiés. Ils seront peut-être le centre des zones de piégeage des particules, dans notre étude.

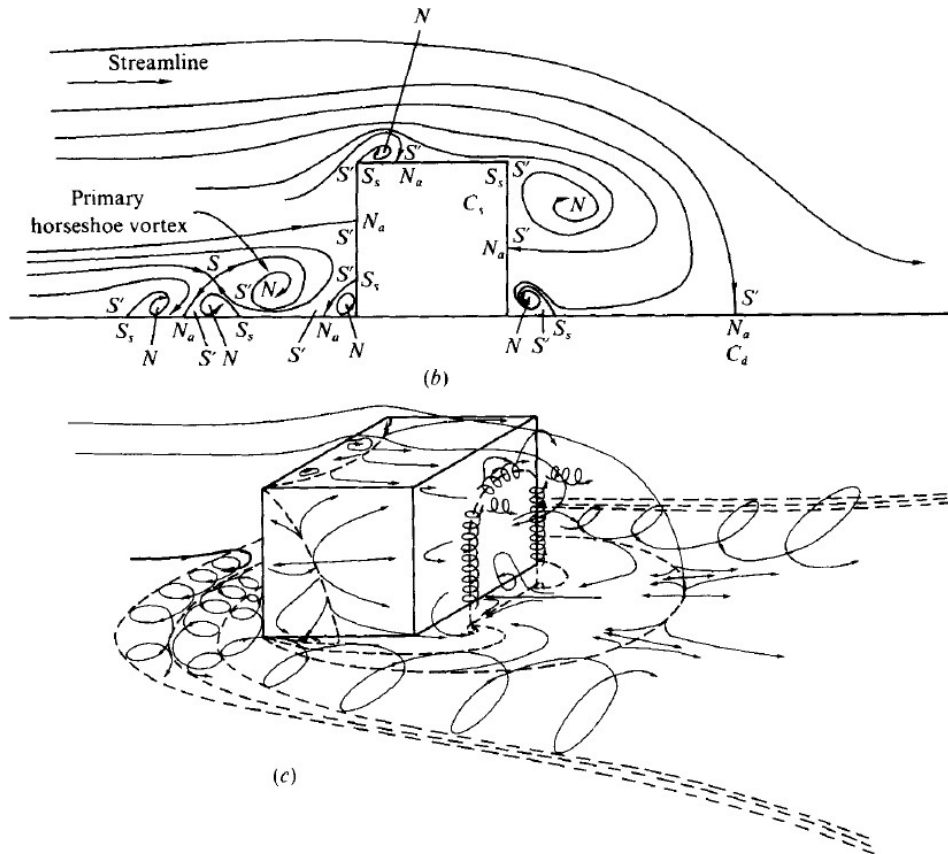


FIGURE I.18 – *Représentation schématique tridimensionnelle des zones de recirculation autour d'un cube posé sur une paroi au sein d'un écoulement*, HUNT et al. (1978)

Un peu plus tard, MARTINUZZI et TROPEA (1993) se sont intéressés à la caractérisation de toutes ces zones et à leur variation en taille en fonction de  $Re_f$  et du rapport d'aspect du parallélépipède. On leur doit notamment ces premières visualisations de la zone de recirculation présente en amont et sur le bord d'attaque de l'obstacle, obtenues en canal à  $Re_f \approx 10^5$ , figure I.19.

Dans un générateur de vapeur, le fluide secondaire circule autour d'obstacles que sont les plaques entretoises en empruntant des passages relativement confinés ( $BR \approx 0.25$ ). Dans la littérature, il existe de nombreux travaux portant sur les écoulements autour d'obstacles de différentes formes avec différents taux d'encombrement. Quelques-unes de ces études sont présentées dans la suite de ce chapitre.

L'écoulement autour d'une marche au sein d'une conduite a été longuement étudié dans la littérature : c'est l'une des deux géométries que nous avons étudiée. Les travaux expérimentaux

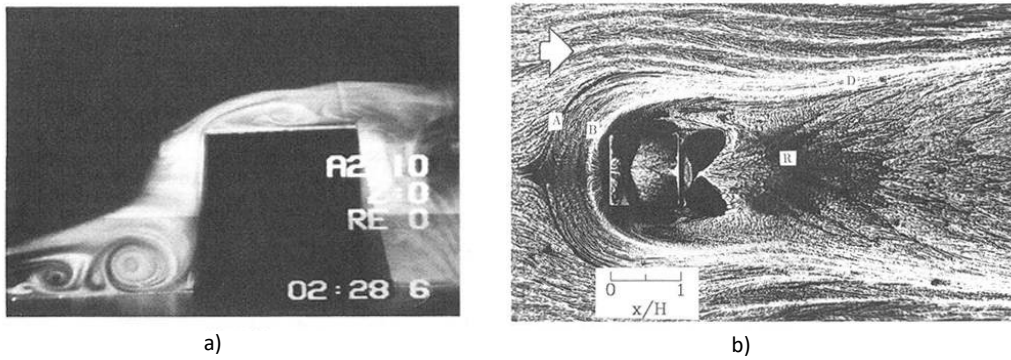


FIGURE I.19 – *Zones de recirculation présentes en amont et au bord d’attaque d’un cube* : a) vue de face; b) vue de dessus. Expériences réalisées en canal avec  $Re_f \approx 10^5$ , MARTINUZZI et TROPEA (1993)

menés par ARMALY *et al.* (1983) en utilisant un écoulement d’air dans une conduite avec un taux d’encombrement,  $BR$ , égal à 0.5, nous ont particulièrement intéressé car cette valeur de  $BR$  est similaire à celle de notre dispositif, ainsi que la géométrie de l’obstacle. Leurs expériences et les simulations ont été réalisées dans des régimes d’écoulement laminaire, transitoire et turbulent. La longueur du sillage de la marche a été mesurée ainsi que les autres zones de recirculation qui apparaissent en aval de l’obstacle au fur et à mesure que le Reynolds de l’écoulement augmente, figure I.20.

Si on recalcule  $Re_f$  avec la définition donnée à l’équation I.2, ces résultats montrent que dans un régime d’écoulement laminaire,  $Re_f < 300$ , la longueur du sillage  $x_1$  augmente avec  $Re_f$ . Puis dans le régime transitoire, où des tourbillons commencent à se détacher du sillage, celle-ci diminue jusqu’à se stabiliser dans le régime turbulent quand  $Re_f > 1700$ . L’encombrement de l’obstacle au sein de la conduite explique que ces transitions se produisent pour des valeurs de  $Re_f$  plus grandes que lorsque la taille de l’obstacle est négligeable devant le diamètre hydraulique de la conduite. Dans le prochain chapitre, nous comparerons les tailles de sillage mesurées sur notre dispositif avec celles de cet article.

Dans la problématique du colmatage, c’est la zone en amont du passage folié qui est susceptible d’être le plus touchée. Nous avons donc cherché dans la littérature des études caractérisant la taille de la zone de recirculation. Les simulations numériques menées par HATTORI et NAGANO (2010), pour des valeurs de  $Re_f > 2000$ , montrent que la longueur de cette zone en amont de l’obstacle tout comme celle en aval commence par augmenter lorsque le Reynolds augmente puis diminue en taille lorsque celui-ci devient supérieur à 900, figure I.21. Ces simulations ont également montré que plus le taux d’encombrement est petit, plus la taille de ces zones de recirculation sont petites pour une même valeur de Reynolds. Le taux d’encombrement (Eq. I.3) diminue lorsque la section de passage du fluide au-dessus de la marche diminue et il faut attendre des valeurs de Reynolds plus grandes pour retrouver des tailles identiques de ces zones

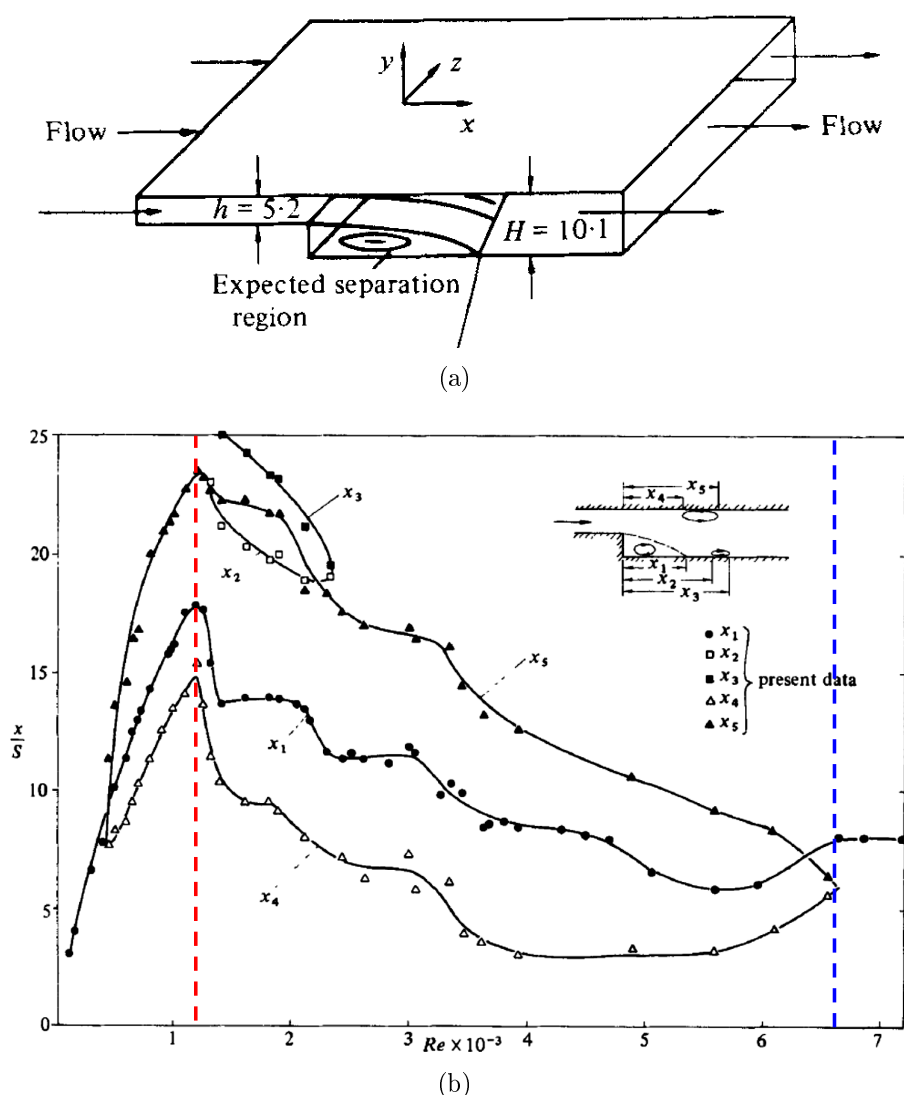


FIGURE I.20 – *Écoulement dans le sillage d'une marche dans une conduite* ARMALY et al. (1983) : (a) section d'essai; (b) évolution des longueurs des différentes zones de recirculations autour de la marche en fonction du nombre de Reynolds

de recirculation amont et en bord d'attaque de l'obstacle.

D'autres études numériques ont montré l'effet du taux d'encombrement sur la longueur de la zone de recirculation aval (SAHIN et OWENS (2004), PATIL et TIWARI (2008) et PATIL et TIWARI (2010)), la taille et le nombre de zones de recirculation observées (SAHA (2004)). Des simulations numériques d'un écoulement dans une conduite de section carrée avec un taux d'encombrement variable, obstruée par un cylindre, ont été réalisées par PATIL et TIWARI (2010). Ces simulations sont basées sur un algorithme MAC<sup>3</sup> modifié, pour une gamme de nombre de

3. **Marker And Cell** : une des plus anciennes méthodes de résolution des équations de Navier-Stokes, HARLOW et WELCH (1965). C'est une technique de résolution basée sur les différences finies et qui permet d'étudier la dynamique d'un fluide incompressible.

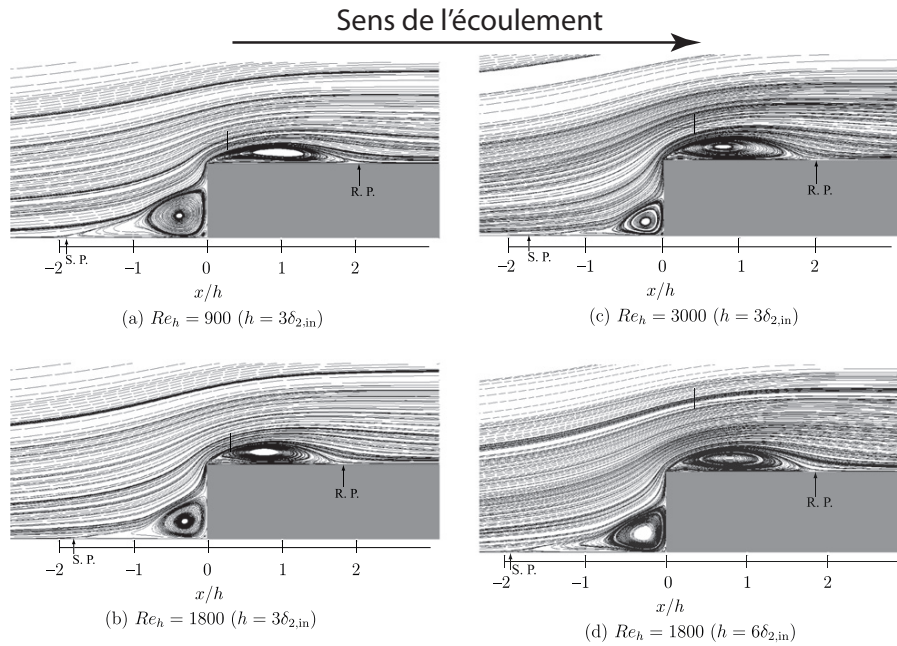


FIGURE I.21 – *Caractérisation de la taille de la zone de recirculation amont en fonction de  $BR$  et  $Re_f$*  : (a)  $Re_f = 900$  et  $BR = 0.9$ , (b)  $Re_f = 1800$  et  $BR = 0.9$ , (c)  $Re_f = 3000$  et  $BR = 0.9$ , (d)  $Re_f = 1800$  et  $BR = 0.8$ , HATTORI et NAGANO (2010)

Reynolds allant de 400 à 1000. Les résultats indiquent la présence de points de stagnation de part et d'autre du cube. Les analyses montrent que le confinement ralentit la transition, dans le sillage, vers le régime turbulent. Autrement dit, l'apparition des détachements tourbillonnaires derrière l'obstacle est retardée quand l'encombrement est important, pour des petites valeurs de  $BR$ .

La figure I.22 montre, qu'à Reynolds constant  $Re_f = 100$ , plus  $BR$  est grand (moins la conduite est encombrée) plus la largeur du sillage de l'obstacle est importante. Pour compléter, la figure I.23 montre que la longueur de l'obstacle peut avoir un effet similaire à celui du taux d'encombrement sur la taille de cette zone de sillage.

Pour des valeurs de  $20 \leq Re_f \leq 300$  plus en rapport avec notre étude, SAHA (2004) a réalisé des simulations dans une conduite de section carrée peu confinée ( $BR = 0.51\%$ ) et obstruée par un cube. L'objectif était de repérer les deux transitions spatiale et temporelle de l'écoulement dans le sillage du cube. Ces simulations numériques ont montré que, certes, la longueur du sillage augmente avec  $Re_f$  et que l'écoulement subit un ensemble de transitions. À  $Re_f \sim 217$ , l'écoulement stationnaire symétrique en aval du cube devient asymétrique et l'écoulement devient instationnaire à partir de  $Re_f = 265 \sim 270$ . La figure I.24 montre l'existence d'une symétrie orthogonale de l'écoulement autour de l'obstacle. Celle-ci est caractérisée par l'apparition de quatre paires de vortex de signes opposés.

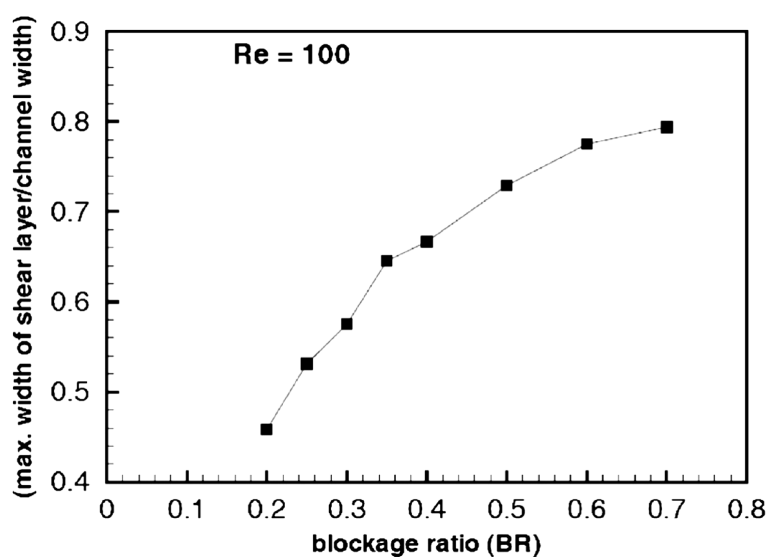


FIGURE I.22 – Variation de la taille du sillage en fonction du taux d'encombrement pour  $Re_f = 100$ , PATIL et TIWARI (2008)

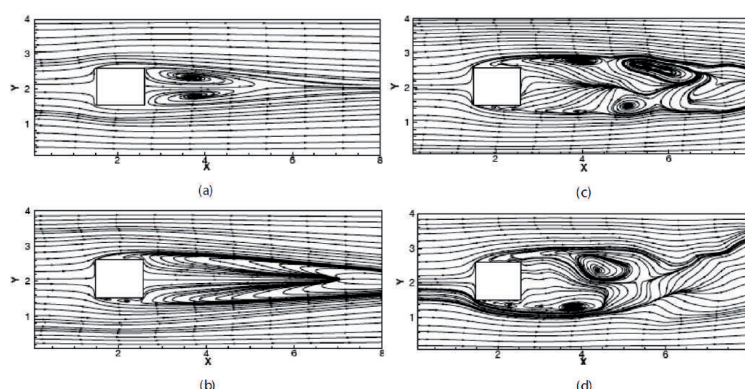


FIGURE I.23 – Lignes de courant montrant le sillage en fonction de la longueur de l'obstacle pour  $Re_f = 600$  : avec  $H$  la hauteur de la conduite et  $h$  la longueur de l'obstacle : (a)  $h/H = 0.5$  (b)  $h/H = 1$ , (c)  $h/H = 2$ , (d)  $h/H = 3$ , PATIL et TIWARI (2010)

Chaque côté du cube génère deux zones de recirculation. Ce résultat a été confirmé par une série d'expériences réalisées par KLOTZ *et al.* (2014) dans une conduite d'eau avec un encombrement de  $BR = 1.44\%$  qui ont montré l'existence de trois régimes caractéristiques du sillage pour  $100 \leq Re_f \leq 400$  (figure I.25) : le premier est un régime permanent avec cette symétrie orthogonale entre les quatre zones de recirculation, comme l'avait montré l'étude numérique de SAHA (2004). Dans le second, le régime est toujours permanent avec seulement deux zones de recirculation, et enfin dans le troisième, l'écoulement devient périodique et est caractérisé par des oscillations régulières.

Ces études montrent que l'écoulement autour d'un obstacle dans une conduite est influencé par le nombre de Reynolds  $Re_f$ , la forme de l'obstacle et le taux d'encombrement  $BR$ . La taille des zones de recirculation autour de différentes géométries d'obstacle et le caractère 2D ou 3D du

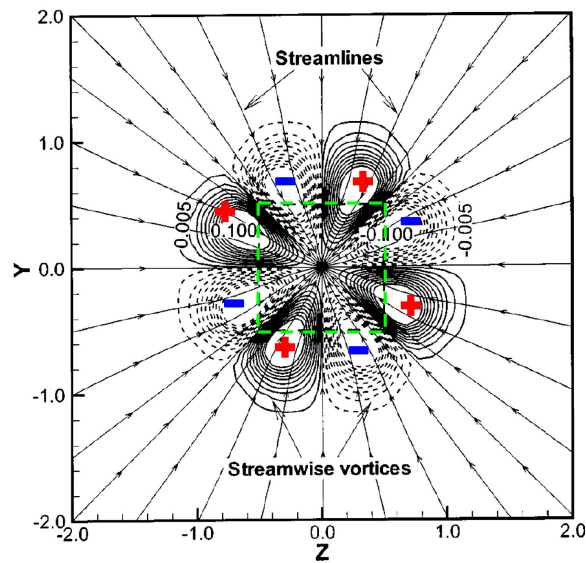


FIGURE I.24 – Coupe dans un plan normal au cube du sillage pour  $Re_f = 200$ , SAHA (2004)

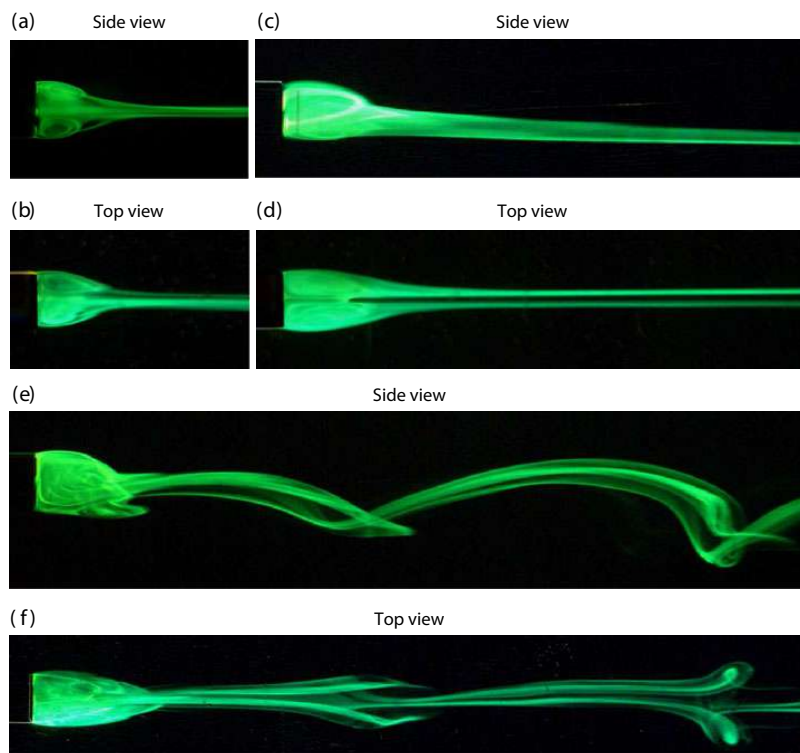


FIGURE I.25 – Visualisation de trois régimes d'écoulements : (a, b)  $Re_f = 100$ , régime laminaire, 4 zones de recirculation; (c, d)  $Re_f = 250$ , apparition de 2 zones de recirculation dans le sillage du cube; (e, f)  $Re_f = 300$ , écoulement périodique, oscillations régulières, KLOTZ et al. (2014)

sillage sont eux aussi contrôlés par ces paramètres. Il apparaît alors naturel de supposer que ces paramètres vont jouer un rôle important dans le piégeage des particules. Dans la dernière

partie de ce chapitre, nous allons aborder les travaux concernant le transport de particules par un écoulement.

### I.3.3 Transport de particules par un écoulement

La dynamique des suspensions est un sujet qui a reçu beaucoup d'attention ces dernières années. En effet, les exemples d'écoulement de suspension sont nombreux dans l'industrie alimentaire ou pharmaceutique, dans le domaine de l'environnement avec le traitement des eaux usées, dans le domaine pétrolier avec le transport de boues de forage, dans celui de la santé avec les écoulements sanguins ou le transport de polluants ou de virus dans l'atmosphère. La présence des particules en suspension dans l'écoulement va modifier les propriétés de celui-ci qui en retour modifiera par exemple l'arrangement spatial des particules au sein de l'écoulement ou influera sur leur orientation lorsque celles-ci sont anisotropes. La compréhension de la dynamique des suspensions a progressé significativement grâce à de nouvelles techniques expérimentales et des simulations numériques de plus en plus perfectionnées, et de la modélisation théorique.

Nous pouvons par exemple citer les travaux de MATAS *et al.* (2004), qui viennent compléter ceux de SEGRÉ et SILBERBERG (1962), et qui ont montré que des particules isodenses, dans un écoulement laminaire au sein d'une conduite de section circulaire, viennent se mettre sur un anneau circulaire qui se déplace vers les parois de la conduite quand la valeur du nombre de Reynolds augmente. Ce phénomène apparaît au sein des conduites après de très longues distances, bien plus importantes que ce que nous pourrions avoir dans notre étude. Ces mêmes auteurs, MATAS *et al.* (2003), se sont aussi intéressés à l'influence de la présence de particules sur la transition en régime turbulent d'un écoulement dans une conduite de section circulaire. Leurs expériences ont montré que des petites particules<sup>4</sup> retardent la transition vers la turbulence, alors que pour les suspensions diluées de grosses particules, l'opposé est observé.

Au sein d'un écoulement turbulent, il a été observé que les particules les plus lourdes ont tendance à se concentrer dans les zones où le taux de cisaillement est supérieur à la vorticité, WANG et M. R. MAXEY (1993) et BALACHANDAR et J. EATON (2010). Finalement SQUIRES et J. K. EATON (1991) ont montré que ces particules ont tendance à sortir des tourbillons et s'accumuler dans les zones de convergence. Ces zones sont intéressantes pour notre cas d'étude puisqu'elles représentent de potentiels pièges à particules, pouvant expliquer l'apport de l'hydrodynamique de l'écoulement dans le phénomène de colmatage observé dans le générateur de vapeur. On en trouve une schématisation de ce phénomène de "preferential sweeping" dans l'article de HINSBERG *et al.* (2017), reprise à la figure I.26.

---

4. en comparaison du diamètre de la conduite

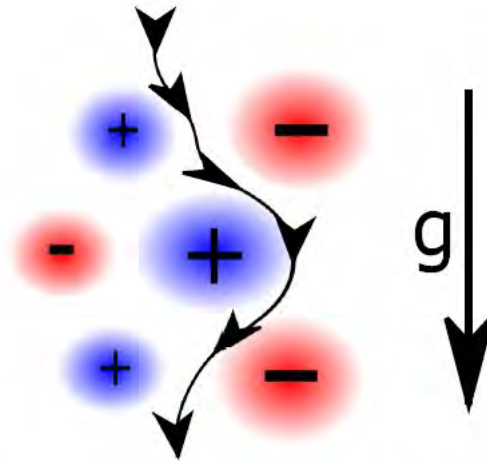


FIG. 1. Schematic picture of the trajectory of a settling particle in homogeneous and isotropic turbulence. The blue and red circles represent, schematically, vortices with clockwise (+) and counter-clockwise (-) circulation. Due to preferential sweeping, particles can obtain an enhanced settling velocity by preferentially selecting flow regions with downward velocities.

FIGURE I.26 – *Preferential sweeping*, HINSBERG et al. (2017)

Expérimentalement, les techniques optiques de suivi de particules, dans des suspensions diluées ou denses, ont permis d'étudier le comportement des particules au sein de la suspension en accédant à la microstructure de la suspension (voir par exemple BLANC *et al.* (2011) et METZGER et BUTLER (2012)). Il y a également beaucoup de méthodes numériques qui sont disponibles pour décrire les écoulements de suspensions ; elles sont présentées dans une revue récente de M. MAXEY (2016) et sont données à titre d'exemple à la figure I.27.

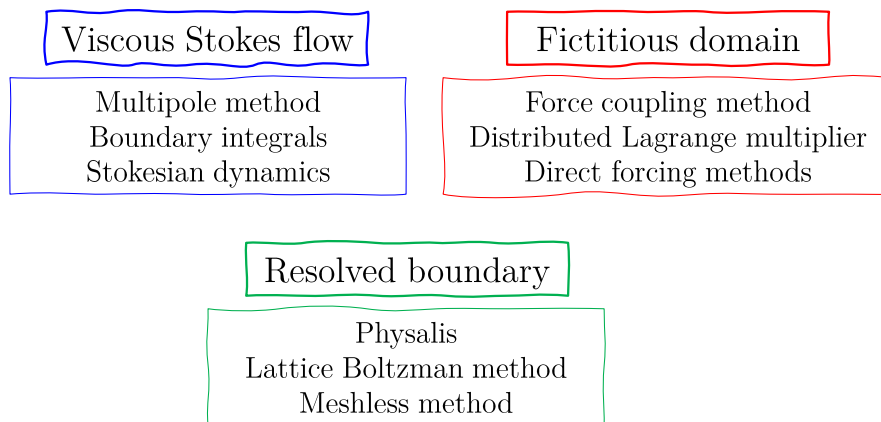


FIGURE I.27 – *Les différentes méthodes de simulation pour les écoulements de suspension de particules*, M. MAXEY (2016)



Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à des particules isolées et nous avons pris le parti d'utiliser une méthode beaucoup plus simple afin de modéliser la trajectoire d'une particule au sein de l'écoulement. Il s'agit tout simplement de faire un bilan des forces qui s'exercent sur une particule sphérique et de calculer son accélération grâce à la deuxième loi de Newton.

### I.3.3.1 Équation de mouvement d'une particule isolée

Une quantité qui va être utile dans l'établissement de l'équation de la trajectoire de la particule est sa vitesse de sédimentation ou vitesse de Stokes  $\mathbf{v}_{St}$ . Lorsqu'une sphère de rayon  $a_p$  et de masse volumique  $\rho_p$  tombe dans un fluide infini, visqueux, initialement au repos, de masse volumique  $\rho_f$  et de viscosité dynamique  $\mu$ , sa vitesse limite est constante dans le temps et peut être calculée en égalant son poids  $\frac{4\pi}{3}a_p^3\rho_p\mathbf{g}$  moins la poussée d'Archimède  $\frac{4\pi}{3}a_p^3\rho_f\mathbf{g}$  à la force de traînée de Stokes  $6\pi\mu a_p\mathbf{v}_{St}$ . Elle s'écrit :

$$v_{St} = \frac{2}{9}a_p^2\frac{(\rho_p - \rho_f)}{\mu}\|\mathbf{g}\| \quad (\text{I.4})$$

Pour modéliser la trajectoire de cette particule dans un écoulement incompressible instationnaire et à faible nombre de Reynolds, BOUSSINESQ (1903), BASSET (1888) et OSEEN (1927) ont utilisé la deuxième loi de Newton et ont proposé l'équation dite de Basset-Boussinesq-Oseen. Quelques années plus tard GATIGNOL (1983) et M. MAXEY et RILEY (1983) ont repris cette équation afin de l'adapter à un écoulement non uniforme et d'y intégrer un terme de correction de Faxén pour prendre en compte la présence d'un gradient de la vitesse de l'écoulement sur la taille de particule. Les différentes forces qui s'appliquent sur une particule plongée dans un fluide seront présentées dans le chapitre III et l'annexe A.

Le premier article s'intéressant au problème de sédimentation de particules en écoulement turbulent fut publié par STOMMEL (1949) ; il concerne le comportement des particules zooplancton dans des cellules de convection ou cellules de Langmuir (figure I.28). STOMMEL (1949) avait présenté dans cet article des trajectoires de particules qui ont été obtenues par calcul, en balançant simplement le poids de la particule ( $m_p\mathbf{g}$ ), la poussée d'Archimède ( $m_f\mathbf{g}$ ) qui s'applique sur celle-ci, ainsi que la force de traînée visqueuse ( $6\pi\mu a_p(\mathbf{u} - \mathbf{v})$ ) ou traînée de Stokes :

$$(m_p - m_f)\mathbf{g} + 6\pi\mu a_p(\mathbf{u} - \mathbf{v}) = \mathbf{0} \quad (\text{I.5})$$

où  $m_p$  et  $m_f$  sont respectivement les masses de la particule et du fluide en mouvement ;  $\mu$  est la viscosité dynamique du fluide ;  $a_p$  est le rayon de la particule ;  $\mathbf{u}$  la vitesse du fluide et  $\mathbf{v}$  la vitesse de la particule. Grâce à cette équation, l'auteur met en évidence l'existence de zones de rétention où, selon le paramètre  $W$  représentant le rapport entre la vitesse de l'objet et celle de l'écoulement, les particules restent piégées : il s'agit des sillons sur la figure I.28 a).

M. MAXEY (1987) a repris ces résultats et les a étendu au régime inertiel pour réaliser une

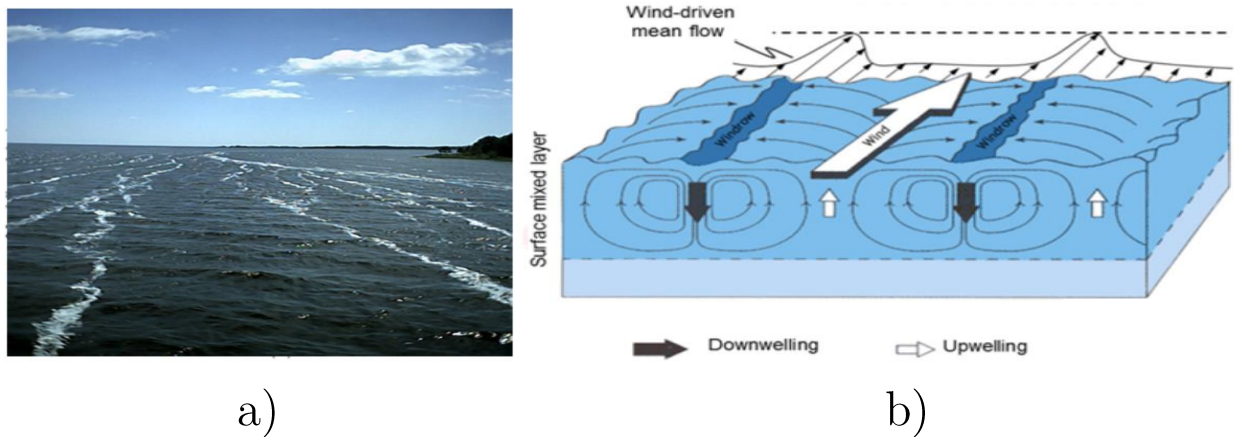


FIGURE I.28 – **Représentation des sillons** : a) Visualisation des lignes de convergence des cellules de Langmuir grâce à l’accumulation d’écume sur ces zones (Baie Ochlockonee, USA); b) cellules de Langmuir. TEJADA-MARTINEZ et al. 2012.

étude autour de particules sédimentant à travers un réseau de vortex de Taylor-Green. Son analyse s’est surtout concentrée sur les particules d’aérosol qui sont beaucoup plus denses que le fluide environnant et sur des bulles de gaz légères. Une analyse de la stabilité linéaire des chemins préférentiels suivis par les particules au sein de ces réseaux de tourbillons sont également présentés dans cet article.

Les premières expériences reprenant la configuration de Maxey ont été réalisées par BERGOUGNOUX *et al.* (2014) dans un écoulement tourbillonnaire, généré par électroconvection, à faible nombre de Stokes<sup>5</sup>. Les trajectoires de particules sphériques de diamètres d’environ 1 mm, 2 mm et 6 mm ont été comparées aux prédictions du modèle de GATIGNOL (1983) et M. MAXEY et RILEY (1983) en implémentant une force supplémentaire, celle de la force d’histoire, figure I.29. Une confrontation des résultats expérimentaux avec ceux de la modélisation dans un régime de Stokes ( $St \lesssim 0.01$ ) a montré que seuls le poids, la poussée d’Archimède et la force de traînée avaient un effet sur la trajectoire de la particule et qu’il était primordial d’adapter la loi de traînée sur la particule dès que le Reynolds de celle-ci était supérieur à 0.1. L’étude a montré que la corrélation de Schiller-Naumann<sup>6</sup> est la plus adaptée à décrire le changement observé sur les comportements de la particule.

Lorsque le régime n’est plus un régime de Stokes mais que les forces poids-poussée d’Archimède et la force de traînée restent dominantes, comme le nombre de Reynolds particulaire peut être plus grand que l’unité, la traînée devient non linéaire. L’étude montre que dans ce cas, la

5. Nombre sans dimension qui traduit l’inertie de la particule, son temps d’adaptation aux perturbations dans l’écoulement.

6. relation qui donne le coefficient de traînée lorsque le régime d’écoulement autour de la particule est important  $Re_p > 0.1$  avec la relation  $C_D = \frac{24}{Re_p}(1 + 0.15Re_p^{0.687})$  (SCHILLER et NAUMAN (1935) et TANG et PETERS (2015))

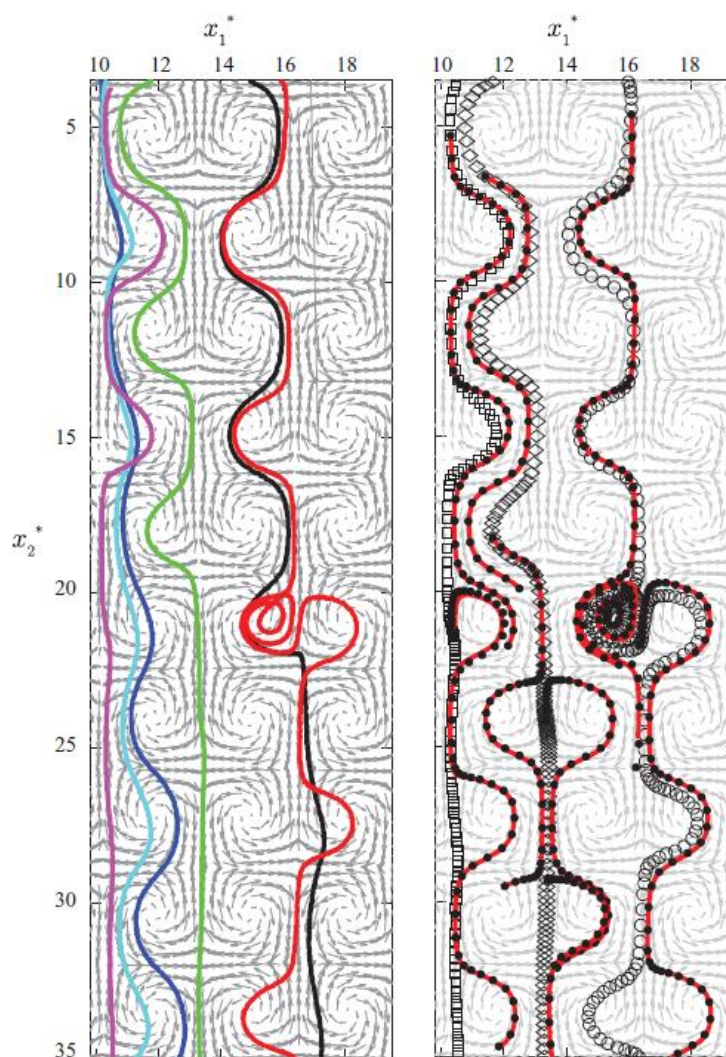


FIGURE I.29 – *Trajectoires de particules dans un écoulement tourbillonnaire : a) Expériences avec  $Re_f = 7$ ,  $W = 0.6$ ,  $Re_p = 0.7$  et  $St = 0.05$ . b) Comparaison avec l'équation proposée par GATIGNOL (1983) et M. MAXEY (1987) en prenant une traînée non linéaire sur les particules. (source : BERGOUGNOUX et al. (2014))*

corrélation de Schiller-Naumann est la mieux adaptée puisqu'elle reproduit la trajectoire de la particule observée expérimentalement. Dans un écoulement non-uniforme et à faible vitesse, il est donc possible de calculer la trajectoire d'une particule ( $Re_p < 0.1$ ) injectée à n'importe quel endroit de l'écoulement en utilisant l'équation de BBO ou des modèles basés sur cette équation à condition d'avoir le champ de vitesses en tout point de cet écoulement.

### I.3.3.2 Particule isolée ou suspension de particules dans un écoulement en présence d'obstacle

Le comportement de particules monodisperses et isodenses dans le sillage d'un cylindre a été récemment traité par HADDADI, SHOJAEI-ZADEH, CONNINGTON *et al.* (2014). Cette étude essentiellement numérique est focalisée sur la zone de recirculation formée à l'arrière du cylindre en microfluidique pour des nombres de Reynolds allant de 10 à 300 et basée sur la méthode de Lattice Boltzmann<sup>7</sup>.

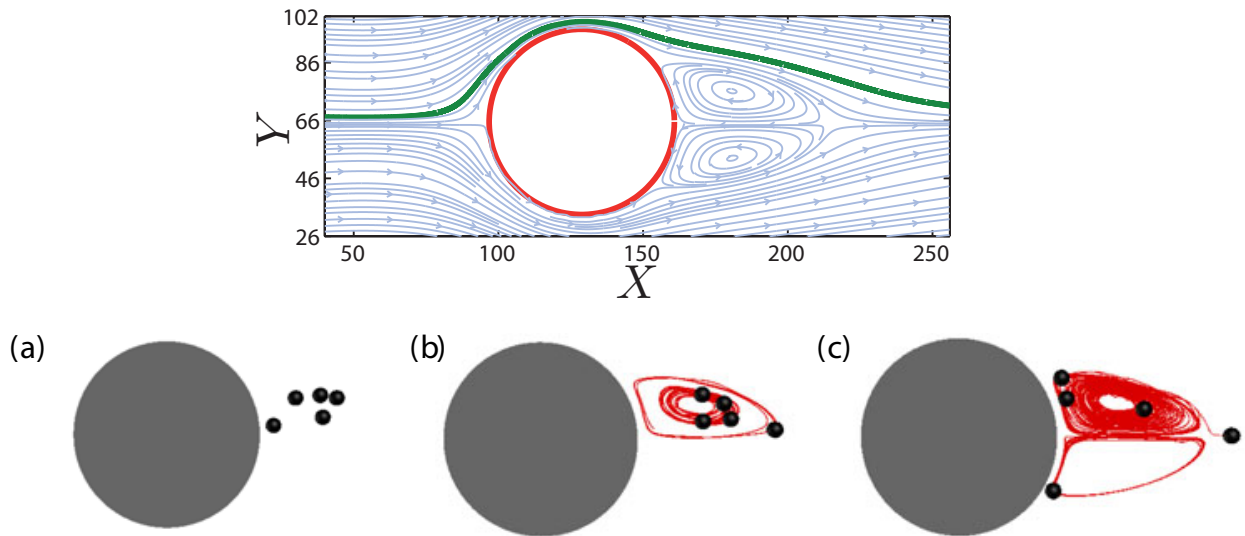


FIGURE I.30 – *Trajectoire(s) suivie(s) par une (image en haut) ou plusieurs (image du bas) particules au passage d'un cylindre.* HADDADI, SHOJAEI-ZADEH, CONNINGTON *et al.* (2014).

Les auteurs ont observé que lorsqu'une particule isolée est lâchée dans l'écoulement en amont d'un cylindre, celle-ci le contourne sans être entraînée dans le sillage (figure I.30 en haut). En revanche, lorsqu'une particule isolée est injectée à l'intérieur du sillage, elle y reste piégée. Dans le cas où plusieurs particules sont injectées à l'intérieur du sillage, elles seront piégées dans ce dernier (figure I.30 en bas). Plus le nombre de Reynolds augmente, plus cette zone se vide de particules. En effet, le sillage de chacune de ces particules modifie et perturbe les lignes de courant dans la zone de recirculation, ce qui altère le déplacement des autres particules en les poussant soit à changer de tourbillon, soit à se détacher de cette zone si le nombre de Reynolds est suffisamment grand.

7. Une méthode de simulation mésoscopique pour le calcul d'un écoulement incompressible avec des particules solides en suspension, donnant une précision du second ordre. Cette méthode évite la discontinuité du gradient de vitesse du fluide aux limites des particules.

Une autre étude d'écoulement d'une suspension diluée autour d'obstacles de formes circulaire et carrée, menée récemment en microfluidique par le même groupe d'auteurs HADDADI, SHOJAEI-ZADEH et MORRIS (2016), montre le dépeuplement en particules de ce sillage pour des valeurs de Reynolds relativement faibles ( $Re_f = 17$ ) (figure I.31 (c) et I.31 (f)).

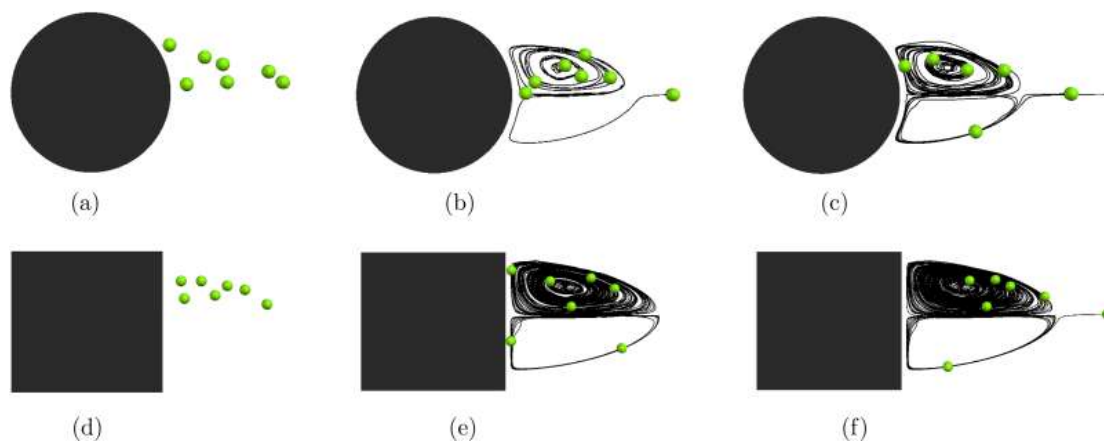


FIGURE I.31 – *Comparaison entre le sillage d'un cylindre et celui d'un cube pour  $Re_f = 17$  en simulant des particules injectées dans le sillage de chacun de ces deux obstacles.* HADDADI, SHOJAEI-ZADEH et MORRIS (2016).

Les auteurs se sont intéressés au comportement d'une particule isolée, de petits groupes de particules, et à une suspension diluée de particules. Les résultats montrent qu'une particule isolée à l'intérieur du sillage présente un mouvement vers un cycle limite à la périphérie du sillage. L'augmentation de la masse volumique des particules ou de leur taille les pousse à sortir du sillage sans passer par cette position d'équilibre. Dans le cas des suspensions isodenses, une caractérisation de la cinétique de "dépeuplement" du tourbillon en fonction de la forme de l'obstacle, du rapport de densité entre les particules et le fluide et du rapport des longueurs entre la taille des particules et celle de l'obstacle, a été menée. Bien que les interactions entre les particules favorisent le dépeuplement du sillage, les résultats indiquent que les fluctuations générées par ces interactions peuvent contribuer à leur piégeage dans le sillage. Cette étude numérique est réalisée dans une conduite non confinée, où l'obstacle est placé loin des parois pour pouvoir simplifier le problème en négligeant l'effet de bord sur l'écoulement.

La majorité des études expérimentales ou numériques réalisées sur les écoulements autour d'un obstacle se focalisent sur ce qui se passe en aval de l'obstacle et très peu d'études portent sur le comportement de l'écoulement en amont de celui-ci, la zone touchée par le colmatage dans les générateurs de vapeur. Dans le cadre de cette thèse, nous allons étudier expérimentalement le comportement des particules au passage de deux formes d'obstacles (une marche et un cylindre de section carrée) et ce dans une configuration relativement confinée, pour des nombres de Reynolds plus importants que ceux qui ont été étudiés jusque-là sur le comportement de suspension de particules au passage d'un obstacle.

Le dispositif expérimental et les techniques qui ont été utilisés pour étudier les trajectoires de particules au passage d'un obstacle en régime laminaire sont présentés dans le prochain chapitre.

# Systeme experimental

Ce chapitre est consacré à la description du premier dispositif expérimental qui a été mis en place pour l'étude des trajectoires des particules autour d'obstacle en régime laminaire. Dans la première partie, nous présentons l'analyse dimensionnelle liée à la conception de ce nouveau dispositif expérimental, ainsi que les principales grandeurs physiques et géométriques nécessaires à son dimensionnement. Une description détaillée de la section d'essai et des techniques expérimentales utilisées est donnée dans la deuxième et la troisième partie. Ce chapitre se termine par les premiers résultats de caractérisation de l'écoulement qui nous ont permis de valider le dimensionnement du dispositif expérimental et les différents éléments du montage.

## Sommaire

---

<b>II.1 Analyse dimensionnelle et grandeurs physiques</b> . . . . .	<b>64</b>
II.1.1 Analyse dimensionnelle . . . . .	64
II.1.2 Principales grandeurs physiques dans un générateur de vapeur . . . . .	67
<b>II.2 Dispositif expérimental</b> . . . . .	<b>69</b>
II.2.1 Particules . . . . .	69
II.2.2 Fluide . . . . .	70
II.2.3 Montage . . . . .	73
<b>II.3 Techniques expérimentales</b> . . . . .	<b>78</b>
II.3.1 Particle Image Velocimetry (PIV) . . . . .	78
II.3.2 Particle Tracking (PT) . . . . .	82
<b>II.4 Caractérisation de l'écoulement</b> . . . . .	<b>84</b>
II.4.1 Stationnarité . . . . .	84
II.4.2 Longueur d'établissement . . . . .	87
II.4.3 Zones de recirculation autour d'obstacle . . . . .	90

---

## II.1 Analyse dimensionnelle et grandeurs physiques

Au sein du générateur de vapeur, les conditions de température et de pression ne sont pas homogènes mais varient dans tout le volume. Il est donc impossible de caractériser le fluide secondaire avec des valeurs moyennes. Dans ce qui suit, les données que nous allons présenter sont celles mesurées ou déduites de mesures indirectes, sur l'installation COLENTEC lors d'essais réalisés en 2015. Dans la suite de ce chapitre et de cette étude, le fluide sera en phase liquide à la température ambiante et à la pression atmosphérique.

### II.1.1 Analyse dimensionnelle

Avec cette simplification des conditions expérimentales, le fluide est caractérisé par sa masse volumique  $\rho_f$ , sa viscosité dynamique  $\mu$  et sa vitesse moyenne  $u_0$ . Les particules sont supposées sphériques, monodisperses de rayon  $a_p$  et de masse volumique  $\rho_p$ . S'il existe un écart de masse volumique entre le fluide et les particules, celles-ci sédimentent dans le fluide sous l'effet de la gravité  $\|\mathbf{g}\|$ . La dernière grandeur dans ce problème est le diamètre hydraulique  $d_h$  de l'écoulement.

Nous sommes donc face à sept grandeurs physiques et trois dimensions indépendantes : la masse  $[M]$ , la longueur  $[L]$  et le temps  $[T]$ , qui sont résumées dans le tableau II.1. D'après le théorème de Vaschy-Buckingham (VASCHY (1892)), ou théorème II, si une équation met en jeu  $n$  variables physiques qui dépendent de  $k$  unités fondamentales indépendantes, alors il existe une équation équivalente mettant en jeu  $n - k$  variables sans dimensions construites à partir des grandeurs physiques.

Tableau II.1 – Récapitulatif des principales grandeurs physiques et géométriques de cette étude

	Grandeurs physiques	Dimensions
Fluide	$\rho_f$	$[ML^{-3}]$
	$\mu$	$[ML^{-1}T^{-1}]$
	$u_0$	$[LT^{-1}]$
Particules	$a_p$	$[L]$
	$\rho_p$	$[ML^{-3}]$
Longueur caractéristique	$d_h$	$[L]$
Accélération de la pesanteur	$\ \mathbf{g}\ $	$[LT^{-2}]$



Il est donc possible de définir quatre (7 - 3) paramètres sans dimensions pour caractériser le problème étudié, à savoir :

- Le rapport des longueurs,  $P$ , entre le rayon de la particule  $a_p$  et le diamètre hydraulique  $d_h$  :

$$P = \frac{a_p}{d_h}$$

Ce rapport ne peut pas être supérieur à l'unité. Si  $P$  est très inférieur à 1, nous pourrions considérer que les particules sont ponctuelles.

- Le rapport des masses volumiques,  $R$ . Comme nous le verrons dans le chapitre 3 et plus particulièrement dans l'annexe A, après avoir adimensionné l'équation du mouvement de la particule, ce rapport s'écrit :

$$R = \frac{\rho_f}{\rho_p + \rho_f/2}$$

Quand la particule est plus dense que le fluide,  $R$  est inférieur à 2/3, c'est le cas aérosol dans les études de M. MAXEY (1987). Dans le cas où la masse volumique du fluide est égale à celle des particules, ce rapport vaut 2/3, c'est le cas isodense dans lequel nous avons fait la grande partie de cette étude.

- Le rapport des vitesses,  $W$ , compare la vitesse de sédimentation de la particule à la vitesse moyenne du fluide  $u_0$ . L'expression retenue pour la vitesse de sédimentation de la particule est celle de la vitesse de Stokes  $v_{St}$ .  $W$  s'écrit :

$$W = \frac{v_{St}}{u_0}$$

Lorsque  $W$  tend vers zéro, cela indique que la vitesse de la particule est celle de l'écoulement puisque  $v_{St}$  est négligeable devant  $u_0$ . Lorsque  $W$  est supérieur à 1, la sédimentation domine et la particule chute en étant faiblement perturbée par l'écoulement.

- Le nombre de Stokes,  $St$ , qui permet de déterminer le comportement d'une particule dans un fluide et d'indiquer si cette particule se comporte comme un traceur de l'écoulement. Comme nous le verrons dans le chapitre 3 et plus particulièrement dans l'annexe A, après avoir adimensionné l'équation du mouvement de la particule, l'expression de  $St$  est :

$$St = \frac{2}{9} (\rho_p + \rho_f/2) \frac{a_p^2 u_0}{\mu d_h}$$

Lorsque  $St$  est très petit devant 1, les particules suivent les lignes de courant du fluide et contournent les obstacles. En régime inertiel,  $St \gg 1$ , la particule est entraînée par son inertie ; elle se détache facilement des lignes de courant lorsque celles-ci changent de

direction ; la particule peut percuter l'obstacle.

Le tableau II.2 résume les expressions des quatre paramètres adimensionnés décrits ci-dessus.

Tableau II.2 – Récapitulatif des paramètres sans dimensions utilisés dans cette étude

Nombre adimensionné	Expression
$W$	$\frac{2(\rho_p - \rho_f)a_p^2 g}{9\mu u_0}$
$St$	$\frac{2}{9}(\rho_p + \rho_f/2)\frac{a_p^2 u_0}{\mu d_h}$
$R$	$\frac{\rho_f}{\rho_p + \rho_f/2}$
$P$	$\frac{a_p}{d_h}$

En combinant ces 4 nombres sans dimensions ( $W$ ,  $St$ ,  $R$ , et  $P$ ), deux nombres sans dimensions peuvent être déduits :

- le nombre de Reynolds de l'écoulement  $Re_f$  qui caractérise le régime d'écoulement dans la conduite (visqueux, laminaire ou turbulent) :

$$Re_f = \frac{u_0 \rho_f d_h}{\mu} = \frac{9}{2} St \frac{R}{P^2}$$

- le nombre de Reynolds particulaire  $Re_p$  défini avec la vitesse de sédimentation de la particule  $v_{St}$  ou avec la vitesse du fluide  $u_0$  dans le cas isodense :

$$Re_p = \begin{cases} \frac{v_{St} \rho_f a_p}{\mu} = \frac{9}{2} St W \frac{R}{P} & \rho_p \neq \rho_f \\ \frac{u_0 \rho_f a_p}{\mu} = \frac{9}{2} St \frac{R}{P} & \rho_p \approx \rho_f \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

Intéressons nous maintenant aux valeurs des grandeurs physiques évoquées ci-dessus dans le circuit secondaire d'un générateur de vapeur avant de poursuivre avec celles du cas simplifié étudié dans cette thèse. Le but est de calculer les nombres sans dimension correspondant à chacun de ces deux cas, réel et simplifié afin d'évaluer l'analogie entre les deux.

## II.1.2 Principales grandeurs physiques dans un générateur de vapeur

L'écoulement présent dans le générateur de vapeur est un écoulement triphasique : l'eau du circuit secondaire est à l'état liquide et gazeux et transporte des particules (majoritairement de la magnétite). Le fluide est caractérisé par une masse volumique effective  $\rho_{eff}$ , une viscosité dynamique effective  $\mu_{eff}$  à une température  $T$  et une pression  $P$  données et arrive à une vitesse  $u_0$  fixée par la pompe secondaire.

Pour simplifier le problème, les particules solides présentes dans le circuit secondaire sont supposées sphériques de diamètre,  $2a_p$ , compris entre  $0.1 \mu m$  et  $10 \mu m$ , ayant une masse volumique  $\rho_p \sim 5180 \text{ kg.m}^{-3}$  et une vitesse de sédimentation  $v_{St}$ .

Pour estimer le nombre de Reynolds de l'écoulement, la longueur caractéristique utilisée est le diamètre hydraulique  $d_h$ . Sa définition est liée à la géométrie au niveau des tubes (figure II.1 b). Au passage de la plaque entretoise, c'est le rapport de quatre fois la surface hachurée schématisée à la figure II.1 c) et du périmètre mouillé représenté par le contour bleu de cette même surface.

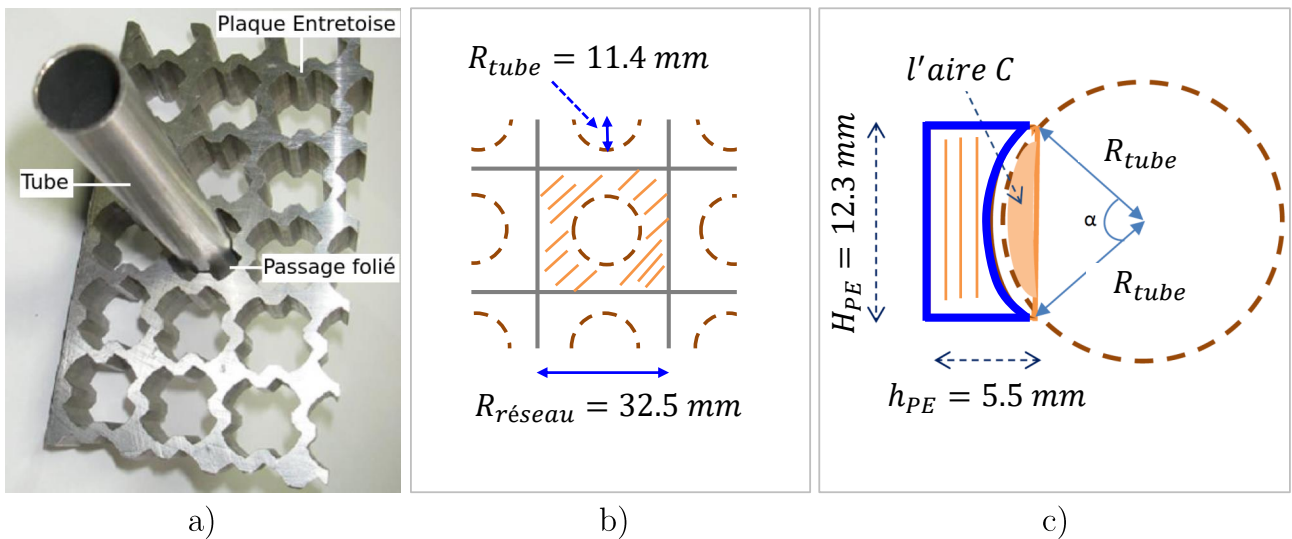


FIGURE II.1 – *Calcul du diamètre hydraulique dans le générateur de vapeur : a) Plaque entretoise traversée par un tube. Schéma pour le calcul des diamètres hydrauliques dans le générateur de vapeur : b)  $d_h$  entre deux plaques entretoises, et c)  $d_{ha}$  au niveau du passage folié.*

Cette section se rapproche d'une section carrée, c'est pourquoi nous avons choisi de travailler avec une conduite, elle aussi de section carrée, ce qui facilitera également la visualisation. Le tableau II.3 résume les valeurs ou intervalles des grandeurs physiques et géométriques que nous retrouvons sur l'installation COLENTEC, par exemple lors des essais de 2015. Ce tableau montre les différents paramètres pouvant impacter le dépôt de particules au niveau des plaques

entretoises d'un point de vue hydrodynamique.

Tableau II.3 – Récapitulatif des grandeurs géométriques et des conditions nominales de fonctionnement mesurées ou calculées à partir des essais réalisés sur COLENTEC en 2015.

	Paramètres	COLENTEC 2015
Fluide : eau + vapeur	$T_{CS}(\text{°C})$	250
	$P_{CS}(\text{bar})$	57
	Taux de vide	0 à 0.90
	$pH$	9.2
	$\rho_{f_{eff}} (kg.m^{-3})$	30 à 800
	$\mu_{eff} (Pa.s)$	$10^{-5}$ à $10^{-4}$
	$u_0 (m.s^{-1})$	3.2
Particules	$a_p (\mu m)$	$0.05 \leq a_p \leq 5$
	$\rho_p (kg.m^{-3})$	$\sim 5180$
Diamètres hydrauliques	$d_h (m)$	$24.2 \cdot 10^{-3}$

Les paramètres, que nous avons choisis de faire varier dans cette étude, sont : la vitesse du fluide et donc  $Re_f$ , la concentration des particules dans l'écoulement, la géométrie de l'obstacle. La phase vapeur est négligée dans cette étude. Nous avons donc un écoulement diphasique composé de liquide et de particules solides qui sont injectées à différents endroits dans l'écoulement. Pour l'ensemble des essais réalisés, la température et la pression sont maintenues constantes dans les conditions atmosphériques. Avec ces valeurs, nous pouvons estimer les ordres de grandeurs des nombres sans dimensions définis dans l'analyse dimensionnelle, voir tableau II.4.

Tableau II.4 – Nombres sans dimension calculés en considérant les conditions d'essais de COLENTEC 2015, résumées dans le tableau II.3.

Nombre adimensionné	Valeur et intervalle
$W$	$7 \cdot 10^{-8} - 9 \cdot 10^{-3}$
$St$	$4 \cdot 10^{-6} - 4 \cdot 10^{-1}$
$R$	$6 \cdot 10^{-3} - 1.4 \cdot 10^{-1}$
$P$	$2 \cdot 10^{-6} - 2 \cdot 10^{-4}$
$Re_f$	$2 \cdot 10^5 - 6 \cdot 10^5$
$Re_p$	$10^{-7} - 4 \cdot 10^{-1}$

Dans la suite de ce chapitre, nous allons décrire le fluide, les particules et la géométrie du tube que nous avons utilisés, avant de calculer les nombres sans dimensions qui en découlent, et de faire l'analogie entre notre étude et les valeurs du tableau II.4.

## II.2 Dispositif expérimental

Nous souhaitons dans une première phase de cette thèse étudier le comportement de particules dans les zones de recirculation autour d'un obstacle, dans un tube vertical de section carrée, en régime d'écoulement laminaire. Nous justifierons dans le chapitre 3, dédié à la modélisation de la trajectoire d'une particule, le choix de ce régime d'écoulement. Cependant, le choix des particules, celui du fluide et le dimensionnement de ce dispositif ont été faits pour être représentatifs en terme de  $W$ ,  $St$ ,  $P$  et  $Re_p$ , des essais menés sur COLENTEC 2015. Le seul paramètre sur lequel nous avons fait des concessions est le rapport des masses volumiques  $R$  afin de pouvoir entraîner les particules dans les zones de recirculation de l'écoulement avec la gamme de vitesse  $u_0$  du fluide correspondant au régime laminaire.

### II.2.1 Particules

Les particules de magnétite ne sont pas utilisées dans cette étude, car nous souhaitons nous affranchir des forces d'attraction magnétiques, et les tailles que l'on retrouve sur COLENTEC ou dans les données EDF n'étaient pas compatibles avec un système de visualisation permettant de suivre individuellement les trajectoires des particules dans les zones de recirculation. Notre choix s'est donc porté sur des particules sphériques (figure II.2) de polystyrène (Dynoseeds TS500, Microbeads) de rayon de  $a_p = 250 \pm 20 \mu m$  et de masse volumique  $\rho_p = 1050 \pm 2 kg.m^{-3}$ .

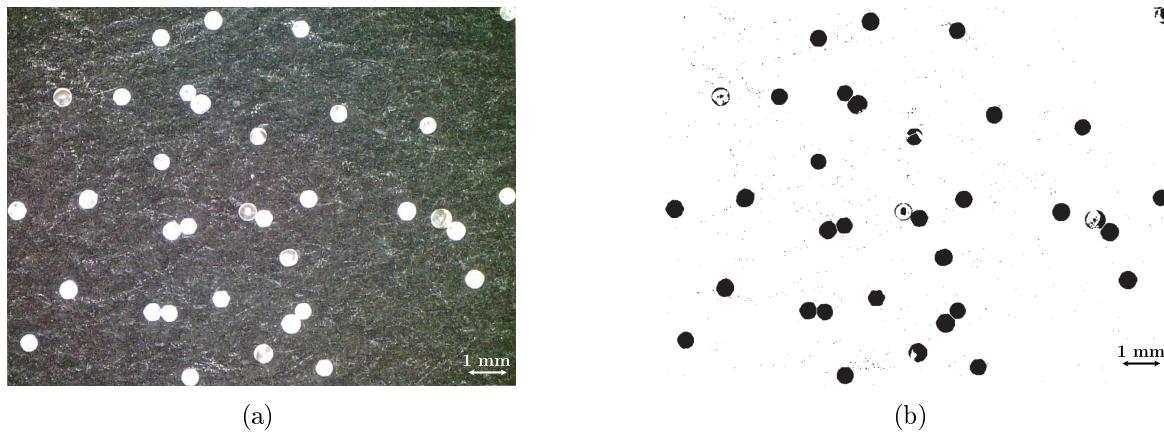


FIGURE II.2 – *Traitement d'image pour mesurer la taille des particules de polystyrène : (a) Image brute d'un échantillon de billes prise avec un microscope ; (b) image binarisée et seuillée sous ImageJ®.*

Celles-ci ont d'abord été tamisées pour obtenir un ensemble le plus monodisperse possible. Pour avoir une meilleure estimation de la distribution granulométrique des particules, cette dernière est mesurée à l'aide d'une macro existante sous ImageJ®<sup>1</sup>.

1. <https://imagej.nih.gov/ij/>, logiciel libre de traitement et d'analyse d'images développé par les NIH (National Institutes of Health), écrit en Java.

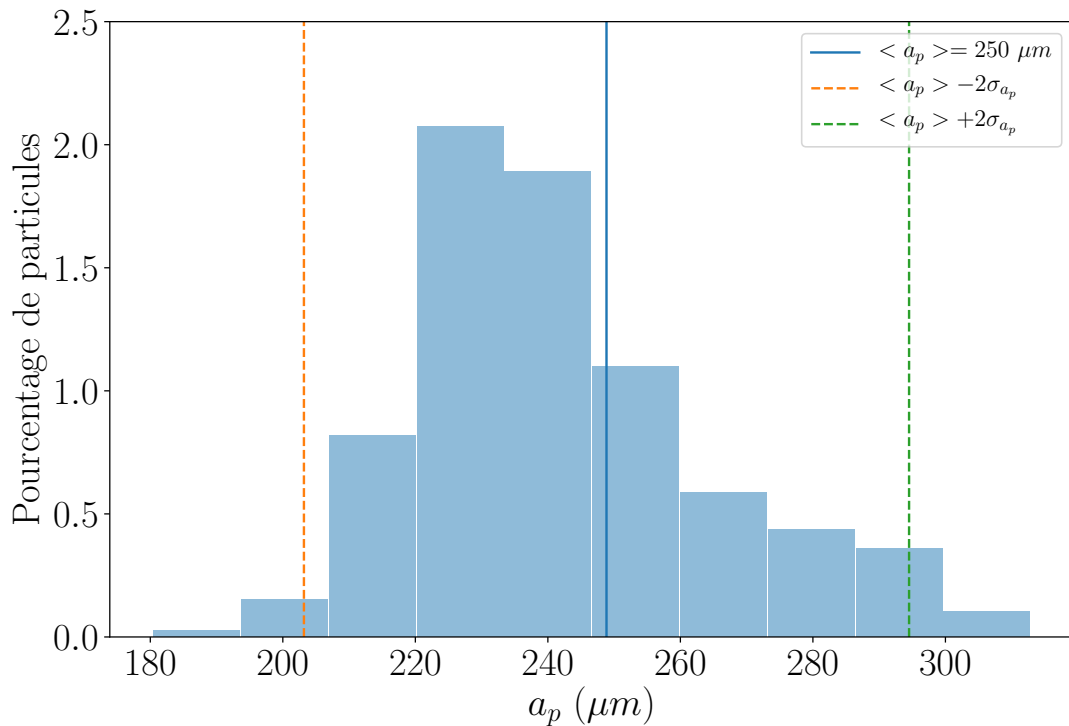


FIGURE II.3 – *Distribution granulométrique des particules de polystyrène après tamisage* : pourcentage des particules en fonction du rayon  $a_p$ . En trait continu, la valeur du rayon moyen  $\langle a_p \rangle$  des particules.

Une fois que l'image capturée avec le microscope *Mighty Scope 5M Digital Microscope* (figure II.2 (a)) est binarisée et seuillée (figure II.2 (c)) sous ImageJ<sup>®</sup>, on mesure la taille de chacune des particules. Les résultats obtenus sont représentés à la figure II.3. Sur cet échantillon d'environ 300 billes, la polydispersité ( $\sigma_{a_p} / \langle a_p \rangle$ ) est de 6,5% (avec  $\sigma_{a_p}$  l'écart-type et  $\langle a_p \rangle$  le rayon moyen de la particule).

## II.2.2 Fluide

Nous avons ensuite cherché une solution ayant la même masse volumique que celle des particules de polystyrène  $\rho_f \approx 1050 \text{ kg.m}^{-3}$ . Cette solution doit également être stable dans le temps afin de ne pas avoir de variation sur une campagne de mesures de plusieurs jours. Pour ce faire, quatre solutions aqueuses ont été préparées avec différentes proportions d'acide citrique, de glycérol, de sorbitol et de saccharose. La masse volumique et la viscosité dynamique de chacune de ces solutions sont présentées dans le tableau II.5. Pour savoir avec laquelle de ces solutions l'hypothèse d'isodensité est vérifiée, nous avons introduit des particules de polystyrène peintes avec de l'encre de Chine. La figure II.4 montre chacune de ces suspensions après avoir mélangé et laissé sédimenter 48 heures. Les particules sont encore en suspension dans le flacon n°4. Cette solution aqueuse avec le saccharose ( $\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11}$ ) a été réalisée avec 13.5% de saccharose

et 85.5% d'eau distillée. Non seulement le mélange est facile à préparer et à manipuler, mais il est de plus sans risque pour les différents constituants du montage et l'expérimentateur.

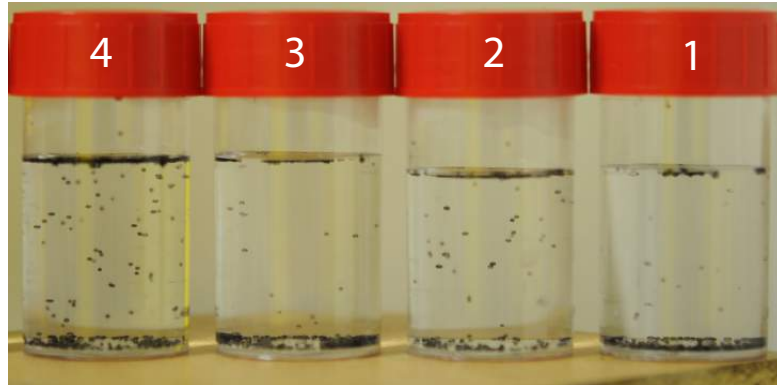


FIGURE II.4 – *Différentes solutions aqueuses testées, avec à l'intérieur des particules de polystyrènes peintes en noir : solution avec (1) de l'acide citrique, (2) du glycérol, (3) du sorbitol et (4) du saccharose.*

Tableau II.5 – *Propriétés des quatre solutions aqueuses testées à  $T = 23 \pm 1^\circ\text{C}$ , avec en pourcentage (%) la proportion du soluté.*

Solution aqueuse	%	Masse volumique ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	Viscosité ( $\text{mPa.s}$ )
Acide citrique (1)	13	$1051 \pm 2$	$1.5 \pm 0.1$
Glycérol (2)	22	$1048 \pm 2$	$1.7 \pm 0.1$
Sorbitol (3)	14	$1052 \pm 2$	$1.4 \pm 0.1$
<b>Saccharose (4)</b>	<b>13.5</b>	<b><math>1051 \pm 2</math></b>	<b><math>1.2 \pm 0.1</math></b>

La masse volumique du mélange a été mesurée avec le densimètre portable *DMA 35 d'Anton-Paar* et vaut  $\rho_f = 1051 \pm 2 \text{ kg.m}^{-3}$  à  $T = 23 \pm 1^\circ\text{C}$ . La figure II.5 (a) montre l'évolution de la masse volumique du mélange en fonction de la concentration massique en saccharose  $\phi_m$  (%) à  $T = 23 \pm 1^\circ\text{C}$ , jusqu'à la saturation à  $\approx 67\%$ .

La viscosité dynamique, elle, a été mesurée avec le rhéomètre *Physica MCR501 d'Anton-Paar* en imposant différents taux de cisaillement, entre  $1 \text{ s}^{-1}$  et  $1000 \text{ s}^{-1}$  afin de vérifier que ce fluide est Newtonien. D'autre part, nous avons caractérisé son évolution avec la concentration massique en saccharose ( $\phi_m$  (%)) comme présenté dans la figure II.5 (b). À la température du laboratoire  $T = 23 \pm 1^\circ\text{C}$ , la viscosité dynamique de ce mélange est approximativement celle de l'eau jusqu'à une concentration de l'ordre de 20% à partir de laquelle celle-ci augmente jusqu'à atteindre 50 fois celle de l'eau pour une concentration égale à 60%.

Ces deux grandeurs sont très sensibles à la température ; nous avons constaté une variation de  $\pm 2 \text{ kg.m}^{-3}$  sur la masse volumique et de  $\pm 0.3 \text{ mPa.s}$  sur la viscosité dynamique, pour une

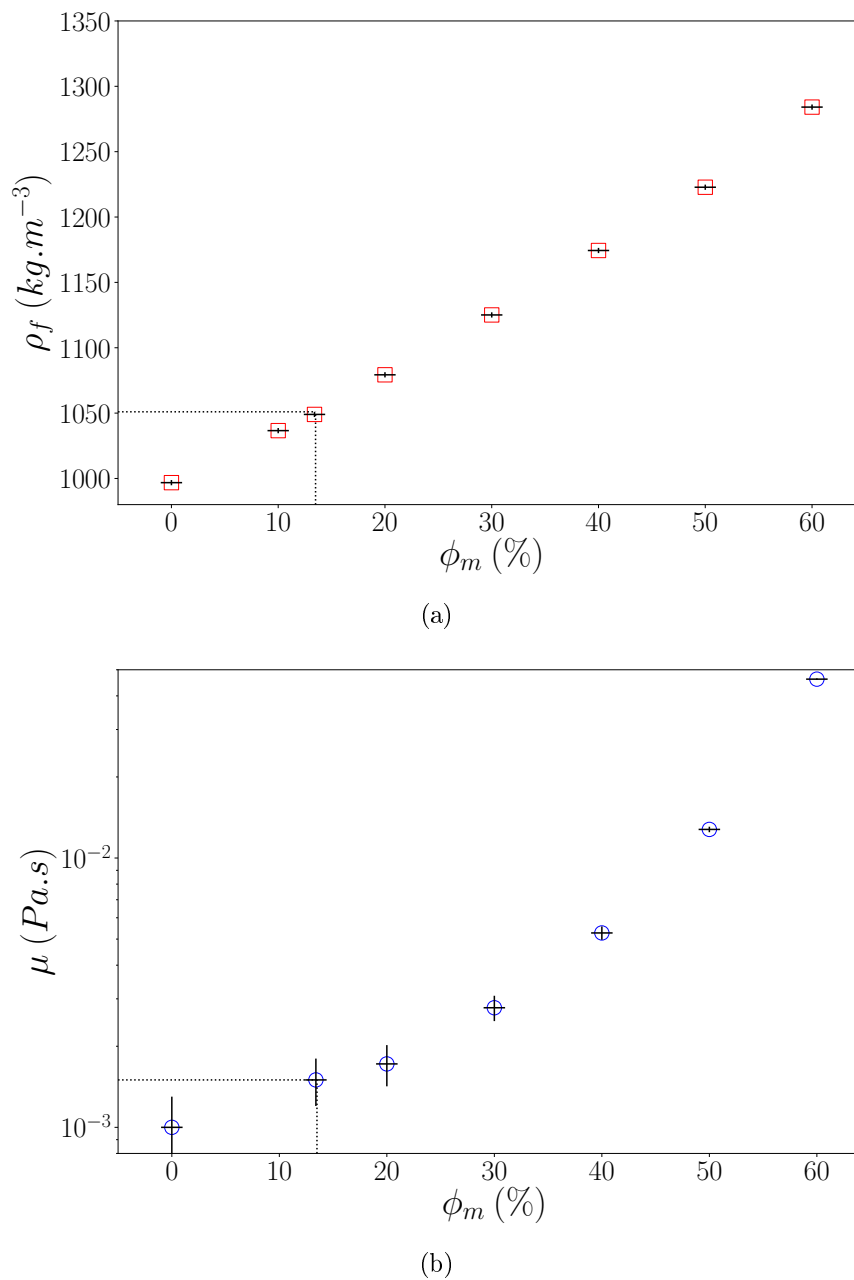


FIGURE II.5 – Évolution en fonction de la concentration massique en saccharose  $\phi_m$  (%) de (a) la masse volumique  $\rho_f$  et de (b) la viscosité dynamique  $\mu$  du mélange (eau + saccharose). L'intersection des traits en pointillés pour chacun des graphes représente la masse volumique et la viscosité dynamique du mélange, pour la concentration massique en saccharose de 13.5% utilisée dans cette étude, à  $T = 23 \pm 1^\circ C$ .

variation de  $\pm 1^\circ C$  de la température de la pièce lors des essais. Cela nous a amené à faire une mesure en début et en fin de chaque essai et à prendre la valeur moyenne de la masse volumique et de la viscosité correspondantes.



### II.2.3 Montage

Le dispositif expérimental consiste en un tube transparent de section carrée dans lequel le fluide circule de bas en haut. Ce tube est partiellement obstrué à mi-hauteur avec un obstacle amovible représentatif en terme d'encombrement d'une partie de la plaque entretoise. Les particules de polystyrène sont injectées dans l'écoulement, soit en bas du tube, soit au niveau de l'obstacle.

#### II.2.3.1 Dispositif

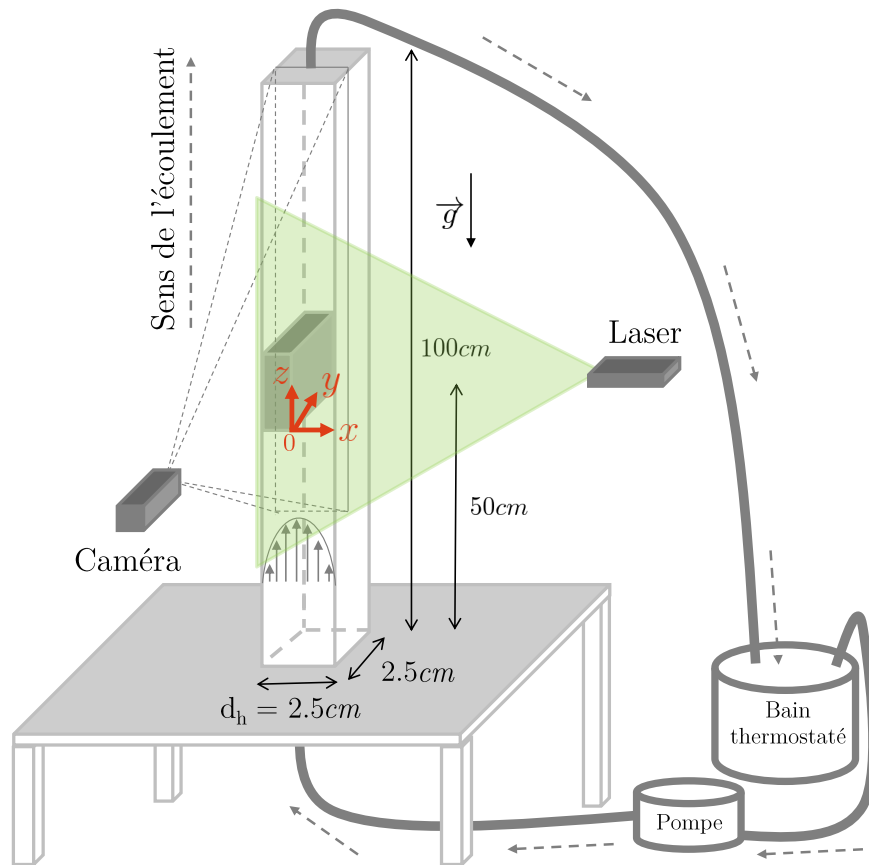


FIGURE II.6 – *Vision globale du dispositif expérimental avec la marche comme obstacle* : l'écoulement est ascendant, il est aspiré du bain thermostaté par la pompe vers le tube. En sortie du tube, le fluide revient dans le bain thermostaté. L'obstacle est placé à 50 cm de l'entrée. Un laser vient éclairer le plan  $y^* = 0.5$ , au centre de la conduite, qui est imagé avec une caméra placée perpendiculairement.

Les éléments principaux de ce dispositif apparaissent sur la figure II.6. Le tube est en PMMA transparent, de section carrée, de 2.5 cm de côté et 100 cm de hauteur. Le diamètre hydraulique  $d_h$  correspondant sera égal à 2.5 cm. Nous avons choisi une section carrée afin de se rapprocher le plus possible de la configuration réelle (figure II.1), mais aussi de simplifier la visualisation et d'éviter les corrections géométriques.

À mi-hauteur, le tube est partiellement obstrué par un obstacle amovible représentant une partie de la plaque entretoise. Le choix de l'emplacement de l'obstacle n'est pas arbitraire, il est placé au-delà de la longueur d'établissement  $L_{entry}$  de l'écoulement correspondant à la vitesse maximale d'entrée du fluide  $u_0$ , accessible avec ce dispositif. L'obstacle est alors inséré à  $50\text{ cm}$ , soit à  $20d_h$  de l'entrée du tube. Une zone de  $7\text{ cm}$  de hauteur, à l'entrée du tube, remplie de billes de différentes tailles permet d'homogénéiser l'écoulement et d'éliminer les perturbations et les bulles créées par la pompe. Cette partie du tube est représentée dans la figure II.8 a), sans les particules. L'entrée de la pompe plonge dans un bain thermostaté dans lequel est vidé le fluide en sortie du tube (figure II.6). Le bain thermostaté assure, avec la climatisation de la pièce, le maintien de la température du fluide à  $\sim 23^\circ\text{C} \pm 1^\circ\text{C}$ .

### II.2.3.2 Variation de la vitesse du fluide

Afin d'étudier des écoulements dans une gamme de nombres de Reynolds allant de 20 à 2000 et d'assurer un écoulement ascendant à l'intérieur du tube, nous avons été amenés à utiliser deux pompes ayant des gammes de débits différentes, suivant la vitesse de l'écoulement désirée. La première pompe à pistons *FMI LAB PUMP MODEL QD* réversible garantit une gamme de débit allant jusqu'à  $485\text{ ml}\cdot\text{min}^{-1}$ , soit un nombre de Reynolds du fluide de l'ordre de 300. La deuxième pompe *ISMATEC/MV-PUMPSYSTEM*, également à pistons, couvre une gamme de débits plus importants allant jusqu'à  $q_{v_{max}} = 1500\text{ ml}\cdot\text{min}^{-1}$ , soit un nombre de Reynolds du fluide d'environ 2000. La figure II.7 montre les gammes des vitesses et de nombres de Reynolds accessibles avec ces deux pompes en utilisant une solution aqueuse plus ou moins concentrée en saccharose.

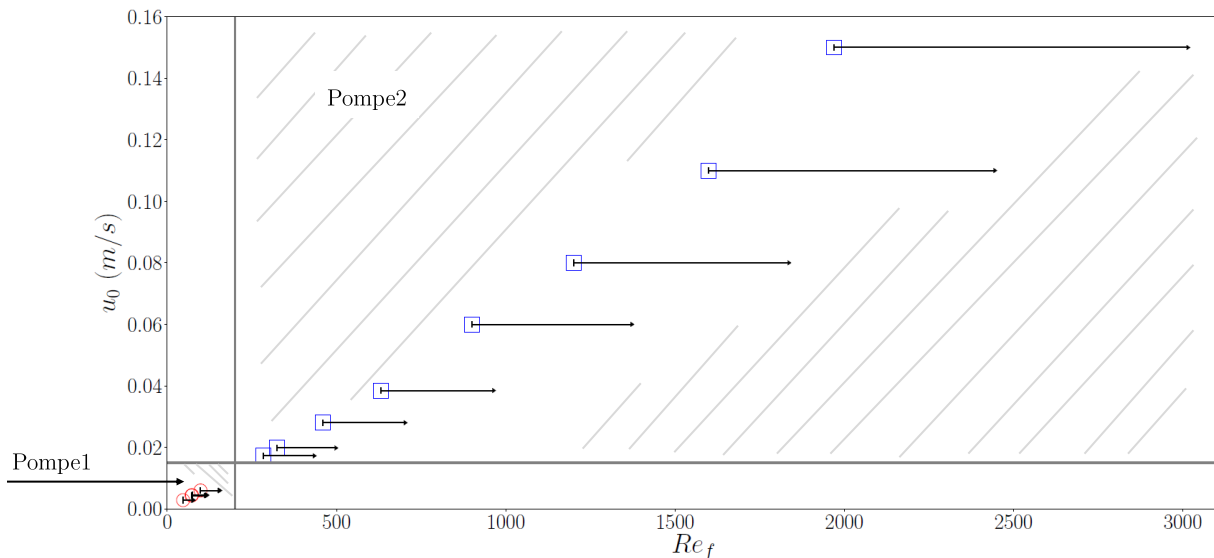


FIGURE II.7 – *Calibration des deux pompes utilisées pour les essais* :  $\rho_f = 1051 \pm 2\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$  et  $\mu = 1.2 \cdot 10^{-3} \pm 0.1\text{ Pa}\cdot\text{s}$  à  $T = 23 \pm 1^\circ\text{C}$ , les points (○) représentent ceux réalisés avec la pompe FMI et les points (□) ceux réalisés avec la pompe ISMATEC.

La calibration a été effectuée avec une balance et un chronomètre. Nous connaissons ainsi pour chaque réglage des deux pompes la vitesse  $u_0$  du fluide en entrée du tube, c'est-à-dire en bas du tube. L'erreur estimée sur les mesures de vitesse est d'environ  $\pm 10^{-2} \text{ cm.s}^{-1}$ . Pour chacune de ces vitesses représentée dans la figure II.7, la flèche indique la gamme de variation du nombre de Reynolds lorsque la concentration en saccharose passe de 13.5% à 0%. Autrement dit, avec ces pompes, les valeurs pouvant être atteintes en utilisant de l'eau ( $\rho_f = 998 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $\mu = 10^{-3} \text{ Pa.s}$ ) sont celles à la limite supérieure de chacune de ces flèches.

### II.2.3.3 Injection des particules

Le système d'injection de particules, à l'entrée du tube, représenté à la figure II.8, consiste en une tige ayant 5 trous de 2 mm de diamètre (soit  $8a_p$ ) régulièrement espacés. Ces trous permettent le passage de particules préalablement mises en suspension dans une seringue connectée à la tige. Les zones de recirculation en amont et en aval de l'obstacle sont de parfaites candidates pour le piégeage des particules. Cependant, les particules ne se retrouvent pas forcément à l'intérieur de ces zones pour les vitesses de l'écoulement considérées dans les expériences. C'est pourquoi nous avons injecté des particules à travers l'obstacle, à l'aide d'une tige ayant un seul trou et connectée à une seringue qui est insérée dans l'obstacle. Néanmoins, il s'est avéré délicat d'injecter les particules sans leur donner de vitesse initiale.

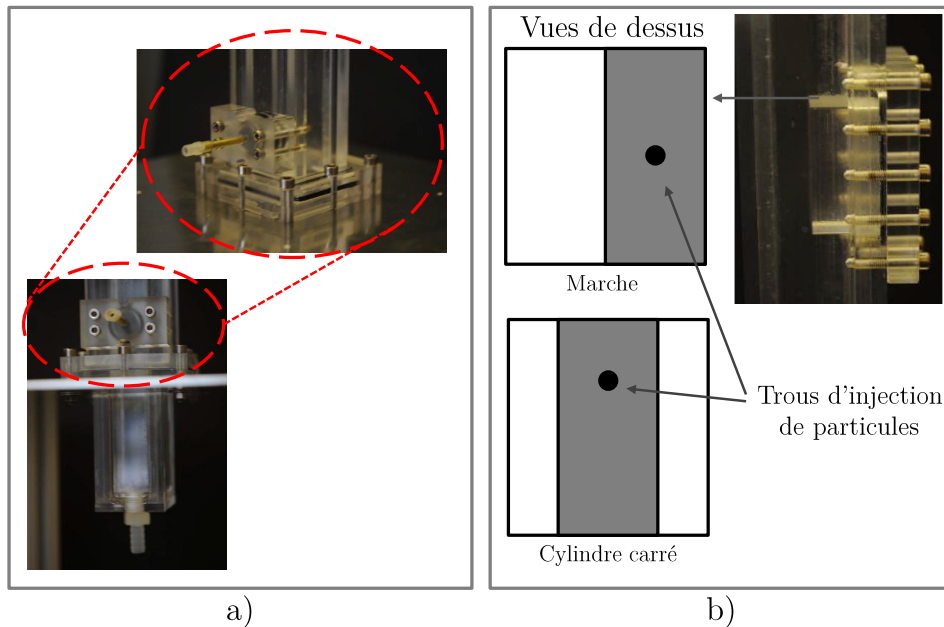


FIGURE II.8 – *Zoom sur quelques-uns des éléments constituant le dispositif expérimental* : a) l'entrée du tube avec un zoom sur le système d'injection à ce niveau ; b) la marche avec sa vue de dessus et vue de dessus du cylindre de section carrée avec l'emplacement des trous d'injection de particules au niveau des deux obstacles.

### II.2.3.4 Obstacles

Les expériences ont été réalisées avec les deux obstacles schématisés dans la figure II.9. Le premier est un parallélépipède de dimensions  $1.25 \times 2.5 \times 5 \text{ cm}^3$  (figures II.8 (b) et II.9 (a)), ce qui correspond à un volume de  $15.6 \text{ cm}^3$ . C'est une marche qui représente un cas d'étude académique pour les écoulements autour d'obstacle. Ainsi, une confrontation de nos résultats expérimentaux aux données issues de la littérature permettra une validation de la résolution des techniques de mesures. La valeur du taux d'encombrement au niveau de la marche est de  $BR = (2.5 \times 1.25)/2.5^2 = 0.5$  d'après l'équation I.3, c'est le rapport de la section de passage du fluide,  $d_h^2/2$ , et de la section du tube,  $d_h^2$ .

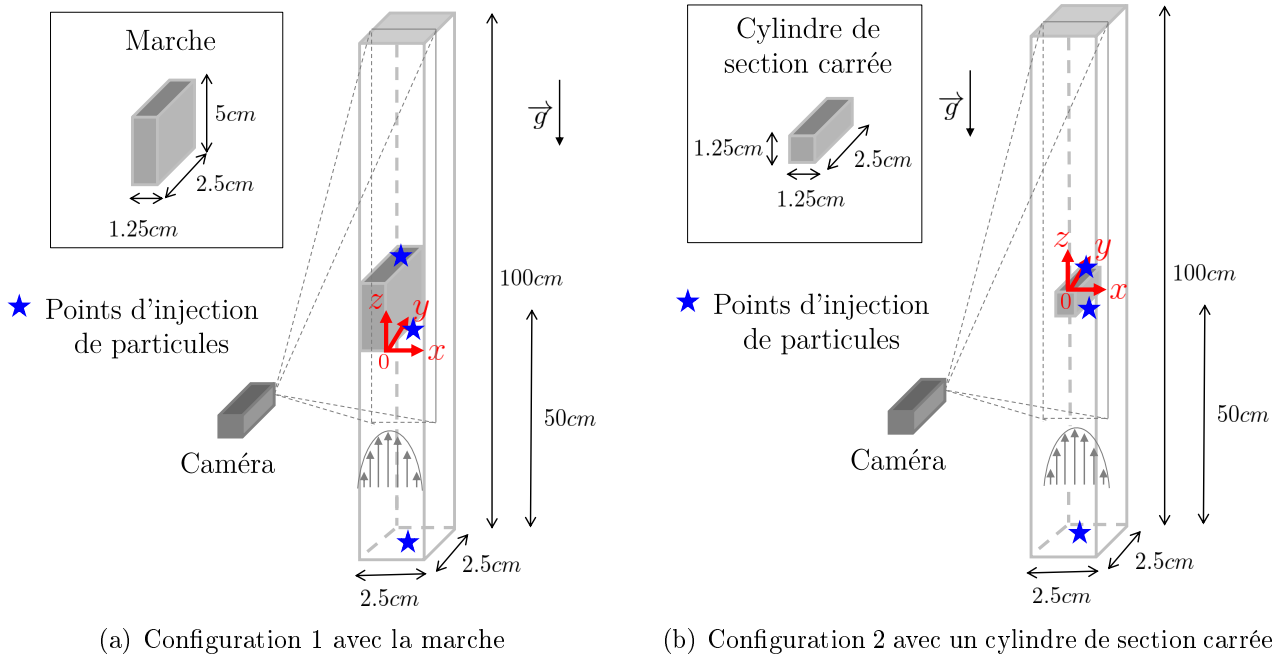


FIGURE II.9 – **Le montage avec les obstacles** : (a) la marche et (b) le cylindre de section carrée.

L'obstacle 2 est une tige de section carrée, de dimensions  $2.5 \times 1.25 \times 1.25 \text{ cm}^3$  (figure II.9 (b)), qui correspond à un volume de  $3.9 \text{ cm}^3$ , soit quatre fois moins que celui de la marche. Il a été choisi parce qu'il est plus représentatif de la configuration géométrique d'une partie de la plaque entretoise dans le générateur de vapeur, où l'écoulement se fait de part et d'autre de l'obstacle. Le taux d'encombrement dans ce cas, est le même que dans le cas de la marche,  $BR = (2.5 \times 2 \times (1.25/2))/(2.5^2) = 0.5$ .

Contrairement à la marche où il n'y a qu'une section de passage du fluide au niveau de l'obstacle, dans le cas du cylindre de section carrée, le fluide contourne l'obstacle sur ses deux côtés avec une section de passage qui vaut  $2 \times (d_h \times (d_h/4))$  de chaque côté.

L'obstacle peut être retiré et remplacé par une plaque pour permettre de caractériser l'écoulement sans obstacle.

Nous avons maintenant toutes les données nécessaires pour le calcul de l'ordre de grandeur des paramètres sans dimensions. Les valeurs pour les deux cas sont regroupées dans le tableau II.6 ci-dessous.

Tableau II.6 – Récapitulatif des ordres de grandeur des paramètres sans dimensions.

Paramètre sans dimensions	COLENTEC-2015	Notre étude
<b><math>W</math></b>	$O(10^{-7}) - O(10^{-2})$	$O(10^{-3}) - O(10^{-2})$
<b><math>St</math></b>	$O(10^{-6}) - O(10^{-1})$	$O(10^{-3}) - O(10^{-2})$
$R$	$O(10^{-3}) - O(10^{-1})$	$O(1)$
$P$	$O(10^{-6}) - O(10^{-4})$	$O(10^{-2})$
$Re_f$	$O(10^5)$	$O(10^1) - O(10^3)$
<b><math>Re_p</math></b>	$O(10^{-7}) - O(10^{-1})$	$O(10^{-2})$

Les valeurs de  $W$ ,  $St$  et  $Re_p$  considérées dans notre étude rejoignent la limite haute des intervalles donnés dans les tableaux II.3 et II.4 d'après les conditions d'essais de COLENTEC-2015. L'écart sur le rapport des longueurs  $P$  est justifié par le fait que nous avons choisi des particules plus grandes que dans le cas réel afin de pouvoir les visualiser au sein d'une fenêtre suffisamment grande pour inclure l'obstacle et les zones de recirculation qui l'entoure. Pour le rapport des masses volumiques  $R$ , cette différence est due à la valeur de  $\rho_p$  qui est environ 5 fois plus importante dans le cas réel (particules de magnétite). Nous évaluerons dans le chapitre 4 (page 137), l'influence de ces deux paramètres  $R$  et  $P$  sur la trajectoire de la particule, calculée avec l'équation de mouvement, présentée dans le chapitre 3 (page 97).

Nous justifierons aussi, dans le chapitre 3, le choix de la gamme  $Re_f$  pour ce premier dispositif expérimental. L'annexe D sera consacrée aux premiers résultats obtenus sur un deuxième dispositif expérimental, conçu pour des régimes d'écoulements turbulents  $10^4 \leq Re_f \leq 10^5$ .

Avant d'aborder le modèle numérique pour calculer la trajectoire de particules isolées, il est indispensable de caractériser le champ de vitesses de l'écoulement dans le tube. C'est pourquoi nous utilisons une technique expérimentale, la PIV, pour mesurer le champ de vitesses autour des deux géométries d'obstacle et pour déterminer la longueur d'établissement de l'écoulement  $L_{entry}$  pour les différents  $Re_f$ . Cette technique, ainsi que celle du suivi manuel de particules que nous appellerons PT, sont détaillées dans la prochaine section.

## II.3 Techniques expérimentales

Cette section est consacrée à la description des deux techniques expérimentales utilisées dans cette étude. Dans la première partie, nous allons présenter la technique de PIV (Particle Image Velocimetry) employée pour caractériser l'écoulement dans le tube ; dans la deuxième partie, la technique de suivi expérimental d'une particule individuelle dans un écoulement, PT (Particle tracking) est décrite en expliquant ses limites dans notre cas.

### II.3.1 Particle Image Velocimetry (PIV)

La PIV est une technique d'imagerie utilisée pour mesurer le champ de vitesses dans un écoulement. Elle présente l'avantage d'être non intrusive (R. ADRIAN (1991), WESTERWHEEL (1997) et R. J. ADRIAN et WESTERWHEEL (2011)). La mesure de déplacement des particules entre deux prises d'images d'une zone de l'écoulementensemencée de traceurs, permet de déterminer la vitesse du fluide.

#### II.3.1.1 Principe de la PIV

Le principe de la PIV consiste à prendre, à des instants rapprochés, au moyen d'une caméra, des images de traceurs utilisés pour ensemenecer l'écoulement et à mesurer leur déplacement.

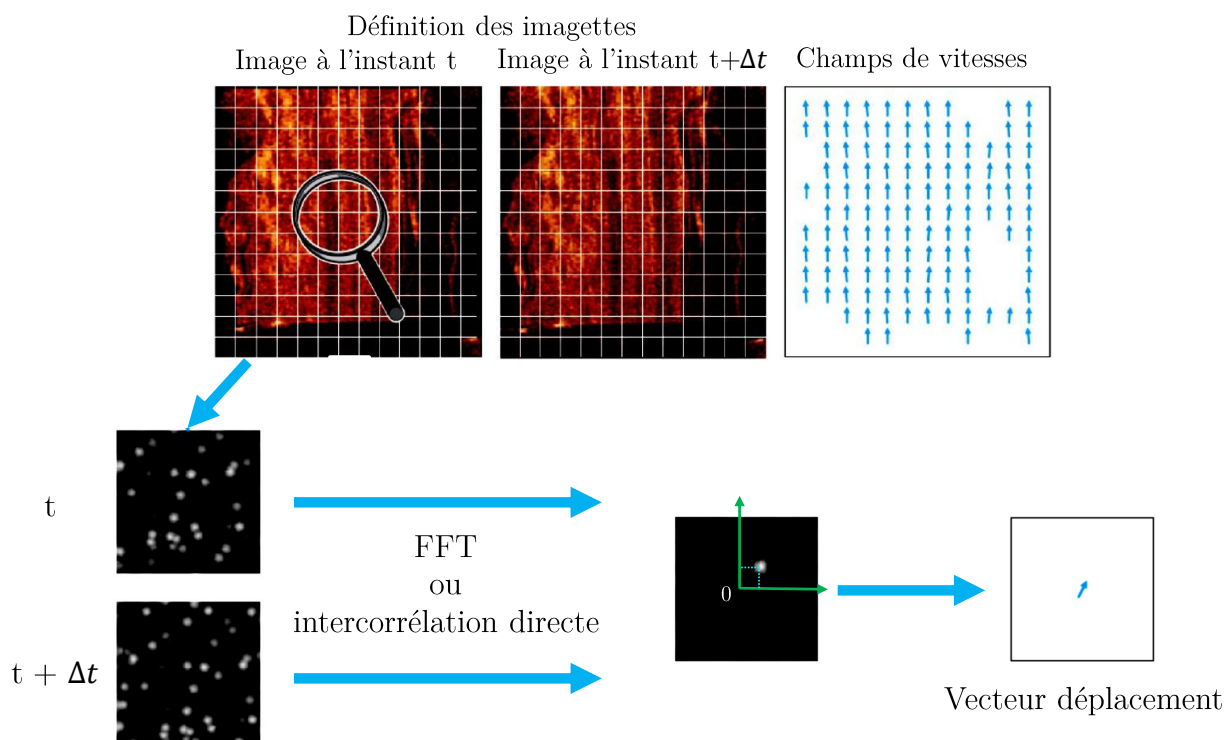


FIGURE II.10 – *Principe de la PIV : mesure du champ de vitesses dans un plan.* SCHON et al. (2007).

La vitesse se déduit alors du déplacement connaissant le délai entre deux enregistrements. Ce principe illustré dans la figure II.10 est le même que celui utilisé par MEUNIER et LEWEKE (2003) dans le programme DPIVsoft<sup>2</sup> détaillé ci-dessous. Dans ce programme, le champ de vitesses de l'écoulement est obtenu soit par transformée de Fourier, soit par corrélation directe. On construit d'abord des couples d'images et on appose la même grille sur chacune des images. Cela permet de définir les boîtes d'interrogation, placées à chaque nœud de la grille considérée (imagettes sur la figure II.10) et sur lesquelles le calcul va s'effectuer. Le choix de la taille de la grille et de celle de la zone d'interrogation, dépend à la fois de la taille des traceurs, puisqu'il est nécessaire d'avoir de nombreux traceurs dans une boîte d'interrogation pour une meilleure description de l'écoulement, et de la taille caractéristique du mouvement à observer dans le fluide, qu'il est important de caractériser avec une résolution spatiale adéquate.

Pour une des zones d'interrogation, le programme DPIVSoft calcule la transformée de Fourier de la première image prise à l'instant  $t$  et de la deuxième image prise à l'instant  $t + \Delta t$  dans cette même zone. À partir de ces deux transformées de Fourier, on calcule la fonction d'intercorrélation, dont le maximum détermine le déplacement moyen des particules dans une zone d'interrogation. L'intercorrélation peut conduire à la présence de quelques vecteurs erronés qui ne suivent pas l'écoulement, et qu'il est nécessaire de filtrer pour l'exploitation des résultats. Ce type de traitement, répété sur l'ensemble des images, permet de reconstruire le champ de vitesse dans le plan de mesure comme le montrent les résultats présentés à la suite de ce chapitre.

### II.3.1.2 Protocole des expériences de caractérisation de l'écoulement

La première étape consiste àensemencer l'écoulement avec des billes creuses de verre enrobées d'argent (Dantec Measurement Technology), ayant un rayon de  $7.5 \mu m$  et une masse volumique de  $1400 kg.m^{-3}$ . Ces particules sont de parfaits traceurs de l'écoulement puisque leur nombre de Stokes est petit devant l'unité :  $St = 10^{-6} \ll 1$ . Pour ne pas perturber l'écoulement, la quantité de traceurs injectée ne doit pas être très importante, mais suffisante pour que ces traceurs soient uniformément répartis dans l'image. Pour nos expériences, un temps de mise en circulation et d'homogénéisation de la distribution des traceurs dans le tube (inférieur à 5 minutes) était nécessaire pour avoir un meilleur ensemencement de l'écoulement.

La deuxième étape consiste à éclairer le plan que l'on souhaite étudier avec une nappe laser de forte intensité, pulsée ou continue. Dans cette étude, le laser utilisé est continu, de classe 4, avec une puissance de  $600 mW$  et une longueur d'onde de  $\lambda = 532 nm$  (couleur verte). Il est associé dans un premier temps à un miroir tournant (figure II.11 à gauche), provenant d'une imprimante hors d'usage. Une fois que le faisceau laser est aligné sur le miroir, on allume ce dernier qui en tournant reflète le faisceau laser sur plusieurs points constituants ainsi une nappe

2. <https://www.irphe.fr/~meunier/>

laser d'une épaisseur d'environ  $2 \text{ mm}$ , soit  $8a_p$ , positionnée au centre de la conduite. La nappe laser est perpendiculaire à la caméra.

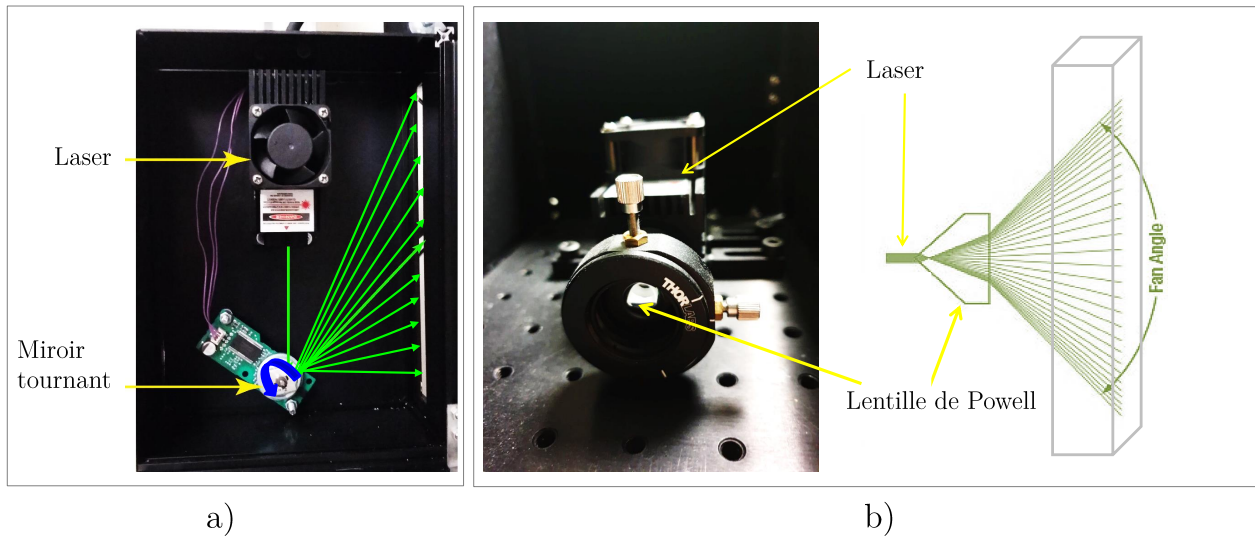


FIGURE II.11 – *Systèmes de création de la nappe laser du dispositif expérimental : a) à l'aide d'une diode laser lsr 532NL et d'un miroir tournant ; b) à l'aide d'une diode laser lsr 532NL et d'une lentille de Powell.*

Cependant, pour des fréquences d'acquisition supérieures à  $100 \text{ images/s}$ , la fréquence de rotation du miroir est capturée par la caméra, c'est pourquoi nous avons remplacé ce dernier par une lentille de Powell permettant d'étendre le faisceau en nappe (figure II.11 à droite).

Pour des mesures de sécurité, le système laser a été mis dans une boîte noire tout en laissant une fente d'environ  $2.2 \text{ mm}$  d'épaisseur pour le passage de la nappe laser. La boîte a été réalisée avec une découpeuse laser au laboratoire IUSTI. Le dispositif expérimental est lui, entouré de rideaux de protection *IsoPROTECT-budget* de  $0.8 \text{ mm}$  d'épaisseur.

Les expériences ont été réalisées au moyen d'une caméra CMOS *JAI SP-12000M-CXP4-FXT* permettant d'acquérir jusqu'à  $500 \text{ images/s}$  avec une matrice de  $2048 \times 1536 \text{ pixels}$ , ou  $4096 \times 3072 \text{ pixels}$  en dessous de  $189 \text{ images/s}$ . Deux logiciels sont utilisés pour piloter la caméra : *GeniCam* pour fixer les paramètres d'acquisition sur la carte et *MicroDisplay* pour piloter l'acquisition. Pour les PIV, les images ont été prises avec des fréquences allant de  $15$  à  $150 \text{ images/s}$  selon la vitesse de l'écoulement (plus la vitesse est grande, plus la fréquence d'acquisition est importante) et elles ont été enregistrées en  $8 \text{ bits}$ . Associé à cette caméra, un objectif à focale fixe de  $55 \text{ mm}$ , de marque *Nikon*<sup>®</sup> *MicroNIKKOR* a été utilisé afin d'imager une zone, éclairée par la nappe laser, suffisamment grande autour de l'obstacle de dimensions hauteur ( $z$ )  $\times$  largeur ( $x$ ) =  $4096 \times 700 \text{ pixels} = 17.5 \text{ cm} \times 2.5 \text{ cm} = 7 d_h \times d_h$ . L'ouverture de l'objectif a été fixée à 4, pour les expériences de PIV, afin d'avoir une profondeur de champ de  $\sim 2 \text{ mm}$ , qui est approximativement l'épaisseur de la nappe laser. Sur ces images, des grilles de  $131 \times 22$  ont été apposées avec des boîtes d'interrogation de  $32 \times 32 \text{ pixels}$ , soit  $0.14 \times 0.14 \text{ cm}^2$



et  $0.06 \times 0.06 d_h^2$ , avec notre échelle de  $1 \text{ cm} = 236 \text{ pixels}$ . Le taux de recouvrement des boîtes d'interrogation est de 50 % dans les deux directions ( $x^*$ ,  $z^*$ ). Cela correspond à la résolution spatiale de la PIV qui doit être plus petite que la taille des structures que l'on souhaite mesurer.

L'ensemencement est réalisé avec des billes creuses de verre enrobées d'argent (Dantec Measurement Technology), ayant un rayon de  $7.5 \mu\text{m}$ . Ces traceurs présents dans les zones de recirculation autour de l'obstacle sont caractérisés par des vitesses faibles, comparées au reste de l'écoulement ; elles sont environ 10 fois moins importante autour du cylindre de section carrée par exemple (figure II.12). Cette gamme étendue de vitesses dans l'écoulement,  $0.4u_0 \leq u \leq 4u_0$ , nous a obligé à réaliser deux traitements PIV, avec deux  $\Delta t$  différents. Un premier concerne l'écoulement en dehors des zones de recirculation où deux images sont prises avec un  $\Delta t = 1/60 \text{ s}$ , dans le cas de la figure II.12 a). En revanche, le second concerne les zones de recirculation où l'écart entre les deux images est plus important  $\Delta t = 6/60 \text{ s}$ , ce qui nous permet d'apprécier le déplacement des traceurs présents dans cette zone, figure II.12 b). Nous avons ensuite reconstruit le champ de vitesses en associant les deux résultats, figure II.12 c).

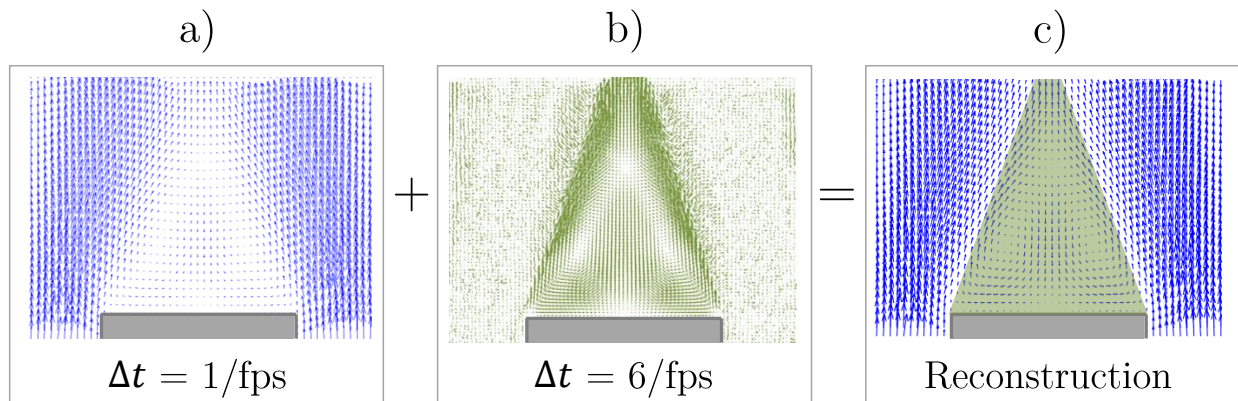


FIGURE II.12 – *Étapes de la reconstruction du champs de vitesse obtenu par PIV pour un  $Re_f = 100$  dans la zone aval du cylindre de section carrée, avec  $fps = 60$  : a) champ de vitesses obtenu par la PIV avec  $\Delta t = 1/60 \text{ s}$ , b) celui obtenu avec  $\Delta t = 6/60 \text{ s}$ , c) résultat de la reconstruction des deux champs de vitesses a) et b).*

### II.3.1.3 Erreur sur les mesures PIV

Malgré les précautions prises lors de l'injection des traceurs dans le tube, nous avons constaté à plusieurs reprises un ensemencement non homogène de l'écoulement. Cela entraîne un manque d'informations dans les endroits non atteints par les traceurs comme illustré sur la photographie II.13. Le calcul du vecteur déplacement fait par DPIVsoft, dans ce cas sera erroné. Afin de retirer ces vecteurs, un filtre a été appliqué qui compare chaque vecteur à ses huit voisins dans l'écoulement ; si la norme du vecteur dépasse de 30% la valeur médiane des voisins, alors la valeur de celui-ci est remplacée par la valeur médiane. Malgré cela, quelle que soit la valeur

du nombre de Reynolds, nous avons été amené à moyenner entre 500 et 1000 PIV pour caractériser le champ de vitesses dans la zone étudiée. Cette moyenne a été faite après avoir vérifié la stationnarité de l'écoulement, page 84.

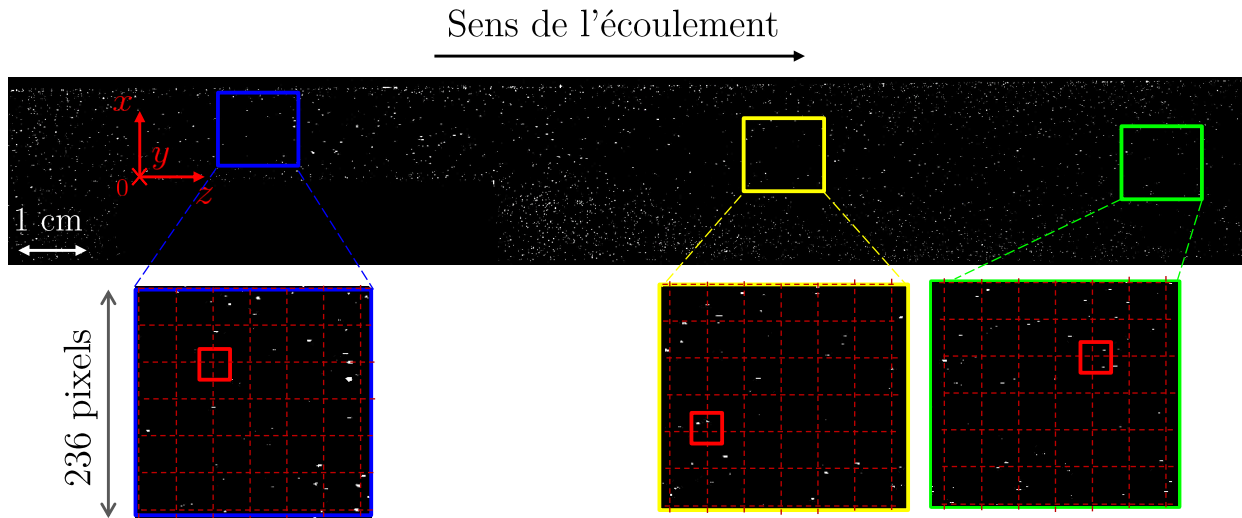


FIGURE II.13 – *Image montrant l'ensemencement de l'écoulement à  $Re_f = 100$  autour de la marche : mise en évidence du manque de traceurs à certains endroits de l'écoulement, et plus particulièrement dans la boîte d'interrogation schématisée par les carrés rouges.*

### II.3.2 Particle Tracking (PT)

La technique de suivi de particules (R. ADRIAN 1991) consiste à suivre le mouvement d'une ou plusieurs particules dans un écoulement à partir d'une séquence d'images où la position de chaque particule dans l'image a été identifiée. Nous avons utilisé cette technique afin de reconstruire les trajectoires de particules de polystyrène au sein de l'écoulement, et plus particulièrement dans les zones de recirculation qui sont au cœur de cette étude.

Les particules de polystyrène sont d'abord mises en suspension dans la solution d'eau et de saccharose, dans un bêcher. Puis, la suspension est aspirée avec une seringue. On connecte ensuite cette seringue à la tige d'injection (figure II.8) qui se trouve soit à l'entrée du tube, soit au niveau de l'obstacle afin d'injecter les particules à l'un de ces deux emplacements le long du tube. Afin d'améliorer le contraste entre les particules et le fluide, nous avons utilisé deux panneaux leds disposés de part et d'autre des parois parallèle à l'axe optique. Un tube néon mobile complète cet éclairage. Une feuille de calque est collée au tube pour avoir un fond homogène en arrière plan de l'image, figure II.14. Pour ces images, l'ouverture de l'objectif est égale à 16 afin de garantir une profondeur de champ de l'ordre de la profondeur du tube, soit 2.5 cm, c'est-à-dire  $d_h$ .

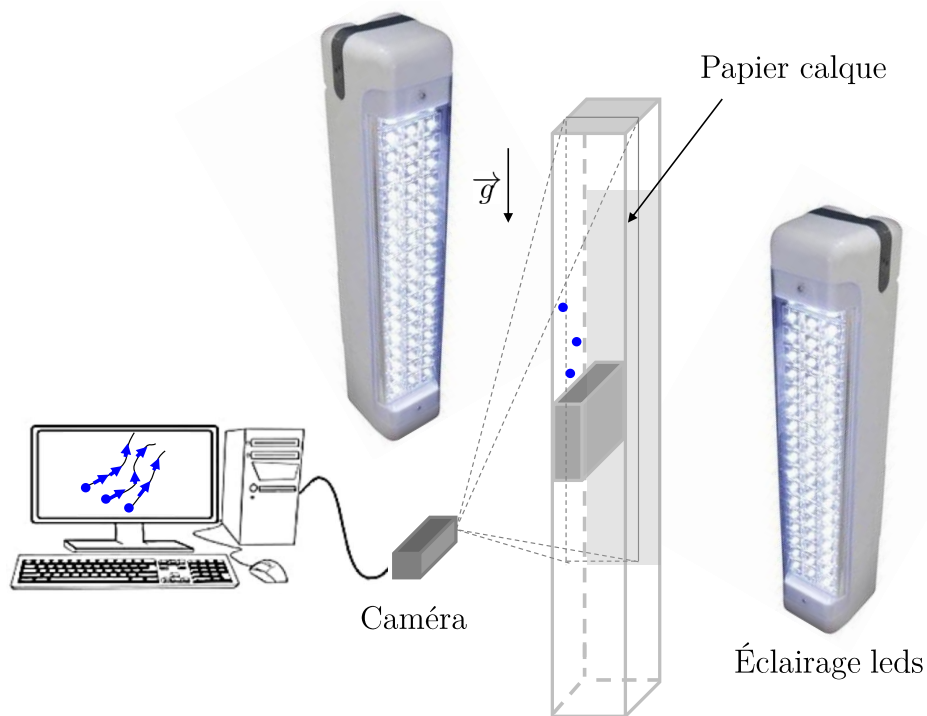


FIGURE II.14 – *Montage pour la technique de suivi de particule avec la marche comme obstacle* : l'éclairage est adapté et orienté de sorte à avoir le meilleur contraste entre le fluide et les particules. La feuille de papier calque permet d'avoir un fond homogène pour simplifier le traitement des images capturées par la caméra.

Un zoom effectué sur la particule dans une image brute est présenté dans la figure II.15. Cette dernière permet de vérifier l'échelle  $1 \text{ cm} \approx 236 \text{ pixels}$ . Sachant que la particule a un diamètre égal à  $2a_p = 500 \pm 40 \mu\text{m}$ , on doit l'observer sur l'image comme un disque de  $12 \pm 1 \text{ pixels}$  de diamètre. La figure II.15 montre que cette particule est vue sur  $15 \text{ pixels}$ , ce qui donne une erreur sur sa position en  $y^*$  de  $\pm 2 \text{ pixels}$  ou de  $\pm 80 \mu\text{m}$ , ce qui est équivalent à  $\pm 0.33 a_p$ , soit  $\pm 3 \cdot 10^{-3} d_h$ .

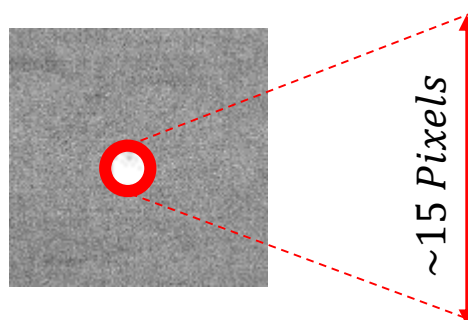


FIGURE II.15 – *Zoom sur une image brute d'une particule de polystyrène dans le tube* : le fond est homogène, on arrive à distinguer cette particule qui est bien contrastée, ce qui n'est pas le cas de toutes les particules suivies avec cette technique.

Le contraste entre la particule et le fond s'est avéré insuffisant lors des tests que nous avons réalisés avec un logiciel de suivi automatique, tel que TracTrac PTV (HEYMAN (2019)). En effet, le choix que nous avons fait de travailler avec un fluide de même masse volumique que celle des particules a pour conséquence une faible différence d'indice de réfraction entre le fluide et les particules de polystyrène. C'est pourquoi nous avons effectué le suivi de ces particules manuellement, en utilisant le plugin MTrack<sup>3</sup> (MEIJERING *et al.* (2012)) sous ImageJ<sup>®</sup>. La particule est repérée d'une image à l'autre et le logiciel donne à chaque pas de temps les coordonnées  $(x_p^*, z_p^*)$  de la particule, ce qui permet de retracer sa trajectoire dans un plan  $(x, z)$ .

La caractérisation de l'écoulement avec la technique de PIV décrite ci-dessus, permet d'avoir son champ de vitesses. La prochaine section porte sur la vérification de la stationnarité de l'écoulement, et l'établissement de celui-ci avant d'arriver au niveau de l'obstacle.

## II.4 Caractérisation de l'écoulement

Avant d'étudier la trajectoire des particules autour des deux obstacles, nous avons commencé par caractériser l'écoulement au sein de ce dispositif expérimental afin de valider le dimensionnement de celui-ci, et notamment la hauteur d'insertion de l'obstacle. Mais avant cela, nous nous sommes intéressés à la stationnarité de l'écoulement afin de pouvoir moyenner les résultats de PIV, perturbés par les problèmes d'ensemencement. Enfin, nous avons comparé l'évolution de la longueur du sillage mesurée en fonction de  $Re_f$ , avec les données de la littérature, puis nous avons mesuré les longueurs caractéristiques des autres zones de recirculations qui apparaissent autour des deux obstacles lorsque  $Re_f$  augmente.

### II.4.1 Stationnarité de l'écoulement

Comme nous l'avons évoqué dans la partie II.3.1.3, nous avons été confronté à des problèmes d'ensemencement de l'écoulement qui engendrent des zones où les vitesses sont erronées dans le champ de vitesse calculé par PIV. Pour pallier à ce problème, nous souhaitons moyenner plusieurs résultats de PIV. Avant cela, nous avons vérifié la stationnarité de l'écoulement au nombre de Reynolds le plus élevé,  $Re_f = 500$ , autour de la marche.

Dans le reste de ce document, les vitesses sont normalisées par la vitesse d'entrée du fluide dans le tube  $u_0$ , les longueurs (ou distances) par  $d_h$ , et le temps par le rapport  $d_h/u_0$ . Ces grandeurs normalisées sont désignées par une étoile (\*) en exposant.

Le champ de vitesses obtenu avec la technique de PIV représente la moyenne de 500 couples

---

3. <https://imagescience.org/meijering/software/mtrackj/manual/>

d'images avec un pas de temps de  $8\text{ ms}$ , qui n'ont de sens que si l'écoulement est stationnaire, c'est-à-dire que la vitesse du fluide  $u^*$  en un endroit donné ne varie pas en fonction du temps. Préalablement immergés dans la solution (eau + saccharose), les traceurs de la PIV sont injectés à l'entrée du tube par une seringue et sont dispersés par l'écoulement. Après 5 minutes de mise en circulation des traceurs, une des images typiques que nous obtenons afin de faire la PIV, est visible à la figure II.16 a). La figure II.16 b) montre le champ de vitesses obtenu à  $Re_f = 500$  pour un seul couple d'images (la fréquence d'acquisition de la caméra est de  $120\text{ fps}$ ) où quatre points ont été choisis à différentes hauteurs dans le tube. Le but est de tester la stationnarité de l'écoulement en traçant l'évolution temporelle de la vitesse  $u_z^*(t)$  et  $u_x^*(t)$  en chacun de ces points. Nous avons choisi de montrer les résultats de vérification de stationnarité à ce  $Re_f = 500$  puisque nous avons constaté que la zone aval commence à pulser et à devenir instationnaire à partir de  $Re_f \approx 600$ .

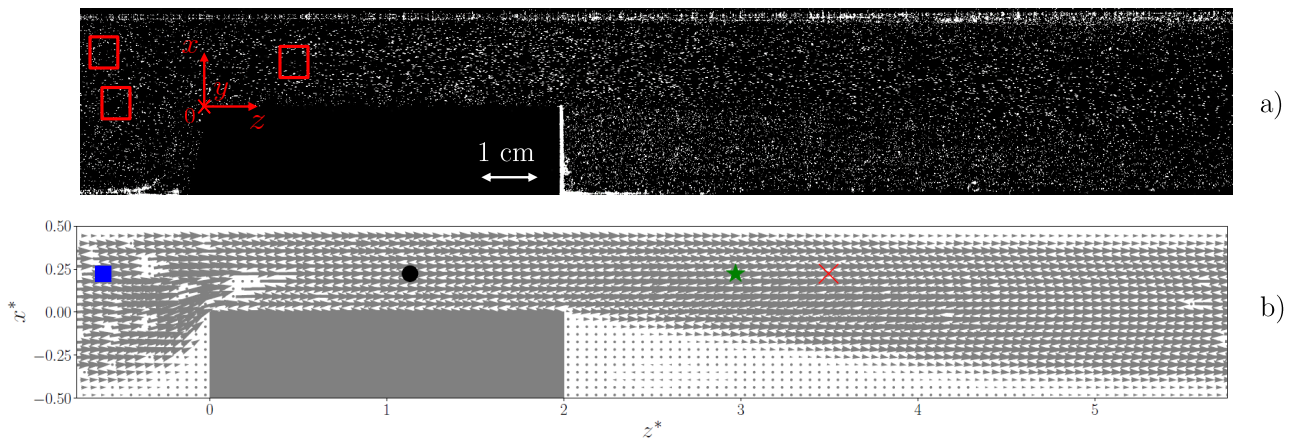


FIGURE II.16 – *Illustration des problèmes d'ensemencement sur les résultats de la PIV* : a) Image brute de l'écoulement ensemencé. Les carrés rouges encadrent des zones mal ensemencées ; b) le champ de vitesses d'un couple d'images à  $Re_f \approx 500$ . Les coordonnées  $(x^*, z^*)$  des points pour lesquels nous allons suivre l'évolution temporelle de la vitesse sont : (■ :  $0.3, -0.5$ ), (● :  $0.3, 1.2$ ), (★ :  $0.3, 3.0$ ), (× :  $0.3, 3.6$ ).

Les graphes représentés dans la figure II.17 (a, c) montrent, respectivement, l'évolution des composantes  $u_z^*$  et  $u_x^*$  et leurs moyennes glissantes sur 10 points au cours du temps aux positions (■, ●, ★, ×) indiquées à la figure II.16 b). Cette évolution temporelle est obtenue à partir de 500 couples d'images acquise à une fréquence de  $120\text{ fps}$ , soit un pas de temps de  $\Delta t = 8\text{ ms}$ . Sur ces graphes nous avons fait le choix de montrer un point sur dix, afin de pouvoir distinguer les points. Nous n'observons pas de variation significative au cours du temps de la moyenne glissante de chacune de ces vitesses (—, —, —). La vitesse est plus importante dans la direction de l'écoulement,  $u_z^* \approx 3$  est observée pour le point (●), ceci est dû au rétrécissement de la conduite. Les graphes de la figure II.17 (b, d) montrent l'évolution temporelle des fluctuations de vitesses en ces mêmes points. C'est en amont de l'obstacle que la fluctuation est la plus importante (■). En effet, à cet endroit de l'écoulement, l'absence de traceur sur certaines images (figure II.16

a)) est interprétée par la PIV comme une zone de vitesse nulle, comme l'illustre le champ de vitesses de la figure II.16 b) d'un seul couple d'images.

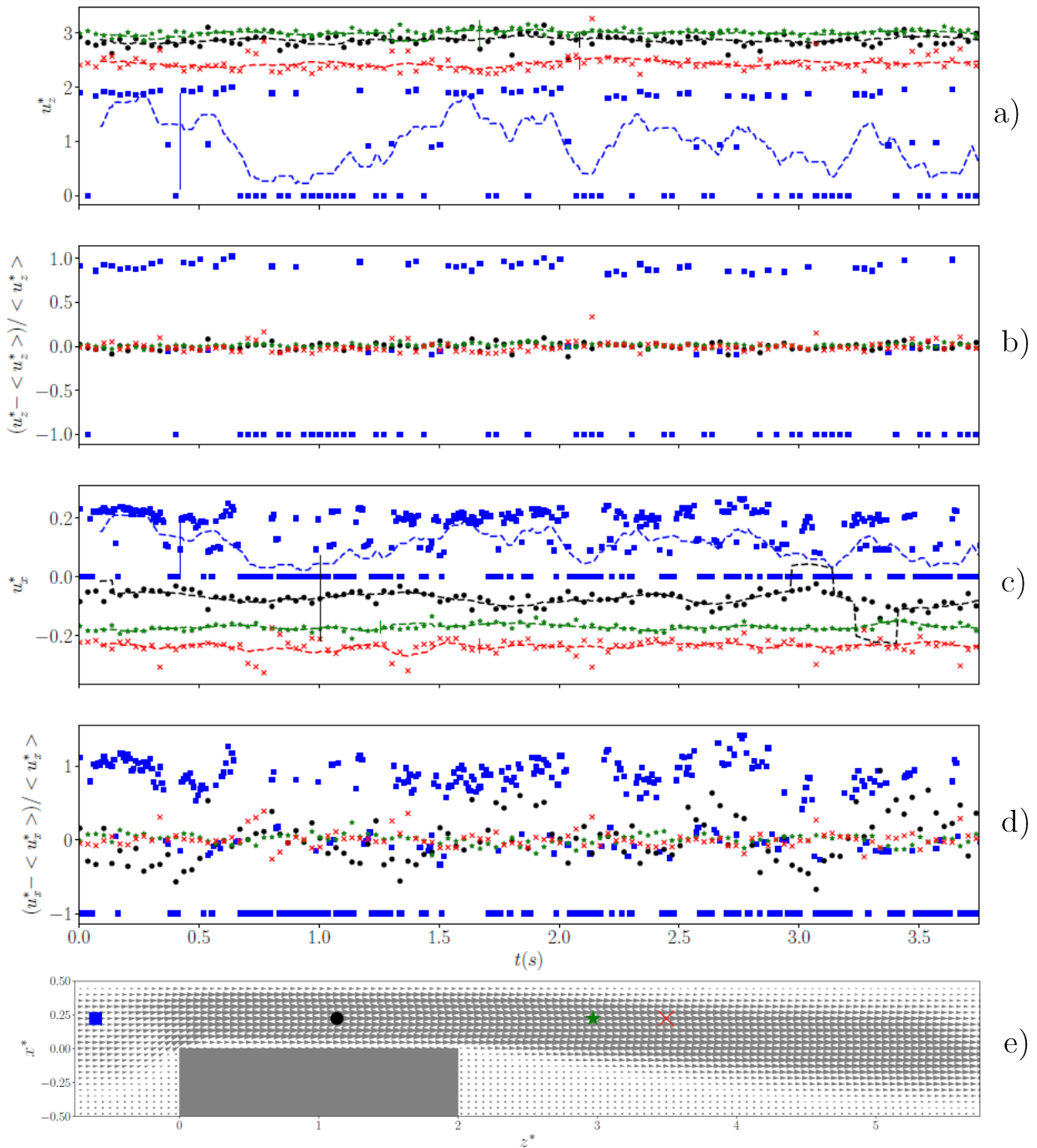


FIGURE II.17 – *Vérification de la stationnarité de l'écoulement à  $Re_f = 500$  : évolution temporelle de a) la vitesse  $u_z^*$  et de sa moyenne glissante sur 10 points (-) et b) de sa fluctuation ; évolution temporelle de c) la vitesse  $u_x^*$  et de sa moyenne glissante sur 10 points (-) et d) de sa fluctuation, sur 500 couples d'images espacées de  $\Delta t = 8$  ms aux positions (■, ●, ★, ×) à  $Re_f \approx 500$  ; (e) champ de vitesses  $(u_x^*, u_z^*)$  moyenné sur 500 couples d'images.*

Afin de mieux apprécier ces évolutions temporelles, nous avons reporté dans le tableau II.7 les valeurs moyennes des vitesses  $u_z^*$  et  $u_x^*$ , ainsi que leurs fluctuations pour les quatre points. Les fluctuations de vitesses varient entre 1 et 11% pour les points (●, ★, ×) où nous n'avons pas observé de problème d'ensemencement. L'analyse fréquentielle de ces fluctuations n'a pas mis en évidence la présence de fréquence particulière.

Tableau II.7 – Moyennes et fluctuations des vitesses  $u_x^*$  et  $u_z^*$  à  $Re_f \approx 500$ .

	■	●	★	×
$\langle u_z^* \rangle$	1.79	3.05	2.92	2.72
$\sigma_{u_z^*} / \langle u_z^* \rangle$ (%)	16	1	2	5
$\langle u_x^* \rangle$	0.14	-0.12	-0.16	-0.16
$\sigma_{u_x^*} / \langle u_x^* \rangle$ (%)	17	11	7	10

En ces points, nous considérons que la stationnarité de l'écoulement est vérifiée puisque la fluctuation de la vitesse au cours du temps est inférieure à 11%. Cela permet de moyenniser les 500 couples d'images pour obtenir le champ de vitesses de la figure II.17 e).

## II.4.2 Longueur d'établissement de l'écoulement

La plus grande partie de notre étude sera consacrée à des écoulements en régime laminaire et plus exactement dans une gamme de Reynolds  $Re_f$  allant de 20 à 2000. Dans ce régime laminaire, le profil de vitesse du fluide dans la conduite est un profil de Poiseuille parabolique et stationnaire à partir d'une distance  $L_{entry}$  depuis l'entrée du fluide dans la conduite, voir figure II.18 a). C'est la longueur d'établissement  $L_{entry}$ , qui est définie par la relation empirique (SMITH (1960)) suivante :

$$\frac{L_{entry}}{d_h} = \frac{Re_f}{15} \quad \text{ou} \quad L_{entry} = \frac{Re_f}{15} d_h \quad (\text{II.2})$$

Pour  $Re_f = 150$  et  $d_h = 2.5 \text{ cm}$ , la longueur d'établissement à partir de laquelle l'écoulement est établi est égale à 25 cm. Dans le chapitre 2, nous vérifierons à partir de mesures PIV, qu'à cette distance l'écoulement dans notre conduite est parfaitement établi.

Les essais de vérification de la longueur d'établissement de l'écoulement ont été réalisés d'abord sans obstacle, ensuite avec la marche, puis avec le cylindre de section carrée, pour tester si la présence de l'obstacle modifiait cette longueur. Afin de conserver la résolution de la PIV, nous avons pris le parti de diviser le tube en plusieurs zones d'étude, à différentes hauteurs  $z^*$  indiquées dans le tableau II.8.

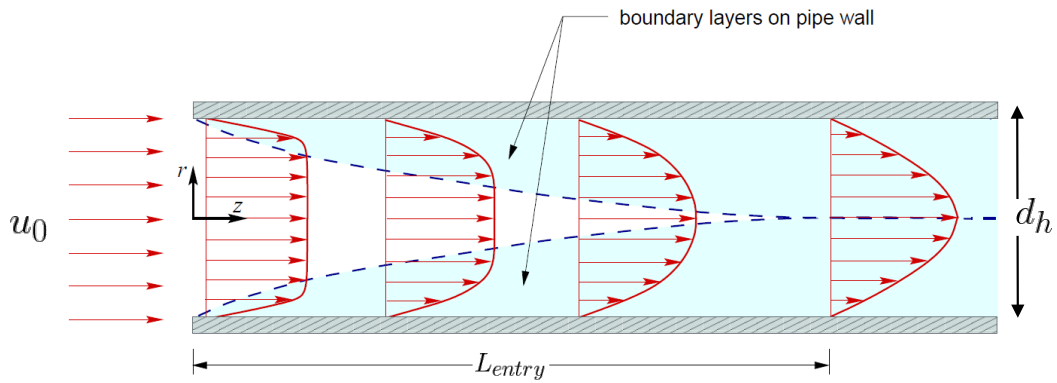


FIGURE II.18 – Développement du profil de vitesse d'un écoulement de Poiseuille dans une conduite en régime laminaire

Tableau II.8 – Hauteurs des zones de mesure lors de la caractérisation de l'écoulement dans la conduite en amont de l'obstacle.

	Zone <sub>1</sub>	Zone <sub>2</sub>	Zone <sub>3</sub>	Zone <sub>4</sub>	Zone <sub>5</sub>	Zone <sub>6</sub>
$z^*$	-20	-17.2	-15.2	-12.8	-11.2	-2.4

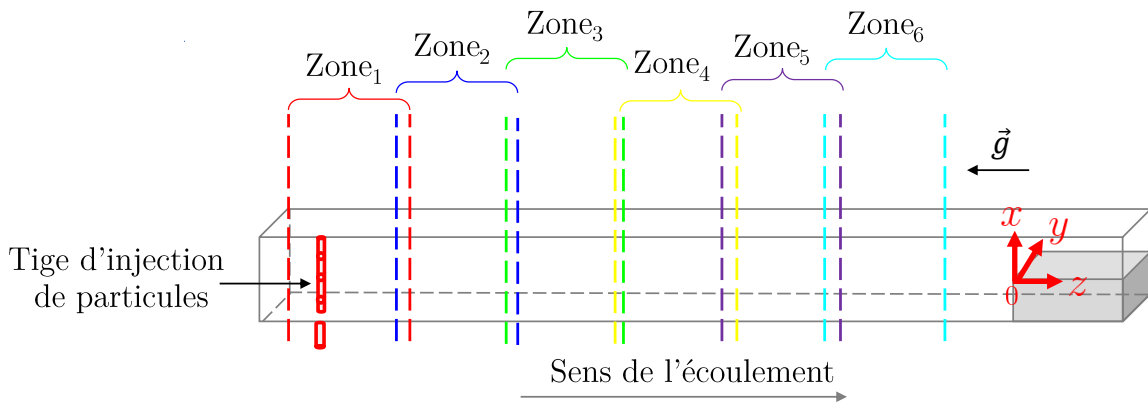


FIGURE II.19 – Division du tube en six zones : cela permet de mesurer par la PIV la longueur d'établissement de l'écoulement dans la conduite. La valeur de  $z^*$  de début de chacune de ces zones est indiquée dans le tableau II.8.

Pour pouvoir caractériser l'écoulement sur tout le tube en conservant la résolution des mesures faites pour la stationnarité, nous avons découpé celui-ci en plusieurs zones. Le plan de la nappe laser est positionné au milieu de la conduite,  $y^* = 0.5$ . Les profils de vitesses moyennées dans le temps pour différentes altitudes de la zone<sub>1</sub> à l'entrée du tube pour un  $Re_f = 25$  sont présentés sur la figure II.20. On observe à l'entrée du tube un profil de vitesse perturbé qui est dû à la présence de la tige d'injection de particules (figure II.19). Le profil de vitesse devient de plus en plus parabolique au fur et à mesure que l'écoulement avance dans le tube et tend vers un



profil de Poiseuille.

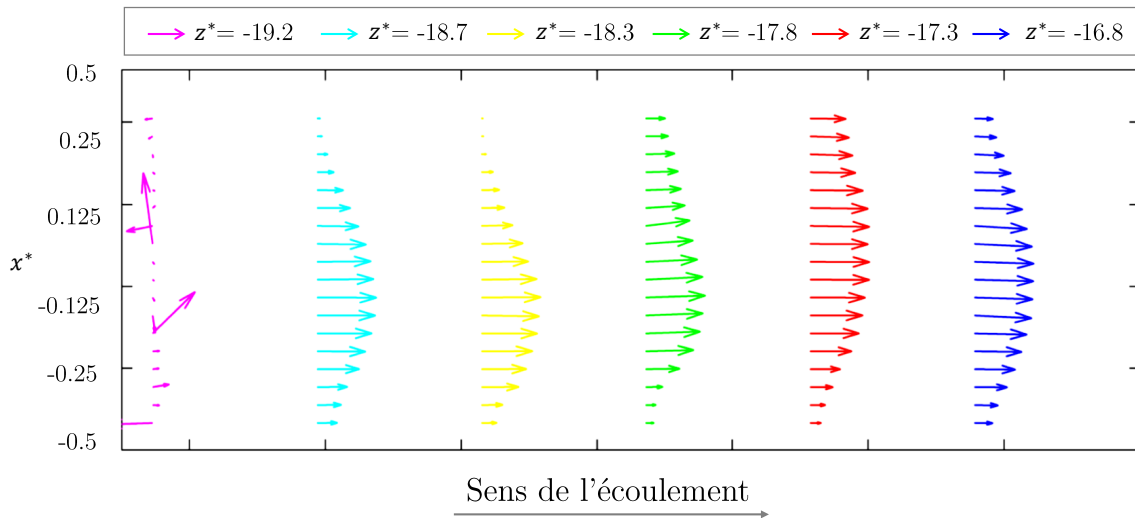


FIGURE II.20 – *Profils de vitesses  $u_z^*$  pour  $Re_f = 25$  le long de la zone<sub>1</sub> à l'entrée du tube : la longueur de chacune des flèches est proportionnelle à la vitesse de l'écoulement en ce point.*

La figure II.21 montre l'évolution de la longueur d'établissement  $L_{entry}$  en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement dans trois configurations.

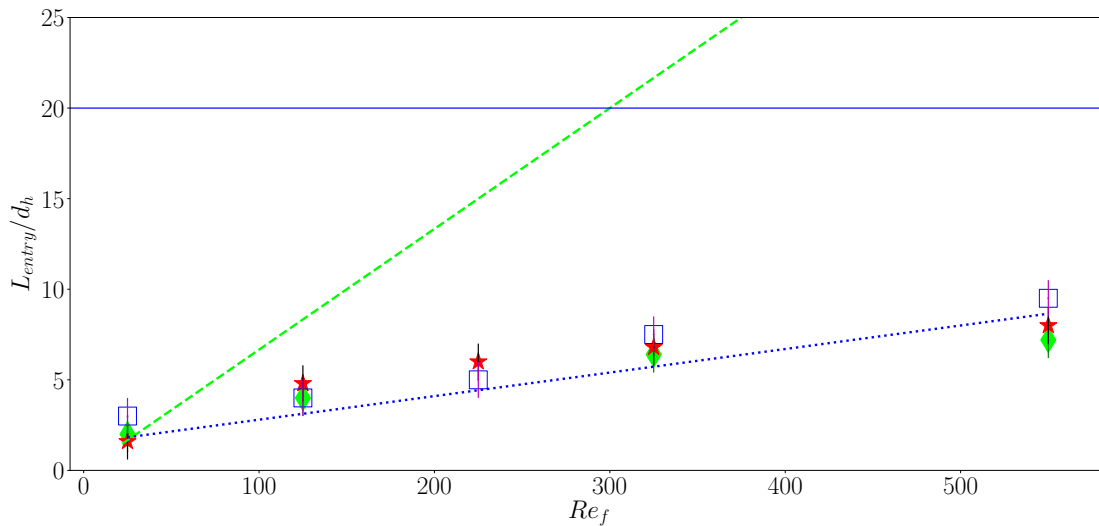


FIGURE II.21 – *Longueur d'établissement de l'écoulement  $L_{entry}$  adimensionnée par le diamètre hydraulique de la conduite  $d_h$  en fonction de  $Re_f$  : les mesures dans la conduite sans obstacle ( $\blacklozenge$ ), la conduite avec la marche ( $\star$ ) et avec le cylindre de section carrée ( $\square$ ), la droite  $---$  représente la loi empirique (TRITTON (1988) et SMITH (1960)) dans une conduite cylindrique, exprimée par  $\propto \frac{Re_f}{15}$ . La droite bleue indique l'emplacement de l'obstacle dans la conduite, et les pontillés bleus la régression linéaire faite sur les points expérimentaux en  $Re_f/60$ .*

Les résultats montrent que l'écoulement est établi avant la hauteur à laquelle nous insérons l'obstacle, soit  $20d_h$ . De plus, la figure II.21 indique que la présence de l'obstacle (la marche ou le cylindre de section carrée) ne perturbe pas l'établissement de l'écoulement.

### II.4.3 Zones de recirculation autour d'obstacle

La présence de l'obstacle dans un écoulement modifie les lignes de courants autour de ce dernier générant des zones de décélération et de recirculation autour de celui-ci. Une revue bibliographique de l'évolution des zones de recirculation créées en fonction de la géométrie de l'obstacle, de l'environnement (confiné ou à surface libre) et du régime d'écoulement laminaire a été présentée dans le chapitre 1. Nous nous sommes intéressés d'abord à l'évolution de la taille et au nombre de zones de recirculation autour de la marche et du cylindre de section carrée, en fonction du nombre de Reynolds  $Re_f$ .

Nous avons, ensuite, comparé avec les données de la littérature la longueur de recirculation en aval de l'obstacle,  $Z_{aval}$ . Nous nous sommes également intéressés aux zones de recirculation situées dans la partie amont de l'obstacle ( $Z_{amont}$  et  $Z_{bord-attaque}$ ), zones les plus concernées par le colmatage dans le générateur de vapeur.

#### II.4.3.1 Influence de la vitesse de l'écoulement sur les zones de recirculation autour de la marche

Pour réaliser les mesures de PIV, nous avons enregistré plusieurs images de l'écoulement ensemenché. En sommant ces images sous ImageJ<sup>®</sup>, 200 images pour  $Re_f = 25$ , 100 images pour  $Re_f = 170$ , 70 images pour  $Re_f = 300$  et 20 images pour  $Re_f = 900$ , nous voyons distinctement apparaître les zones de recirculation autour de l'obstacle. La figure II.22 montre l'augmentation de la taille des zones amont et aval  $Z_{amont}$ ,  $Z_{aval}$  en fonction du nombre de Reynolds, et l'apparition à partir de  $Re_f = 300$  de la zone  $Z_{bord-attaque}$ . À partir de  $Re_f = 600$ , la zone en aval de l'obstacle est plus difficile à visualiser, du fait que l'écoulement commence à devenir instationnaire. C'est pourquoi cette zone n'est pas délimitée sur la figure II.22 à  $Re_f = 900$ .

Après cette approche qualitative, nous nous sommes intéressés à la mesure des longueurs caractéristiques de ces zones de recirculation. La première étape après la sommation des images est de faire un zoom sur chaque zone de recirculation. Comme l'explique la figure II.23, nous délimitons la taille d'une zone de recirculation par 2 points A et B, le point A sera placé sur l'une des arêtes de l'obstacle et le point B au niveau de la dernière ligne de courant se dirigeant vers l'intérieur de la zone de recirculation.

La zone de recirculation en aval de l'obstacle apparaît à partir de  $Re_f \approx 25$ . La longueur de cette zone  $L_{aval}$ , devient de plus en plus importante jusqu'à un  $Re_f \approx 600$  où l'écoulement devient instationnaire. Une deuxième zone de recirculation est clairement identifiée et mesurable en

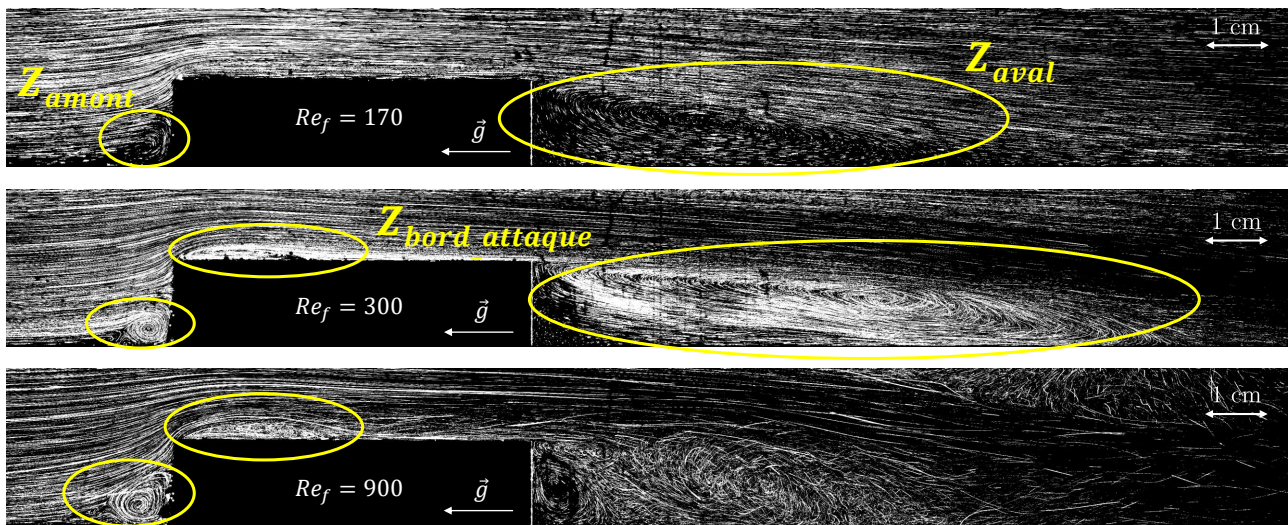


FIGURE II.22 – *Évolution des zones de recirculation autour de la marche en fonction de  $Re_f$*  : Les ellipses jaunes délimitent les zones de recirculation repérées autour de cet obstacle pour  $Re_f = 170, 300, 900$ .

amont de l'obstacle ( $Z_{amont}$ ) à partir de  $Re_f \approx 170$ . On observe sur la figure II.22 que c'est la hauteur de cette zone ( $H_{amont}$ ) qui évolue avec la vitesse de l'écoulement. Enfin, une troisième zone de recirculation située sur le bord d'attaque en amont de l'obstacle ( $Z_{bord-attaque}$ ) est observée pour la première fois à partir de  $Re_f \approx 300$  et sa hauteur  $H_{bord-attaque}$  augmente par la suite avec  $Re_f$ .

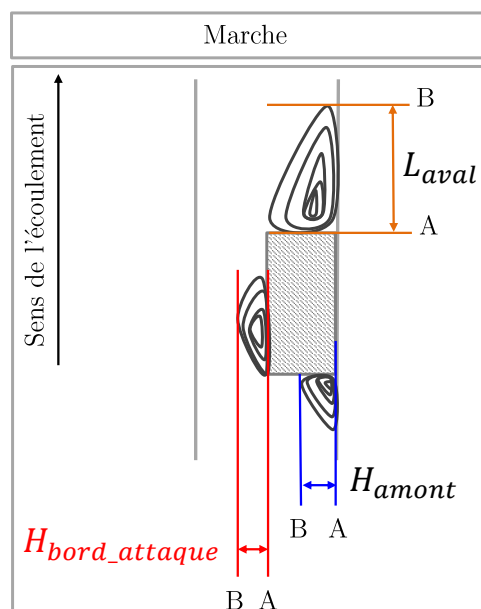


FIGURE II.23 – *Schéma des zones de recirculation autour de la marche* : les points A et B délimitent chacune de ces zones. En dehors de ces zones de recirculation, les lignes de courant contournent l'obstacle en se dirigeant vers le haut du tube.

Des mesures de l'évolution de  $H_{amont}$  ( $\square$ ) et de  $H_{bord-attaque}$  ( $\triangle$ ), faites à partir des mêmes images sont données dans la figure II.24 en fonction de  $Re_f$ . Ces mesures montrent que les deux hauteurs augmentent avec le nombre de Reynolds  $Re_f$ . Sur nos images, la zone amont est identifiable à partir de  $Re_f = 170$ ; celle du bord d'attaque à partir de  $Re_f = 300$ . Les hauteurs  $H_{amont}$  et  $H_{bord-attaque}$  (normalisées par le rayon de la particule  $a_p$ ) augmentent avec le nombre de Reynolds. La hauteur  $H_{amont}$  est environ 20 fois plus faible que  $L_{aval}$ , et  $H_{bord-attaque}$  est environ 80 fois plus faible que  $L_{aval}$ . Pour les deux valeurs de  $Re_f$  correspondants aux résultats de transport de particules présentés dans les chapitres 3 et 4, il apparaît difficile d'être en mesure de suivre des particules dans la zone du bord d'attaque, car celle-ci a une hauteur de d'ordre de  $7a_p$  à  $Re_f = 500$ . Par contre, la zone amont est elle plus importante et est d'environ  $7a_p$  à  $Re_f = 100$  et  $17a_p$  à  $Re_f = 500$ .

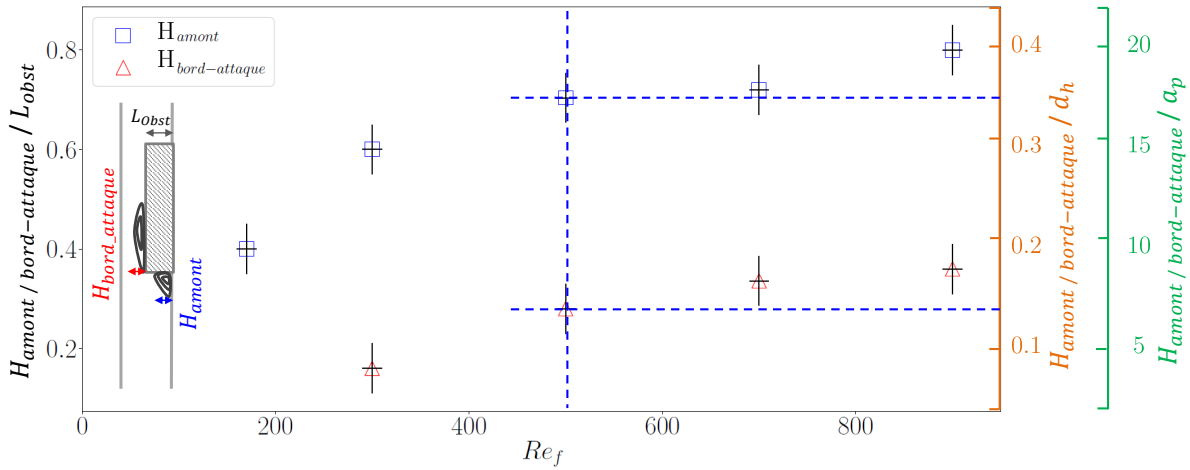


FIGURE II.24 – **Évolution des hauteurs  $H_{amont}$  ( $\square$ ) et  $H_{bord-attaque}$  ( $\triangle$ ) en fonction de  $Re_f$**  : ces deux hauteurs sont adimensionnées soit par la largeur de l'obstacle  $L_{obst}$ , soit par le diamètre hydraulique  $d_h$  de la conduite, soit par le rayon d'une particule  $a_p$ .

La figure II.25 montre l'évolution de la longueur de la zone aval  $L_{aval}$  normalisée par la largeur de l'obstacle ( $L_{Obst}$ ) en fonction de  $Re_f$ . Comme l'indiquaient les photos de la figure II.22,  $L_{aval}$  augmente avec  $Re_f$  dans la plage où l'écoulement est stationnaire. Dans la littérature, il existe de nombreux résultats concernant la longueur de la zone aval. Celle-ci est fortement influencée par le taux d'encombrement  $BR$  de l'obstacle dans la conduite, comme l'évoquait au chapitre 1 la figure I.22. Nous avons retenu et intégré à la figure II.25 les résultats d'ARMALY *et al.* (1983) ( $\diamond$ ), dans à la fois la géométrie de l'obstacle (une marche), le taux d'encombrement de celui-ci ( $BR = 0.51$ ) et la plage de Reynolds ( $17.5 \leq Re_f \leq 1750$ ) sont similaires à notre étude. La comparaison va nous permettre de valider nos techniques expérimentales.

Nos résultats suivent la même évolution en nombre de Reynolds que ceux de la littérature, à savoir une augmentation de cette zone de recirculation avec  $Re_f$  jusqu'à une valeur critique de

300 où elle atteint 18 fois la valeur de la hauteur de l'obstacle. Au dessus de cette valeur de  $Re_f$ , la longueur de ce sillage,  $L_{aval}/L_{Obst}$ , décroît avec le nombre de Reynolds.

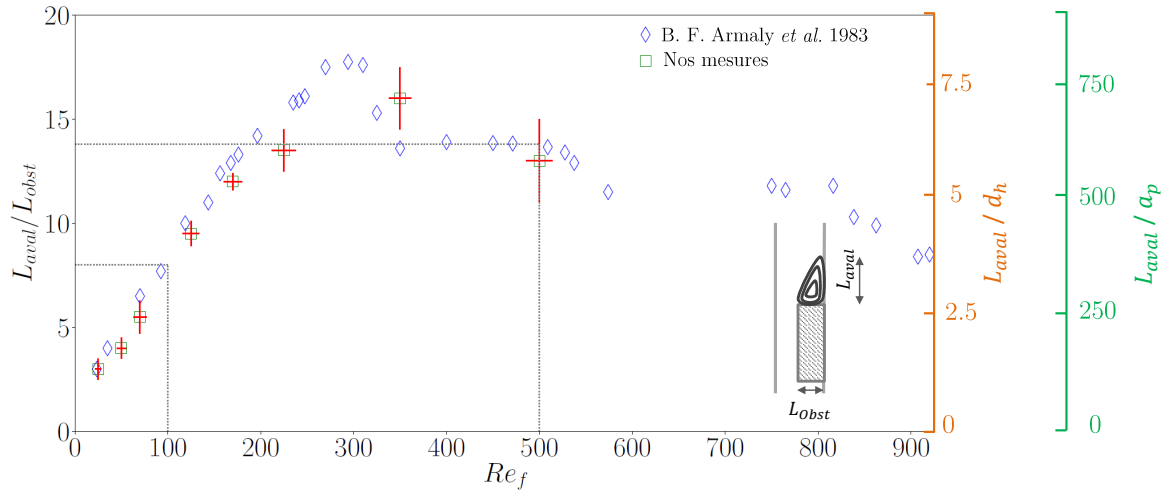


FIGURE II.25 – **Évolution de  $L_{aval}/L_{Obst}$  en fonction de  $Re_f$**  : comparaison des résultats de cette étude ( $\square$ ) avec ceux d'ARMALY et al. (1983) ( $\diamond$ ) :  $L_{aval}$  est adimensionnée soit  $L_{Obst}$  axe à gauche, soit par  $d_h$  ou  $a_p$  sur les axes à droite. Les deux lignes en pointillés bleus indiquent la valeur de  $L_{aval}/L_{Obst}$  pour les deux valeurs de Reynolds qui seront étudiées dans la suite du document.

#### II.4.3.2 Influence de la vitesse de l'écoulement sur les zones de recirculation autour du cylindre de section carrée

La vitesse de passage du fluide, de part et d'autre du cylindre de section carrée est deux fois plus importante que dans le cas de la marche. La figure II.26 (a) montre l'évolution de la longueur de la zone en aval de l'obstacle pour quatre valeurs de nombre de Reynolds :  $Re_f = 25, 75, 175$  et  $300$ . Les images ont été obtenues en sommant 40 images pour  $Re_f = 25, 75$  et 15 images pour  $Re_f = 175, 300$ . On observe que la longueur de cette zone est d'autant plus importante quand le nombre de Reynolds est grand.

Pour mettre en évidence la zone de recirculation située sur le bord d'attaque avant de l'obstacle  $Z_{Bord-attaque}$ , des zooms ont été réalisés sur les images, comme le montre la figure II.26 (b). Cette zone est repérée à partir de  $Re_f \approx 90$  et sa hauteur augmente avec la vitesse de l'écoulement. La taille de cette zone ainsi que celle de la zone aval sont délimitées comme indiqué dans la figure II.27.

Avec cette géométrie d'obstacle ayant le même taux d'encombrement que la marche, la hauteur de la zone de recirculation sur le bord d'attaque  $H_{bord-attaque}$  en amont du cylindre de section carrée est environ 2 fois plus importante (figure II.28) que dans le cas de la marche (figure II.24). Cela correspond au rapport des sections de passage du fluide au niveau des deux obstacles :  $(2.5 \times 1.25)/(2.5 \times (1.25/2)) = 2$ .

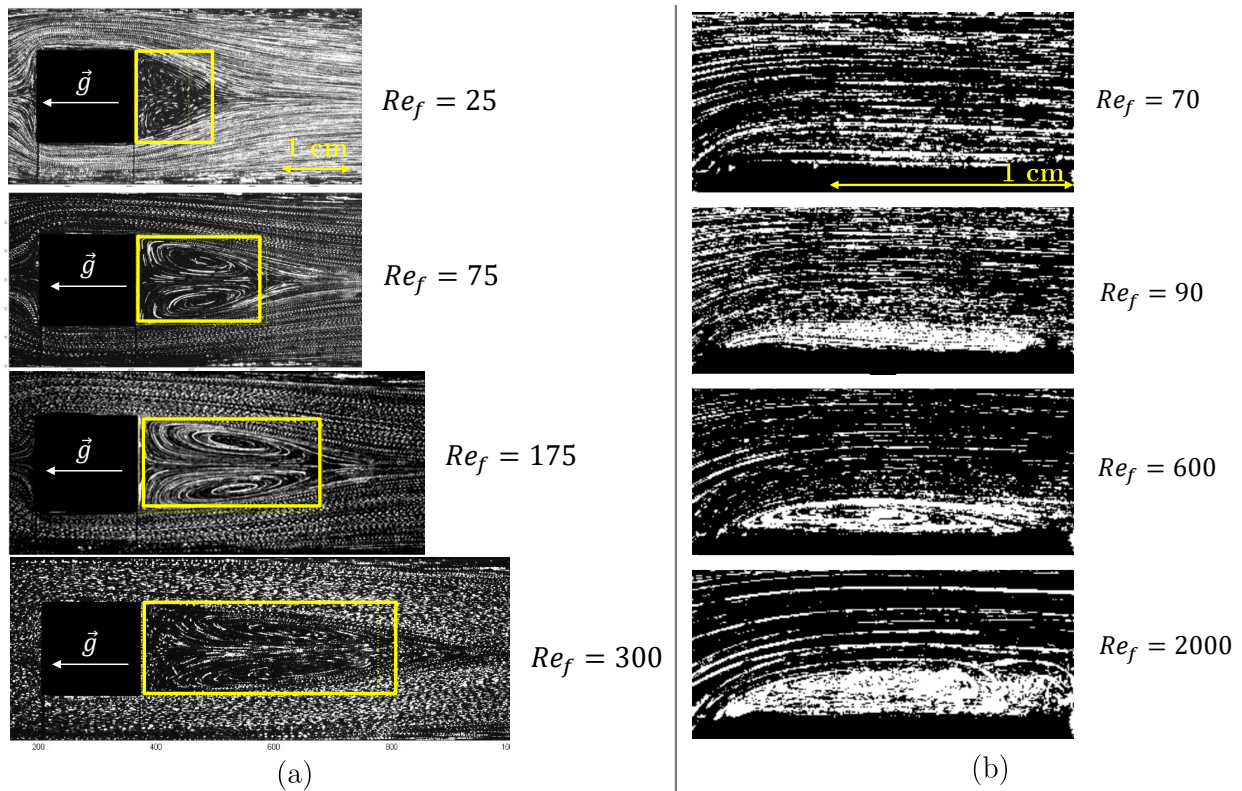


FIGURE II.26 – *Évolution des zones de recirculation en fonction de la valeur du Reynolds* : (a) évolution de la zone  $Z_{aval}$  ; (b) zoom sur l'évolution de la zone  $Z_{bord-attaque}$ .

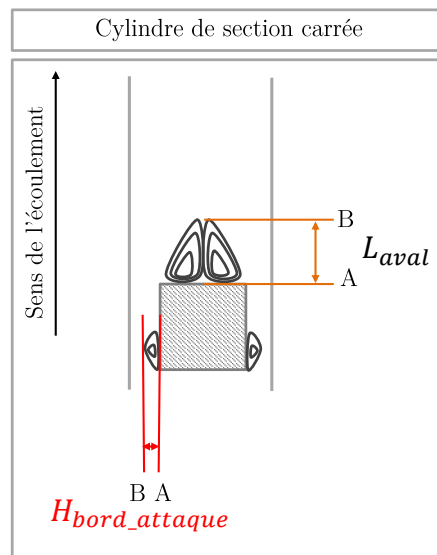


FIGURE II.27 – *Schéma des zones de recirculation autour du cylindre de section carrée* : les points A et B délimitent chacune de ces zones. En dehors de ces zones de recirculation, les lignes de courant contournent l'obstacle en se dirigeant vers le haut du tube.

Une comparaison des essais réalisés dans cette étude (■) avec les données de la littérature (◆) est donnée dans la figure II.29.

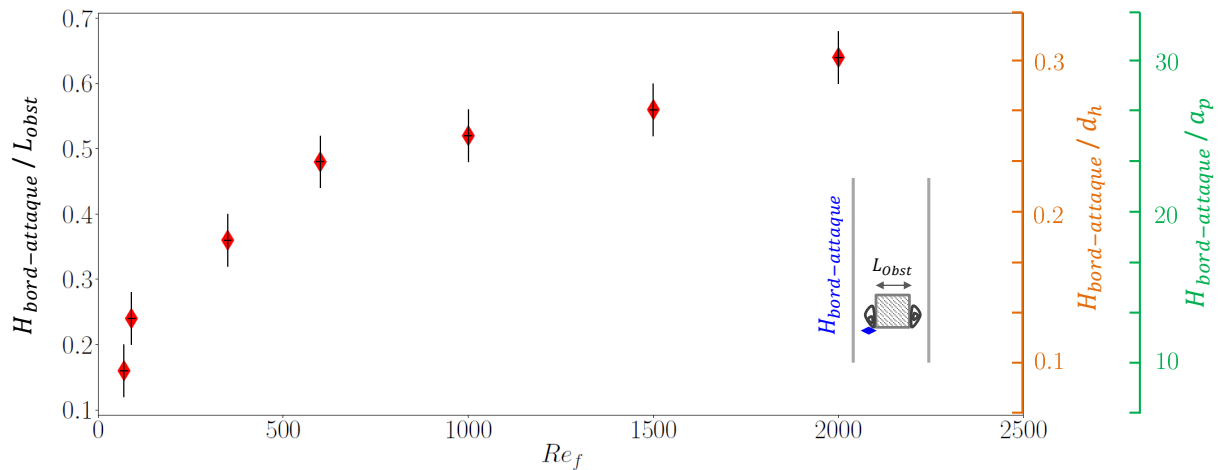


FIGURE II.28 – **Évolution de la hauteur  $H_{bord-attaque}$  ( $\Delta$ ) en fonction de  $Re_f$**  : cette hauteur est adimensionnée soit par la largeur de l'obstacle  $L_{obst}$ , soit par le diamètre hydraulique  $d_h$ , soit par le rayon d'une particule  $a_p$ .

Le graphe montre l'évolution de  $L_{aval}$  normalisée par  $L_{obst}$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re_f$ . Les mesures réalisées dans cette étude semblent en accord avec celles menées par KLOTZ *et al.* (2014) ( $\blacklozenge$ ) et SAHA (2004) ( $\blacktriangle$ ) avec un taux d'encombrement respectivement de  $BR = 1.44\%$  et de  $BR = 0.51\%$ , avec la même géométrie d'obstacle mais pour un taux d'encombrement plus important dans notre cas  $Re_f = 0.5$ . Dans les deux cas, la tendance suivie par les mesures est la même : une évolution de ce rapport  $L_{aval}/L_{obst}$  en fonction du  $Re_f$  est observée jusqu'à une valeur critique de  $Re_f \approx 250 \sim 300$  où l'apparition d'une première bifurcation dans la zone en aval de l'obstacle réduit sa longueur et par conséquent celle du rapport des deux longueurs, KLOTZ *et al.* (2014). Cette comparaison montre que le taux d'encombrement  $BR$  a une influence sur la longueur de la zone aval, puisque pour un même  $Re_f$  plus l'encombrement est important, plus la longueur de la zone aval est importante. Les résultats montrent que la longueur de la zone aval  $L_{aval}$  est environ trois fois plus importante dans le cas de la marche que celle du cylindre de section carrée. Ces observations vont dans le même sens que les résultats de simulations menées par ZOVATTO et PEDRIZZETTI (2001) sur les transitions dans le sillage qu'un cube qui se trouve modifiées lorsque celui-ci est proche d'une paroi.

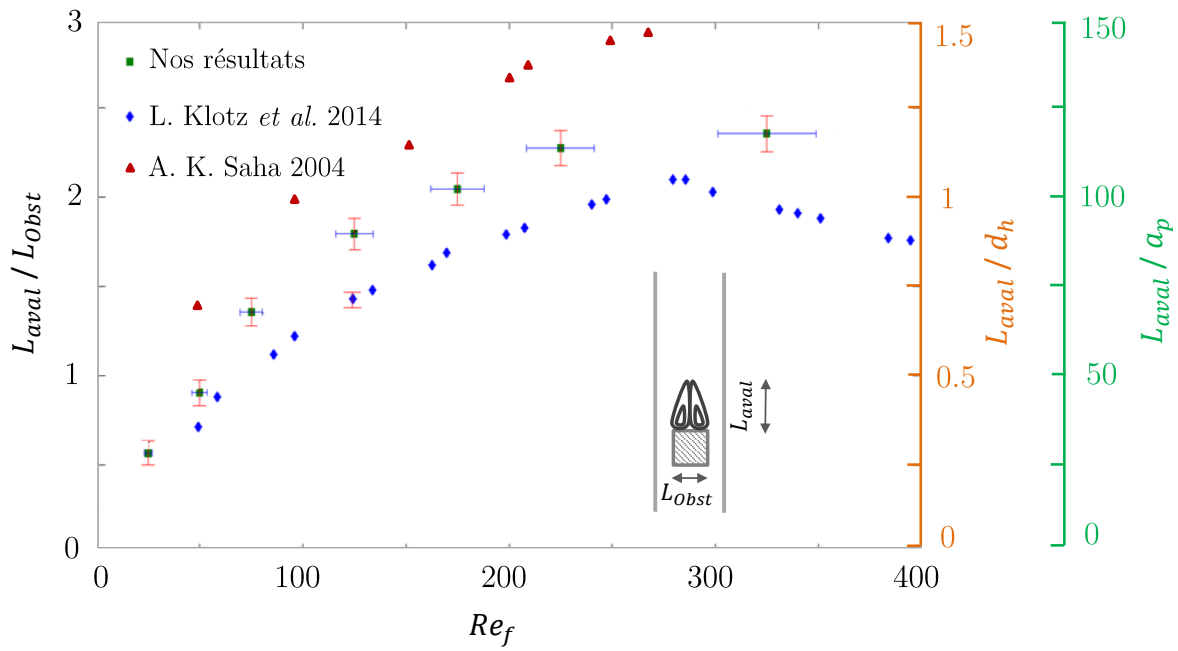


FIGURE II.29 – Évolution de la longueur de la zone en aval du cylindre de section carrée,  $L_{aval}$  en fonction de  $Re_f$  : comparaison de nos résultats  $BR = 0.5$  (■) avec les résultats de KLOTZ et al. (2014)  $BR = 1.44\%$  (◆), et les travaux numériques de SAHA (2004) (▲)  $BR = 0.51\%$ .  $L_{aval}$  est adimensionnée (axe à gauche) par  $L_{Obst}$ , et (axes à droite) par  $d_h$  et  $a_p$ .

Ces zones de recirculation étant définies, nous nous intéressons dans la suite de cette thèse à leur capacité de captation de particules transportées par le fluide. Il est donc intéressant d'étudier expérimentalement puis numériquement l'évolution du comportement des particules au passage de ces deux obstacles et plus particulièrement dans ces zones de recirculation. Cela fait l'objet du prochain chapitre.



## Modèle et comparaison avec l'expérience

Dans ce chapitre, nous allons présenter le modèle numérique utilisé pour calculer la trajectoire d'une particule isolée dans un écoulement au passage d'un obstacle. Les résultats numériques obtenus en utilisant soit l'écoulement bidimensionnel mesuré par la PIV, soit l'écoulement tridimensionnel simulé avec le code CFD Code\_Saturne sont confrontés aux résultats expérimentaux de suivi de particules. Le but est de valider les forces considérées dans le modèle pour l'utiliser par la suite dans la détermination des trajectoires de particules difficiles à suivre expérimentalement. Ce dernier a été écrit en langage Python en faisant appel à la méthode de résolution d'équation différentielle de Runge-Kutta.

### Sommaire

---

<b>III.1 Équation du mouvement d'une particule</b>	<b>98</b>
<b>III.2 Modèle numérique</b>	<b>100</b>
III.2.1 Résolution de l'équation BBO	100
III.2.2 Conditions aux limites	101
<b>III.3 Test de validation du modèle de transport de particules sur l'écoulement calculé avec la PIV</b>	<b>102</b>
III.3.1 Résultats de caractérisation de l'écoulement	102
III.3.2 Résultats du suivi expérimental des particules	103
<b>III.4 Test de validation du modèle de transport de particules sur l'écoulement calculé par Code_Saturne</b>	<b>105</b>
III.4.1 Simulation avec Code_Saturne	106
III.4.2 Test de validation du modèle à $Re_f = 100$	108
III.4.3 Test de validation du modèle à $Re_f = 500$	128
<b>III.5 Conclusions</b>	<b>135</b>

---

### III.1 Équation du mouvement d'une particule

Afin de prédire numériquement le comportement d'écoulements diphasiques, il est souvent nécessaire de formuler séparément les équations de masse et de quantité de mouvement pour chacune des phases (BOMBARDELLI et JHA (2009)). Une approche mathématique courante consiste à suivre chaque particule dans une description dite Lagrangienne, où la seconde loi de Newton est utilisée et adaptée pour représenter des particules de taille finie. Cette équation, appelée dans la littérature équation de **Boussinesq-Basset-Oseen** (BOUSSINESQ (1903), BASSET (1888) et OSEEN (1927)) ou **équation BBO**, est **valable pour des nombres de Reynolds bien inférieurs à l'unité pour une particule sphérique de taille finie**. Il est important de mentionner que la plupart des particules ne sont pas sphériques et que, par conséquent, l'équation ci-dessous est une approximation de la réalité. L'équation de Boussinesq-Basset-Oseen est présentée par M. MAXEY et RILEY (1983) et GATIGNOL (1983) avec une correction dite de Faxén CHEN et YE (2000), comme suit :

$$\begin{aligned}
 m_p \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= (m_p - m_f)\mathbf{g} \\
 &+ m_f \frac{D\mathbf{u}}{Dt} \\
 &- 6\pi\mu a_p \left( \mathbf{v} - \mathbf{u} - \frac{1}{6}a_p^2 \nabla^2 \mathbf{u} \right) \\
 &- \frac{1}{2}m_f \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{1}{2}m_f \frac{D}{Dt} \left( \mathbf{u} + \frac{1}{10}a_p^2 \nabla^2 \mathbf{u} \right) \\
 &- 6\pi\mu a_p^2 \int_0^t \frac{d(\mathbf{v} - \mathbf{u} - \frac{1}{6}a_p^2 \nabla^2 \mathbf{u})/d\tau}{\sqrt{\pi\mu(t-\tau)}} d\tau
 \end{aligned} \tag{III.1}$$

Le terme à gauche de l'équation III.1, est le produit de la masse et de l'accélération de la particule ; du côté droit on retrouve la somme des forces agissant sur cette particule, schématisées dans la figure III.1 et qui sont respectivement :

- Le **poids** de la particule contrebalancé par la **poussée d'Archimède** :

$$\mathbf{P} - \mathbf{A} = (m_p - m_f)\mathbf{g} \tag{III.2}$$

- la **force d'accélération du fluide**,  $\mathbf{F}_{accélération}$  :

$$\mathbf{F}_{accélération} = m_f \frac{D\mathbf{u}}{Dt} \tag{III.3}$$

La dérivée particulaire  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}\nabla$ , tient compte non seulement de

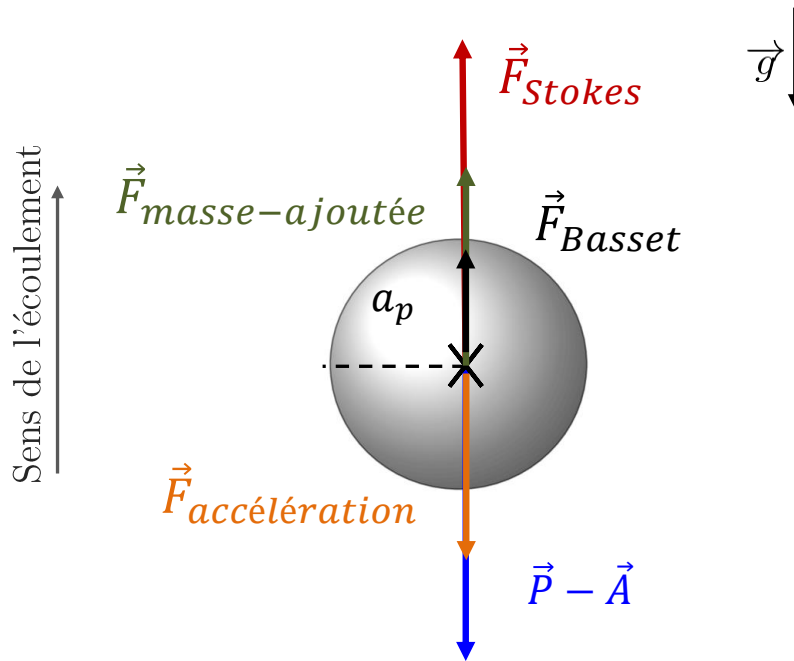


FIGURE III.1 – *Forces s'appliquant sur une particule solide dans un écoulement :  $\mathbf{F}_{accélération}$ ,  $\mathbf{F}_{masse\ ajoutée}$ ,  $\mathbf{F}_{Basset}$ ,  $\mathbf{F}_{Stokes}$  et le poids de la particule moins la force d'Archimède ( $\mathbf{P} - \mathbf{A}$ ).*

la variation locale de la vitesse du fluide au cours du temps, mais aussi de la variation de celle-ci liée au déplacement de la particule. Dans le cas particulier d'un écoulement stationnaire, comme c'est le cas dans l'étude en régime laminaire (voir chapitre 2), le terme de la variation temporelle est nul ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ), ce qui permet de simplifier l'écriture de la dérivée particulaire qui devient :  $\frac{D}{Dt} \sim \mathbf{u}\nabla$ .

- La **force de traînée de Stokes**,  $\mathbf{F}_{Stokes}$  qui représente la force exercée par le fluide sur la particule. Elle est appelée force de frottement ou force de traînée, et est donnée par la formule de Stokes pour des nombres de Reynolds particuliers  $Re_p \ll 1$  :

$$\mathbf{F}_{Stokes} = -6\pi\mu a_p(\mathbf{v} - \mathbf{u}) \quad (\text{III.4})$$

- La **force de masse ajoutée** ou masse virtuelle  $\mathbf{F}_{masse\ ajoutée}$ , qui est égale à la moitié de la masse du liquide déplacé par une particule sphérique dans un écoulement. L'équation III.5 est obtenue en résolvant celle de Navier-Stokes appliquée à un écoulement potentiel et en déduisant la force exercée par le fluide sur une particule sphérique. Cette expression III.5, n'est de ce fait, pas généralisable à n'importe quelle géométrie de particule et d'écoulement :

$$\mathbf{F}_{masse\ ajoutée} = -\frac{1}{2}m_f \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{1}{2}m_f \frac{D\mathbf{u}}{Dt} \quad (\text{III.5})$$

- La **force de Basset**  $\mathbf{F}_{Basset}$  est une force de "mémoire" (CANDELIER *et al.* (2004)). Elle prend en compte l'histoire de la particule dans l'écoulement à partir de l'instant initial :

$$\mathbf{F}_{Basset} = -6\pi\mu a_p^2 \int_0^t \frac{d(\mathbf{v} - \mathbf{u})}{\sqrt{\pi\mu(t - \tau)}} d\tau \quad (\text{III.6})$$

Nous verrons que la force d'histoire devient négligeable devant les autres termes de l'équation III.1, en particulier celui de la force de traînée qui est dominant dans notre cas.

- Les termes supplémentaires intervenant dans la traînée, la masse ajoutée et la force d'histoire, induits par la non-uniformité de l'écoulement non perturbé, à savoir  $\sim a_p^2 \nabla^2 \mathbf{u}$ , portent le nom de **la correction de Faxén** (1922), ce dernier ayant été le premier à en proposer une expression.

Dans le paragraphe suivant, nous détaillerons la démarche suivie dans la résolution de l'équation III.1 sous Python.

## III.2 Modèle numérique

### III.2.1 Résolution de l'équation BBO

Avant de passer à la résolution de l'équation BBO, nous avons dans un premier temps écrit cette équation sous sa forme adimensionnelle comme M. MAXEY et RILEY (1983), M. MAXEY (1987), BERGOUGNOUX *et al.* (2014) et LOPEZ et GUAZZELLI (2017)). Les détails sont donnés dans l'annexe A de ce manuscrit. Les longueurs et les vitesses ont été normalisées, respectivement, par le diamètre hydraulique du tube  $d_h$  et la vitesse du fluide  $u_0$ . Le rapport  $d_h/u_0$  a été utilisé pour le temps. Dans un second temps, les termes de l'équation obtenue ont été regroupés pour faire apparaître les 4 nombres sans dimension  $\mathbf{W}$ ,  $\mathbf{St}$ ,  $\mathbf{R}$  et  $\mathbf{P}$  définis dans l'analyse dimensionnelle (chapitre 2). Ainsi l'équation III.1 peut s'écrire sous sa forme adimensionnée, figurant ci-dessous :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}^*}{dt^*} &= \frac{1}{St} \left( W \frac{\mathbf{g}}{\|\mathbf{g}\|} + \mathbf{u}^* - \mathbf{v}^* + \frac{P^2}{6} \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \\ &+ R \left( \frac{3}{2} \mathbf{u}^* \cdot \nabla \mathbf{u}^* + \frac{P^2}{20} \mathbf{u}^* \cdot \nabla \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \\ &+ \frac{3}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{R}{St}} \int_0^{t^*} \frac{-d\mathbf{v}^*/d\tau^* + \mathbf{v}^* \cdot \nabla \mathbf{u}^* + \frac{P^*}{6} \mathbf{v}^* \cdot \nabla \nabla^{*2} \mathbf{u}^*}{\sqrt{\pi(t^* - \tau^*)}} d\tau^* \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

En tenant compte des ordres de grandeur présentés dans le tableau II.6 pour cette étude, et en négligeant la force d'histoire, l'équation III.7 peut s'écrire sous la forme simplifiée suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}^*}{dt^*} = & \frac{1}{St} \left( W \frac{\mathbf{g}}{\|\mathbf{g}\|} + \mathbf{u}^* - \mathbf{v}^* + \frac{P^2}{6} \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \\ & + R \left( \frac{3}{2} \mathbf{u}^* \cdot \nabla \mathbf{u}^* + \frac{P^2}{20} \mathbf{u}^* \cdot \nabla \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

La résolution de l'équation III.8 exige une bonne description de l'écoulement. Pour cela, une interpolation (spline cubique) du champ de vitesse  $\mathbf{u}^*$  obtenu par la PIV, en tout point du plan  $(xz)$ ,  $y^* = 0.5$  a été réalisée. Ensuite, en utilisant une méthode d'intégration numérique de type Runge-Kutta<sup>1</sup> d'ordre 4(5) (HAIRER *et al.* (1993)), l'équation III.8 a été résolue initialement en 2D. Ce modèle était programmé et utilisé sous MATLAB en 2D dans l'équipe BERGOUGNOUX *et al.* (2014) et LOPEZ et GUAZZELLI (2017) ; il a été traduit en Python en introduisant la troisième dimension que nous présentons plus loin dans ce rapport.

Un nombre d'itérations et un temps total sont fixés ; l'équation différentielle est alors résolue à chaque pas de temps dans cet intervalle qui dépend essentiellement des conditions aux limites. Nous disposons ainsi à la fin de chaque simulation, pour chaque particule, d'une matrice regroupant les coordonnées  $(x_p^*, z_p^*)$  ainsi que les vitesses  $(v_x^*, v_z^*)$  de la particule lorsque l'écoulement est bidimensionnel ou alors  $(x_p^*, y_p^*, z_p^*)$  et  $(v_x^*, v_y^*, v_z^*)$  lorsqu'il est tridimensionnel.

### III.2.2 Conditions aux limites

Des conditions aux limites ont été intégrées au modèle concernant les parois du tube ainsi que la présence des deux obstacles et sont présentées dans le tableau III.1. Lorsque la particule atteint une de ces limites, autrement dit lorsque la distance à la paroi est inférieure à  $2a_p$ , les composantes de la vitesse de la particule sont celles au niveau de la paroi ou sur l'obstacle, c'est-à-dire quasi-nulles, la particule s'arrête alors. Le modèle est perfectible puisque expérimentalement, dans ces cas, nous avons observé que la particule se déplace en rampant ou en roulant le long des parois du tube ou de l'obstacle. Une des perspectives de cette étude sera de mieux appréhender la trajectoire de la particule au voisinage des parois en s'inspirant notamment des travaux de GONDRET *et al.* (2002), mais aussi en adoptant sous Code\_Saturne un maillage adaptatif au voisinage de l'obstacle comme dans les travaux de SAHA (2004).

Les résultats de la résolution de l'équation III.8 en 2D sur l'écoulement mesuré par PIV et en 3D sur celui calculé par Code\_Saturne, et leurs comparaisons avec les trajectoires de particules expérimentales sont présentés dans la suite de ce chapitre.

1. Méthode d'analyse numérique d'approximation de solutions d'équations différentielles.

Tableau III.1 – Conditions aux limites intégrées dans le modèle résolu sous Python.

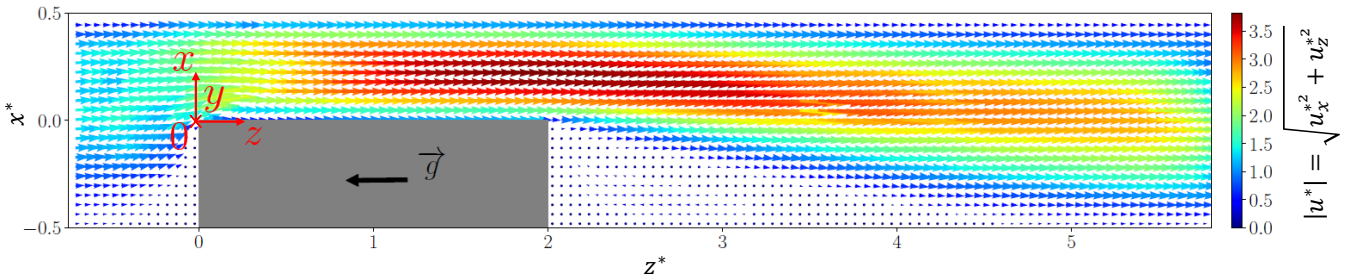
Au niveau des parois	$-0.5 < x^* < 0.5$	$0 < y^* < 1$	$-20 < z^* < 20$
Marche	$-0.5 < x^* < 0$	/	$0 < Z^* < 2$
Cylindre de section carre	$-0.25 < x^* < -0.25$	/	$0 < z^* < 0.5$

### III.3 Test de validation du modèle de transport de particules sur l'écoulement calculé avec la PIV

L'objectif de ce test est de valider les termes considérés dans l'équation III.8. Cela passe par la comparaison des trajectoires calculées par le modèle avec celles suivies expérimentalement. Nous commencerons par décrire le champ de vitesse autour de la marche à  $Re_f = 100$ . Par la suite, nous présentons les trajectoires expérimentales obtenues avec ImageJ<sup>®</sup> et nous terminerons par une comparaison avec celles issues du calcul numérique sur l'écoulement mesuré par PIV.

#### III.3.1 Résultats de caractérisation de l'écoulement

La caractérisation expérimentale de l'écoulement dans le plan  $(xz)$ ,  $y^* = 0.5$  au milieu de la conduite est obtenue avec la PIV, présentée dans le chapitre 2. La figure III.2 montre le champ de vitesse de l'écoulement à  $Re_f = 100$  autour de la marche qui a été obtenu en moyennant 500 couples d'images sous DPIVsoft. Ce nombre de couples d'images est nécessaire pour estimer correctement l'écoulement moyen et s'affranchir des problèmes d'ensemencement. Nous observons que par conservation de débit, la vitesse atteint jusqu'à  $\approx 3.5 u_0$  au niveau de la restriction. Nous distinguons également deux zones de recirculation de faibles vitesses  $< 0.5 u_0$  en amont et en aval de l'obstacle et qui sont intéressantes puisqu'elles peuvent piéger des particules. Il existe une couche de fort cisaillement entre ces zones de fortes et de faibles vitesses. Nous allons, maintenant, injecter des particules au sein de ce champ de vitesse.


 FIGURE III.2 – *Champ de vitesse de l'écoulement mesuré par PIV pour  $Re_f = 100$  : moyenne réalisée à partir de 500 couples d'images séparées de  $\Delta t = 8$  ms.*

### III.3.2 Résultats du suivi expérimental des particules

La figure III.3 montre trois trajectoires mesurées en utilisant l'outil MTrack. Ces trois particules ont été sélectionnées sur la base de la zone de l'écoulement qu'elles explorent autour de la marche. Dans la suite de ce chapitre, nous les identifierons par les symboles ( $\square$ ,  $\Delta$ ,  $\circ$ ) et nous les nommerons respectivement P1, P2 et P3.

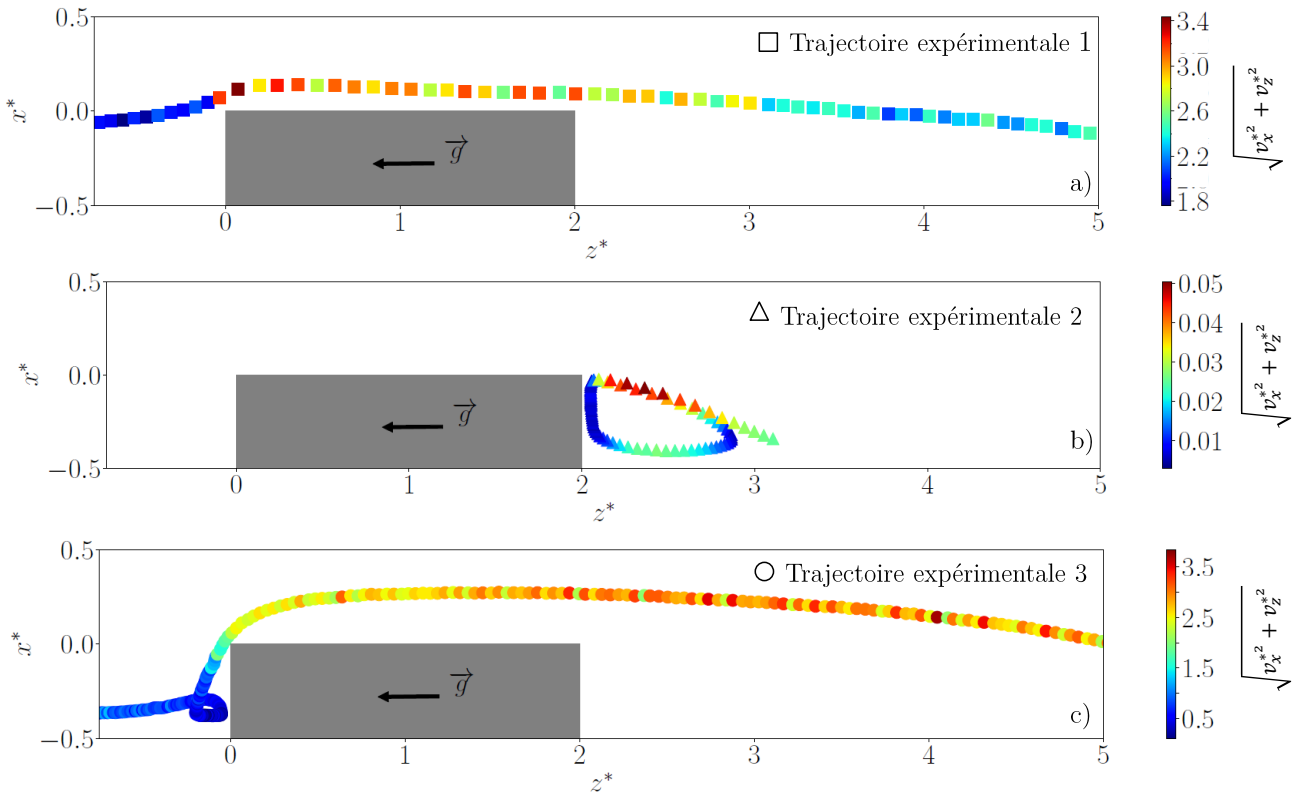


FIGURE III.3 – *Trajectoires expérimentales de particules injectées en amont et en aval de la marche à  $Re_f = 100$  : a) la particule P1 contourne l'obstacle sans être piégée dans les zones de recirculation; b) P2 se piège dans la zone de recirculation aval; c) P3 se piège dans la zone de recirculation amont et finit par en sortir. La fréquence d'acquisition est de 60 fps, les couleurs des symboles traduisent la vitesse de chaque particule à cet endroit de l'écoulement.*

La particule P1, injectée en amont de l'obstacle en  $x^* \approx 0$ , loin des parois et en  $z^* \approx -20$ , contourne la marche et n'est pas entraînée dans les zones de recirculation. La particule P2 est injectée dans la zone de recirculation en aval de la marche en  $x^* \approx 0$  et  $z^* \approx 2.2$ ; elle fait environ un tour et demi dans cette zone avant d'en sortir. Et enfin, la particule P3, injectée en amont de la marche en  $x^* \approx -0.4$ , proche de la paroi, et en  $z^* \approx -20$ , explore la zone de recirculation amont avant de poursuivre sa trajectoire vers le haut du tube.

Le champ de vitesse mesuré par la PIV à  $Re_f = 100$  est intégré dans la résolution de l'équation III.8 en prenant les valeurs du tableau III.2.

Tableau III.2 – Conditions expérimentales à  $Re_f = 100$ 

$u_0$ ( $m.s^{-1}$ )	$\rho_f$ ( $kg.m^{-3}$ )	$\mu_f$ ( $Pa.s$ )	$Re_f$	$W$	$St$	$R$	$P$
$0.54 \cdot 10^{-2}$	1049	$1.5 \cdot 10^{-3}$	100	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$	0.67	0.01

Dans le modèle, les particules sont injectées aux mêmes coordonnées de départ que les particules expérimentales et sans vitesse initiale. Les trajectoires calculées sont comparées sur la figure III.4 avec les trajectoires expérimentales que nous venons d'évoquer. Pour la particule P1 qui n'est pas entraînée dans les zones de recirculation, les résultats du modèle suivent avec la trajectoire expérimentale. En revanche pour les deux autres particules, P2 et P3, injectées dans les zones de recirculation amont ou aval où l'écoulement est plus complexe, les trajectoires calculées par le modèle sont assez éloignées de celles que nous avons mesurées.

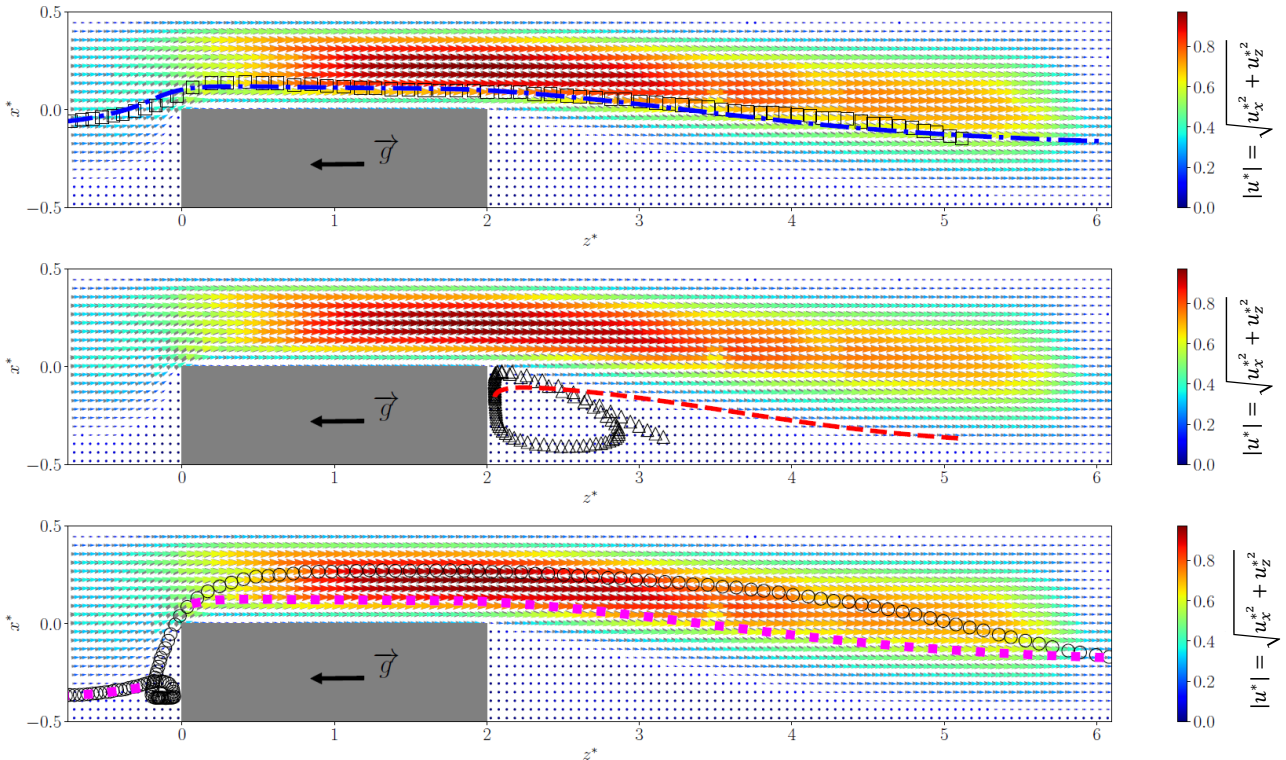


FIGURE III.4 – *Comparaison des trajectoires expérimentales avec celles calculées par le modèle au passage de la marche* : ( $\square$ , P1), ( $\Delta$ , P2) et ( $\circ$ , P3). L'écoulement utilisé dans le modèle est celui mesuré par la PIV. Les résultats du modèle pour P1, P2 et P3 sont respectivement ( $\cdot$ —, — — et  $\blacksquare$ ). Le champ de vitesses de l'écoulement obtenu avec la PIV apparaît en arrière plan.

Lors des mesures, nous avons observé un déplacement des particules dans la troisième direction  $y^*$ , et ce même loin des zones de recirculation. Comme cela est illustré sur la figure III.5, la particule change de plan ( $xz$ ) au fur et à mesure qu'elle se déplace dans la fenêtre d'observation



comme en atteste la variation de son diamètre dans l'image. Le diamètre est égal à 14 *pixels* à l'instant  $t_0$  et à 18 *pixels* à l'instant  $t_n$ .

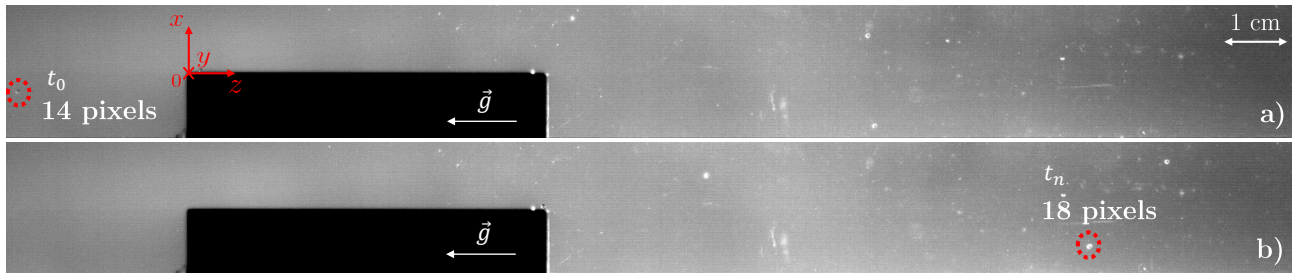


FIGURE III.5 – *Mise en évidence de la trajectoire 3D des particules* : a) la particule identifiée en amont de la marche est entourée par des pointillés rouges, elle est vue à cet instant  $t_0$  sur 14 *pixels* ; b) la même particule, à  $t_n$ , est identifiée vers la sortie du tube et vue sur 18 *pixels*.

Nous allons voir plus loin dans ce manuscrit, que même si la comparaison de ces trajectoires expérimentale et numérique donne de bons accords sur un plan ( $xz$ ), il est nécessaire de s'intéresser à l'évolution temporelle des vitesses et des positions pour valider les calculs.

Hormis pour des  $Re_f < 100$ , l'écoulement est tridimensionnel ce qui rend périlleux la description de la trajectoire d'une particule dans un seul plan ( $xz$ ). Il est donc indispensable d'avoir cette troisième composante de l'écoulement suivant  $y^*$ . Pour ce faire, nous avons eu recours à la simulation numérique avec un code CFD, Code\_Saturne développé par EDF et utilisé par le CEA, afin d'avoir cette caractérisation 3D de l'écoulement. Le paragraphe suivant traite de la description de ce code de simulation ainsi que du test de validation des résultats obtenus par celui-ci.

### III.4 Validation du modèle de transport de particules sur l'écoulement calculé par Code\_Saturne

L'objectif de l'utilisation de ce code de calcul est d'avoir accès à la troisième composante de l'écoulement suivant  $y^*$ , difficile à obtenir expérimentalement, afin de l'intégrer dans la résolution de l'équation III.8 en 3D. Avant cela, une vérification du champ de vitesse de l'écoulement calculé par ce code a été réalisée, en comparant le champ de vitesse simulé dans le plan  $y^* = 0.5$  avec celui obtenu expérimentalement avec la PIV dans ce même plan, au milieu de la conduite. La dernière partie est consacrée à la comparaison des trajectoires expérimentales avec celles calculées par le modèle sur l'écoulement 3D, pour deux obstacles (la marche et le cylindre de section carrée) et pour deux valeurs de Reynolds ( $Re_f = 100$  et  $Re_f = 500$ ).

Cette comparaison est réalisée dans le but de tester la validité du modèle dans ces régimes d'écoulement. La première partie de validation du modèle avec la marche pour  $Re_f = 100$  a

fait l'objet d'un article intitulé "*Particle-laden flow around an obstacle in a square pipe : Experiments and modeling*", qui a été accepté à *Mechanics & Industry* en juin 2020 et qui est inclus dans ce chapitre.

### III.4.1 Simulation avec Code\_Saturne

Les codes CFD (Computational Fluid Dynamics) permettent l'étude des mouvements d'un fluide en passant par trois principales étapes : une modélisation mathématique (équations aux dérivées partielles), un choix des méthodes numériques (techniques de discrétisation et de résolution) et l'exploitation des résultats avec des outils de post-traitement. Le code utilisé dans cette étude est basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes. Les détails concernant la démarche suivie dans la simulation avec ce code, ainsi que la vérification de la convergence des calculs avec le maillage adapté sont présentés dans l'annexe C de ce manuscrit.

La première étape concerne le test de validation du calcul de l'écoulement par Code\_Saturne. Les profils de vitesses calculés par celui-ci dans le plan de la PIV  $y^* = 0.5$  sont comparés à ceux mesurés par la PIV.

Les points choisis pour faire cette comparaison sont ceux illustrés à la figure III.6. Ces quatre points sont dans différentes zones de l'écoulement : au niveau de la marche (●), dans la zone de recirculation aval de celle-ci (□), et en aval de la marche à  $z^* = 3$  (★) et à  $z^* = 4.6$  (×).

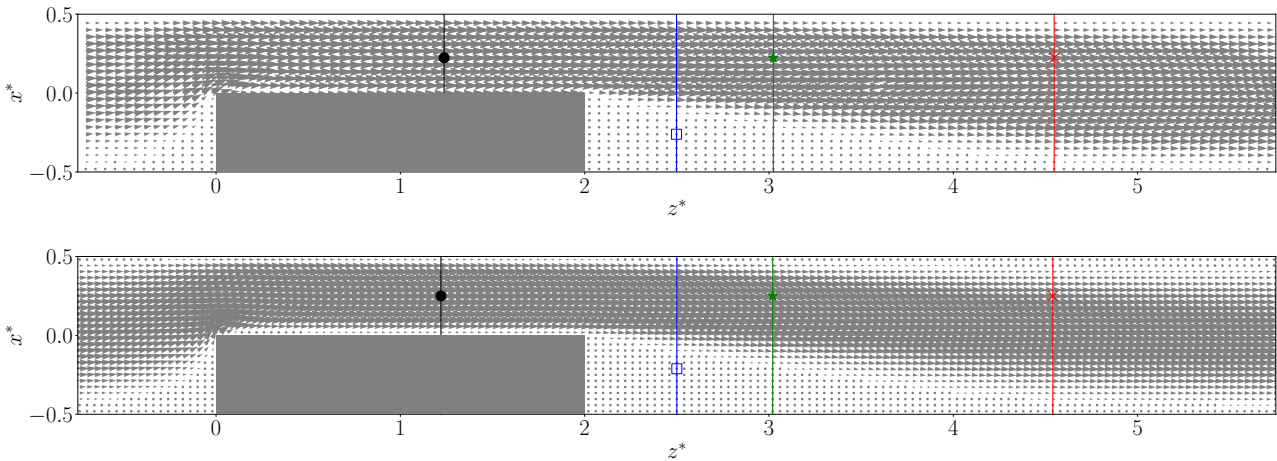


FIGURE III.6 – **Représentation des points sélectionnés pour la comparaison des vitesses** : mesurées par PIV avec celles calculées avec Code\_Saturne, dans le but de tester la validité du champ de vitesse obtenu par ce dernier à  $Re_f = 500$ . (●)  $z^* = 1.2$ , (□)  $z^* = 2.5$ , (★)  $z^* = 3.0$ , (×)  $z^* = 4.6$ .

L'évolution de la vitesse  $u_z^*$  le long de l'axe  $x^*$  dans le plan  $y^* = 0.5$  de ces quatre points est représentée sur la figure III.7. Pour le premier point (●) pris à  $z^* = 1.2$ , la présence de l'obstacle explique que la vitesse soit nulle entre  $-0.5 \leq x^* \leq 0$ ; elle passe par un maximum égal à  $3.5 u_0$  pour  $x^* \approx 0.3$ . Pour le deuxième profil de vitesse (□),  $u_z^*$  est négative dans la zone

de recirculation aval et maximale pour  $x^* \approx 0.25$ . Nous constatons que le centre du profil de Poiseuille (de la vitesse maximale) se rapproche du centre de la conduite ( $x^* = 0$ ) au fur et à mesure que l'écoulement s'éloigne de l'obstacle.

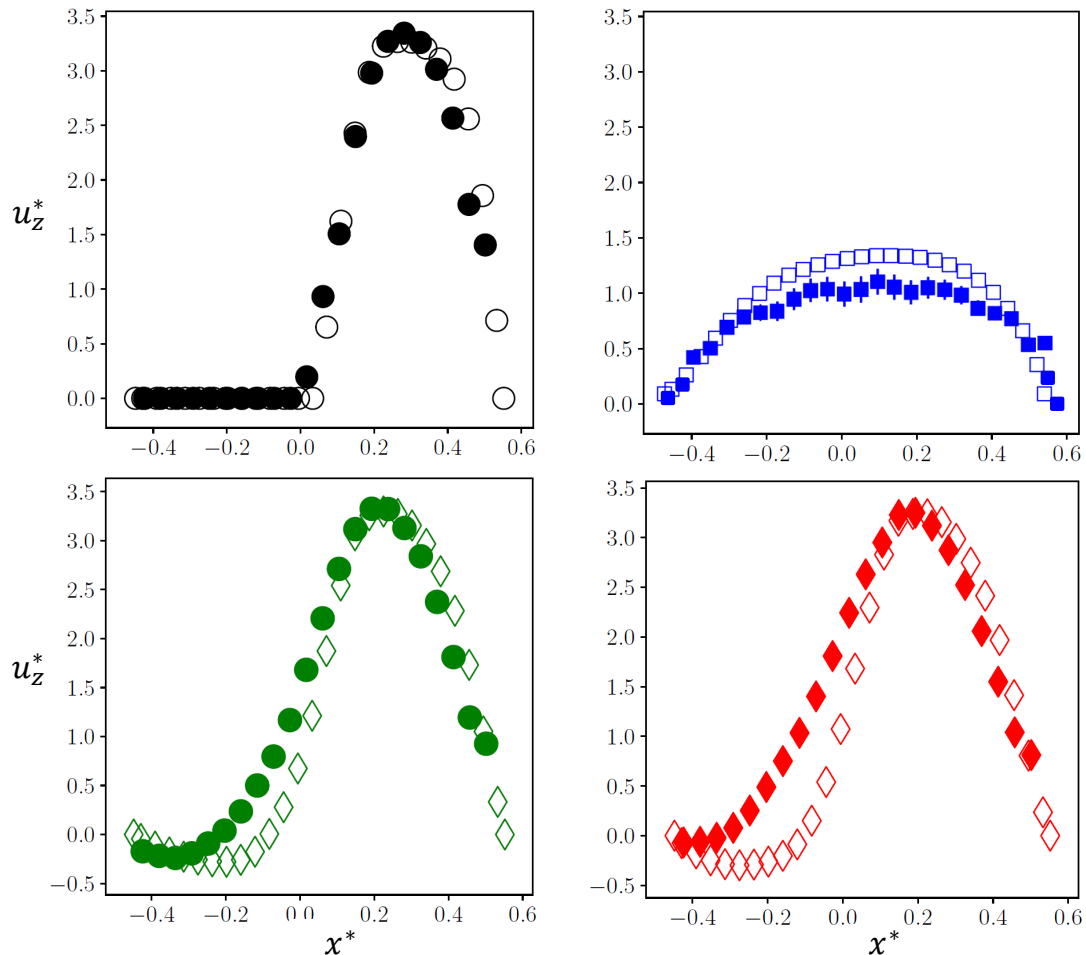


FIGURE III.7 – *Comparaison des profils de vitesses  $u_z^*$  calculées par Code\_Saturne (symboles vides) avec ceux mesurés par PIV (symboles pleins) à  $Re_f = 500$  : ( $\bullet$ ,  $\circ$ )  $z^* = 1.2$ , ( $\blacksquare$ ,  $\square$ )  $z^* = 2.5$ , ( $\bullet$ ,  $\diamond$ )  $z^* = 3.0$ , ( $\blacklozenge$ ,  $\diamond$ )  $z^* = 4.6$ . Les barres d'erreur pour les vitesses mesurées par PIV sont indiquées sur les graphes.*

Nous remarquons également que le profil de vitesse calculé avec Code\_Saturne aux altitudes  $z^* = 3.0$  et  $z^* = 4.6$ , est négatif lorsque  $x^* < 0$  puisqu'on se retrouve dans la partie de la zone aval qui revient vers l'obstacle (sens de la gravité). Les profils de vitesses calculées avec Code\_Saturne, représentés en symboles vides dans la figure III.7 sont similaires aux profils de vitesses mesurées par PIV. Cette comparaison montre que le calcul effectué avec Code\_Saturne (dans le plan de la PIV) est validé par les données expérimentales.

La figure III.8 représente quelques-uns des contours de la norme de la vitesse dans différents plans ( $xy$ ) issus du calcul avec Code\_Saturne et représentés sous ParaView.

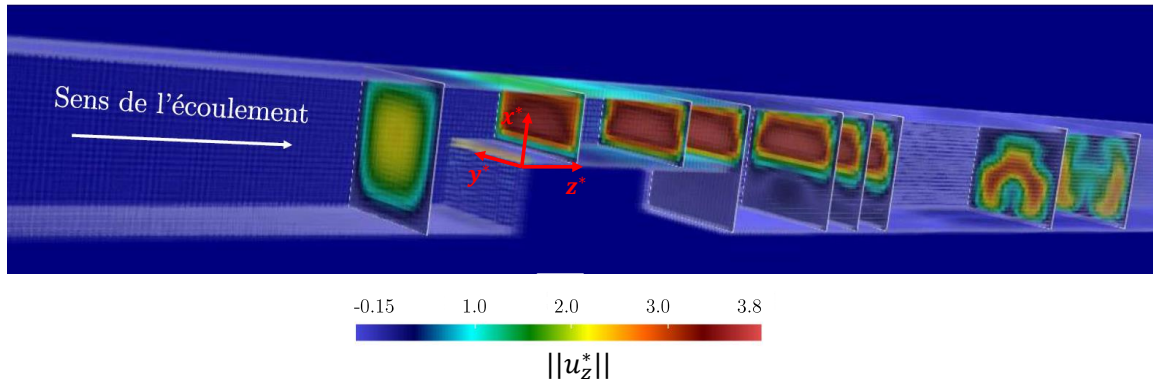


FIGURE III.8 – Norme  $\|u_z^*\|$  le long du tube pour  $Re_f = 500$  représentée sur ParaView.

Elle met en évidence la complexité de l'écoulement autour de la marche. Il est possible de distinguer sur le premier plan, dans le sens de l'écoulement, un profil de Poiseuille où la vitesse maximale est au centre. Au niveau de la constriction cette vitesse maximale est d'environ le double de la vitesse  $u_0$ . Plus l'écoulement avance dans la conduite (en aval de la marche), on observe des profils sous forme de "poumons" qui se forment et dont les vitesses diminuent au fur et à mesure que l'écoulement s'éloigne de l'obstacle. Cette cartographie de l'écoulement permet d'avoir une idée des distributions des vitesses et plus particulièrement de repérer les zones de faibles vitesses susceptibles de piéger des particules : les zones en amont et à l'aval de la marche.

### III.4.2 Test de validation du modèle à $Re_f = 100$

L'étude que nous avons menée comporte une partie expérimentale et une partie numérique. La première concerne la caractérisation de l'écoulement par la PIV et le suivi de particules expérimentalement et la deuxième regroupe la simulation de l'écoulement avec Code\_Saturne et le calcul de la trajectoire d'une particule isolée avec le modèle soit calculé avec le champ de vitesses obtenu avec la PIV, soit avec celui calculé par Code\_Saturne.

#### III.4.2.1 Présentation de l'article accepté à Mechanics & Industry

La comparaison entre les trajectoires de particules expérimentales et celles calculées par le modèle est présentée dans l'article joint ci-dessous. Elle montre que l'écoulement peut être décrit dans un écoulement 2D loin des zones de recirculation (cf. trajectoire 1). En revanche, dans les zones de recirculation en amont et en aval de la marche (trajectoires 2 et 3), les positions calculées par le modèle basé sur le champ de vitesses obtenu expérimentalement par la PIV, ne suivent pas les trajectoires expérimentales. En effet, le critère 3D de l'écoulement dans ces zones modifie la trajectoire de la particule qui ne peut être décrite dans un seul plan. C'est pourquoi l'écoulement tridimensionnel calculé par Code\_Saturne a été interpolé dans les trois directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  pour remplacer le champ de vitesse calculé par PIV dans la résolution du modèle.



# Particle-laden flow around an obstacle in a square pipe: experiments and modeling

Ouardia Ait Ouchegougou<sup>1</sup>, Véronique Pointeau<sup>2</sup>, Guillaume Ricciardi<sup>2</sup>, Élisabeth Guazzelli<sup>3</sup>, and Laurence Bergougnoux<sup>4,\*</sup>

<sup>1</sup> Aix-Marseille Univ, CNRS, IUSTI, Marseille and CEA, DES, IRESNE, DTN, Cadarache, France

<sup>2</sup> CEA, DES, IRESNE, DTN, Cadarache, France

<sup>3</sup> Aix-Marseille Univ, CNRS, IUSTI, Marseille and Université de Paris, CNRS, Matière et Systèmes Complexes (MSC) UMR 7057, Paris, France

<sup>4</sup> Aix-Marseille Univ, CNRS, IUSTI, Marseille, France

Received: 8 November 2019 / Accepted: 3 June 2020

**Abstract.** Particle trapping and deposition around an obstacle occur in many natural and industrial situations and in particular in the nuclear industry. In the steam generator of a nuclear power plant, the progressive obstruction of the flow due to particle deposition reduces the efficiency and can induce tube cracking leading to breaking and damage. The steam generator then loses its role as a safety barrier of the nuclear power plant. From a fundamental standpoint, dilute and concentrated particulate flows have received a growing attention in the last decade. In this study, we investigate the transport of solid particles around obstacles in a confined flow. Experiments were performed in a simplified configuration by considering a laminar flow in a vertical tube. An obstacle was inserted at the middle height of the tube and neutrally-buoyant particles were injected at different locations along the tube. We have investigated first the trajectories of individual particles using particle tracking (PT). Then, the particle trajectories were modeled by using the Boussinesq-Basset-Oseen equation with a flow velocity field either measured using particle image velocimetry (PIV) or calculated by the *Code\_Saturne* software in order to account for the three-dimensional (3D) character of the obstacle wake. This paper presents a comparison between the experimental observations and the predictions of the modeling for an obstacle consisting of a rectangular step at a Reynolds number of  $\approx 100$  and evidences the importance of accounting for the 3D complex nature of the flow.

**Keywords:** Particle-laden flow / obstacle / wakes

## 1 Introduction

About 11% of the world electricity is generated by 450 nuclear power reactors. Most of these nuclear power plants (65% of them) are Pressurized Water Reactors (PWR). The Steam Generator (SG) is a crucial component of the PWR where the heat exchange between the primary and secondary circuits produces steam which is used to drive a turbine linked to an alternator to produce electricity. The tube bundle in the SG comprises 3300 to 6000 tubes supported at different heights by internal structures called Tube Support Plates (TPS). Clogging, i.e. the progressive obstruction mainly due by deposits of iron oxides, occurs in the quatrefoil holes between the tubes and the TPS designed for the circulation of the fluid. This phenomenon can have important consequences on the safety of the PWR. Therefore, the understanding of the origin of this mechanism [1,2], especially that

related to thermal, chemical, hydrodynamic, and physical issues, requires particular attention. Investigations inside the PWRs are limited because of the difficulty to access to specific location of this phenomenon. The difficulty of undertaking experiments and instrumentation under thermohydraulic (pressure  $\simeq 6$  MPa, temperature  $\simeq 280$  °C) and chemical representative conditions in the SG justifies to simplify the problem and to perform model experiments. The objective of the present study is thus to examine the flow of particles around obstacles (which mimic the TPSs) and in particular to study their preferential locations of trapping. To simplify further the problem, we have chosen to focus on the hydrodynamic effects and to neglect other phenomena such as thermal and chemical interactions.

From a fundamental standpoint, the flow around a bluff body is controlled by several parameters: the shape of the obstacle, the environment in which the body is located (a confined pipe [3] or a free surface channel [4]), and the flow Reynolds number,  $Re_f$ . Pressure losses

\* e-mail: [laurence.bergougnoux@univ-amu.fr](mailto:laurence.bergougnoux@univ-amu.fr)

caused by a sudden change in the flow section give rise to recirculation zones. This is the case of a backward-facing step flow which has been extensively studied and used as a test case in numerical simulations. Experimental investigations of laminar, transitional, and turbulent flows with regions of separation behind a two-dimensional backward-facing step were carried out by Armaly et al. [5] with an air flow in a pipe with a blockage ratio of 0.5. The length of the wake behind the step was measured, as well as the lengths and locations of the other recirculating-flow regions. One of the rare studies focusing on the upstream region of an obstacle has been conducted by Hattori et al. [6]. This numerical study shows that the size of the recirculation zone upstream of the forward-facing step becomes smaller with increasing  $Re_f$ . Another result is that the obstacle blockage in the pipe influences the sizes of the recirculation zones.

Dilute and concentrated particulate flows have received a growing attention in the last decade. For example, the study conducted by Matas et al. [7] on dilute suspensions of neutrally buoyant particles in Poiseuille flow extended that of Segrè and Silberberg [8] and showed that particles accumulate on a narrow annulus which moves toward the wall as  $Re_f$  increases. The same authors [9] investigated the influence of suspended particles on the transition to turbulence in a pipe flow. Their results indicate that particle sizes and concentration influence this transition: small particles cause a delay in transition to larger critical Reynolds number while, for larger particles at low concentrations, the opposite effect is observed.

In the case of suspension flows in obstructed pipes, the studies are mostly focused on the downstream side of the obstacle, although the area affected by clogging is the upstream region of the obstacles in the practical case of steam generators. The behavior of monodisperse and neutrally buoyant particles in the wake of a cylinder has been examined by Haddadi et al. [10] at moderate  $Re_f < 30$ . Their experimental observations in a microfluidic device indicated the formation of a particle-depleted region in the wake of the obstacle. Using simulations based on a lattice-Boltzmann method, they investigated the behavior of a single particle placed at different initial locations. They found that, when released inside the wake region, the particles move towards the boundary of the wake until reaching a limit-cycle trajectory. When many particles are introduced into the wake, because of particle hydrodynamic interactions, particles can move from one lobe of the wake to the other, or completely exit the wake by escaping into the free stream. Recently, the same authors [11] examined numerically the trapping of particles in the wake of obstacles having different geometries by varying the size of particles and the density ratio between the particles and the fluid. They showed that the vortex depopulation kinetics depends upon the shape of the obstacle as well as upon the density ratio of the particle and the fluid and the size ratio between the particles and the obstacle.

The particle trapping or deposition phenomenon in particle-laden flow inside confined geometries is still poorly understood. In this paper, an experimental investigation of the behavior of spherical particles around an obstacle in laminar flow is presented. Experimental

particle trajectories are compared to predictions obtained by using the equation of motion for a small rigid sphere at low Reynolds numbers [12,13].

## 2 Materials and methods

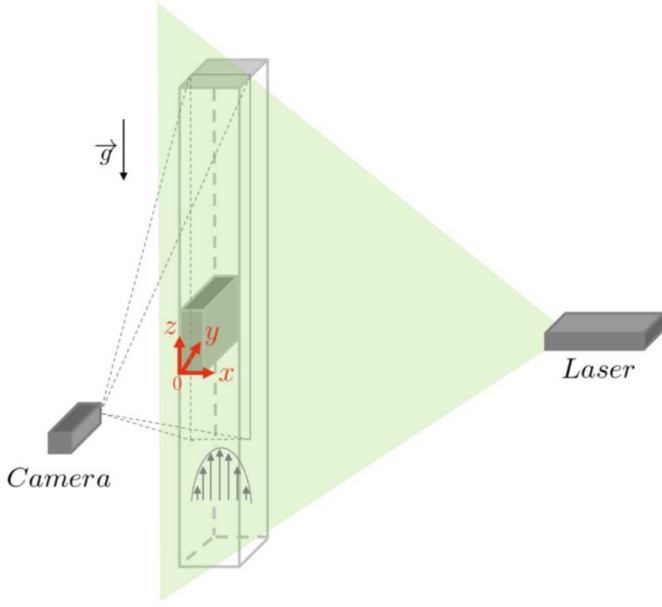
### 2.1 Dimensional analysis

Before presenting the experimental setup, the different physical and geometrical quantities of the study are discussed. The square pipe is characterized by its hydraulic diameter,  $d_h$ , defined as the ratio of four times the cross-sectional area of the flow and the wetted perimeter of this cross-section. The fluid flowing through the tube is characterized by its viscosity,  $\mu$ , its density,  $\rho_f$ , and the inlet velocity,  $u_0$ . The particles are spherical with a radius,  $a_p$ , and a density,  $\rho_p$ . An additional quantity is the gravitational acceleration,  $g$ . We thus have seven independent physical quantities. Using the *Buckingham  $\pi$  theorem*, dimensionless analysis indicates that the present problem is characterized by four dimensionless parameters: the velocity ratio,  $W = v_{st}/u_0$ , where  $v_{st} = 2a_p^2(\rho_p - \rho_f)g/9\mu$  is the Stokes velocity of particles, the Stokes number,  $St = \frac{2}{9}(\rho_p + \rho_f/2)a_p^2u_0/\mu d_h$ , characterizing the behavior of particles suspended in a fluid flow (a particle with a low Stokes number follows fluid streamlines while a particle with a large Stokes number is dominated by its inertia), the density ratio,  $R = \rho_f/(\rho_p + \rho_f/2)$ , and the size ratio,  $P = a_p/d_h$ , which is always rather small. By combining these four parameters, two Reynolds numbers can be obtained: the Reynolds number of the particles,  $Re_p = v_{st}\rho_f a_p/\mu = \frac{2}{9}St W R/P$ , and the Reynolds number of the fluid, flow,  $Re_f = u_0\rho_f d_h/\mu = Re_p/(PW)$ .

### 2.2 Experimental setup

Experiments are performed in a transparent Plexiglass<sup>®</sup> pipe having an inner square cross-section of  $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$  with  $d_h = 2.5 \text{ cm}$ , and a filled height of  $\approx 100 \text{ cm}$  obstructed by a rectangular obstacle inserted at the middle height of the tube, as sketched in Figure 1. All the experiments are performed at the ambient room temperature of  $23 \pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$ . The fluid is a mixture of water and saccharose (13.5 %) with a density  $\rho_f = 1049 \text{ kg.m}^{-3}$  and a viscosity  $\mu = 1.5 \text{ mPa.s}$  at  $23 \pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$ . The upward flow in the pipe is provided by a pump (SIMATEC/MV-PUMPSYSTEM) covering a range of flow up to  $Re_f = 1000$ . The inlet fluid velocity is fixed at  $u_0 = 0.54 \text{ cm.s}^{-1}$ , i.e.  $Re_f = 94$ . Spherical particles made of polystyrene having a radius  $a_p = 250 \pm 5 \text{ }\mu\text{m}$  and density  $\rho_p = 1050 \text{ kg.m}^{-3}$  are used.

A digital camera (JAI SP-12000M-CXP4-F-XT,  $4096 \times 700$  pixels, 120 fps) placed in front of the tube is focused on the obstacle and the particles. The flow characterization is performed by a non-intrusive method, particle image velocimetry (PIV) using the Matlab<sup>™</sup>PIV software DPIVsoft [14]. The fluid is seeded with hollow particles used as fluid tracers (Dantec Measurement Technology) having a diameter  $\approx 15 \text{ }\mu\text{m}$  and a density



**Fig. 1.** Schematic view of the experimental setup: the pipe has an inner square cross-section of  $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$  with  $d_h = 2.5 \text{ cm}$ , and a filled height of  $\approx 100 \text{ cm}$  obstructed by a rectangular obstacle inserted at the middle height of the tube.

$\approx 1400 \text{ kg.m}^{-3}$ . For all PIV measurements, the spatial resolution is  $0.13 \times 0.13 \text{ cm}^2$ , corresponding to an interrogation window of  $32 \times 32$  pixels with an overlap of 50%. The error in the measurements of the time-averaged velocity fields was estimated to remain below 10%.

Particle tracking (PT) is used to track the motion of particles and infer their velocities. A neon light illuminates the region around the obstacle and the digital camera records the particle motions at 15 frames/s. The particle tracking scheme uses the plugin MTrackJ of the ImageJ software [15]. The experimental error in the particle center measurement is  $\approx 1/5$  of the particle diameter. Since the camera is at the same location in the PIV and PT measurements, the coordinates of the particle can be accurately positioned inside the velocity-vector map of the flow as a function of time.

### 2.3 Simulation with Code\_Saturne

Code\_Saturne is a free, open-source software developed and released by EDF to solve computational fluid dynamics (CFD) applications. It solves the Navier-Stokes equations for 2D, 2D-axisymmetric, and 3D flows, steady or unsteady, laminar or turbulent, incompressible or weakly dilatible, isothermal or not, with scalar transport if required. In this study, a 3D steady simulation of the flow is performed. A structured hexahedral mesh is used with cell sizes of  $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$  along the tube dimensions. The mean flow is in the  $z$ -direction (opposite to the gravity direction) with an inlet uniform velocity  $u_0 = 0.54 \text{ cm.s}^{-1}$ . Computational convergence is verified by following the velocities of the flow ( $u_x, u_y, u_z$ ) throughout the iterations. Convergence is obtained after 200 iterations.

### 2.4 Modeling

We follow the same approach as that developed by Bergougnoux et al. [16] in their study of particle sedimentation in a cellular flow field at low Stokes numbers ( $< 0.1$ ). Bergougnoux et al. performed experiments with Poly(methyl methacrylate) (PMMA) spherical particles sedimenting in a cellular flow. A model inspired by that of Maxey [17] was developed by considering the additional effect of the particle history force but also the modification of the drag force of the particle when the particle Reynolds  $Re_p$  increases. This modeling is based on the resolution of the Boussinesq-Basset-Oseen equation (BBO) including Faxén corrections to consider the influence of the particle size [12,13]. The BBO equation predicts the acceleration  $d\mathbf{v}/dt$  and the velocity  $\mathbf{v}$  of the particle knowing its initial position and the velocity field  $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$  of the fluid:

$$m_p \frac{d\mathbf{v}}{dt} = (m_p - m_f)\mathbf{g} - 6\pi\mu a_p \left( \mathbf{v} - \mathbf{u} - \frac{1}{6} a_p^2 \nabla^2 \mathbf{u} \right) + m_f \frac{D\mathbf{u}}{Dt} - \frac{1}{2} m_f \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{1}{2} m_f \frac{D}{Dt} \left( \mathbf{u} + \frac{1}{10} a_p^2 \nabla^2 \mathbf{u} \right), \quad (1)$$

where  $m_p = \frac{4}{3}\pi a_p^3 \rho_p$  and  $m_f = \frac{4}{3}\pi a_p^3 \rho_f$ , are respectively the particle mass and the mass of the displaced fluid. In this equation (1),  $d/dt$  denotes the time derivative in a frame moving with the particle, while  $D/Dt$  the derivative following the fluid element. The forces included in the right-hand side of equation (1) are the buoyancy force, the Stokes drag, the fluid acceleration, and the added mass effect. The history Boussinesq-Basset force has been neglected in the present study. The terms in  $a_p^2 \nabla^2 \mathbf{u}$  are the Faxén corrections.

We can consider that the flow field  $\mathbf{u}$  is steady and write the dimensionless form (\*) of equation (1), using  $u_0$  as the velocity scale and  $d_h$  as the length scale,

$$\frac{d\mathbf{v}^*}{dt^*} = \frac{1}{St} \left( W \frac{\mathbf{g}}{\|g\|} + \mathbf{u}^* - \mathbf{v}^* + \frac{P^2}{6} \nabla^2 \mathbf{u}^* \right) + R \left( \frac{3}{2} \mathbf{u}^* \cdot \nabla \mathbf{u}^* + \frac{P^2}{20} \mathbf{u}^* \cdot \nabla (\nabla^2 \mathbf{u}^*) \right). \quad (2)$$

For the selected combination of particles and fluid, we have  $W = 0.019$ ,  $St = 0.003$ ,  $R = 0.666$ , and  $P = 0.011$ . The Faxén corrections, proportional to  $P^2$ , are negligible and the drag-buoyancy term, inversely proportional to  $St$ , largely prevails over the other terms as also found by Bergougnoux et al. [16].

## 3 Results and discussion

### 3.1 Flow characterization

#### 3.1.1 Experimental characterization

The flow characterization is obtained experimentally using PIV in a plane ( $x^*, z^*$ ) by considering 500 pairs of



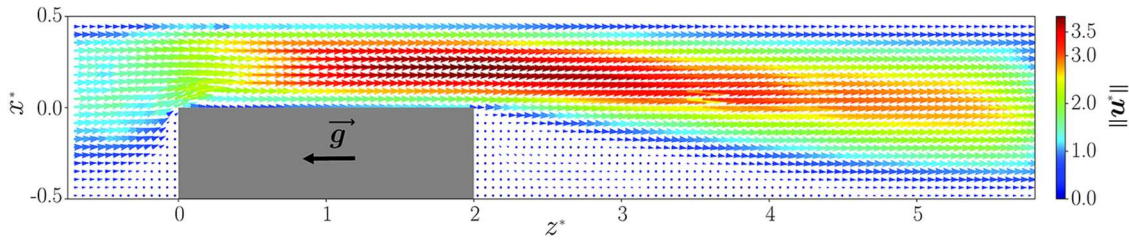


Fig. 2. Velocity field  $(u_x^*, u_z^*)$  measured by PIV in the  $(x^*, z^*)$  plane at  $y^* = 0.5$ .

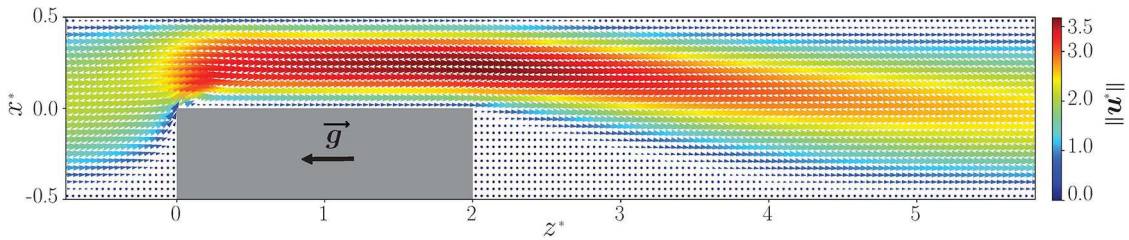


Fig. 3. Velocity field calculated by Code\_Saturne in the  $(x^*, z^*)$  plane,  $y^* = 0.5$ .

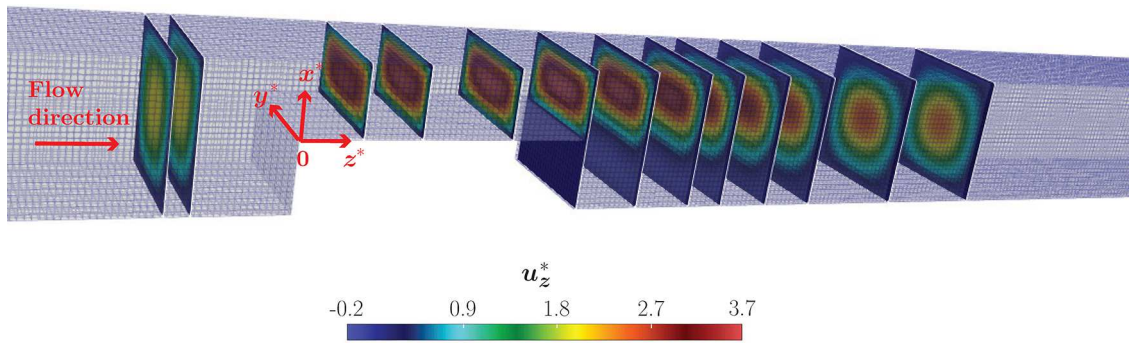


Fig. 4. Slices of  $u_z^*$  velocity calculated by Code\_Saturne in different  $(x^*, y^*)$  planes.

snapshots. From each pair of snapshots, one instantaneous velocity field can be determined. In this steady-state regime, the time-averaged velocity field  $(u_x^*, u_z^*)$ , in the center section ( $y^* = 0.5$ ) is presented in Figure 2.

In this Figure 2, recirculation zones are formed upstream and downstream from the obstacle which is a classical result found in the literature. There are some discontinuity zones in the velocity field before reaching the obstacle, due to a lack of seeding in these regions. The fluid is accelerating when passing above the obstacle ( $u^* \approx 4u_0$ ) due to flow rate conservation. In the recirculation zones, the fluid velocity is weak: particles can be trapped in these areas. In the wake of the obstacle, the main recirculation zone is clearly visible.

### 3.1.2 Numerical characterization

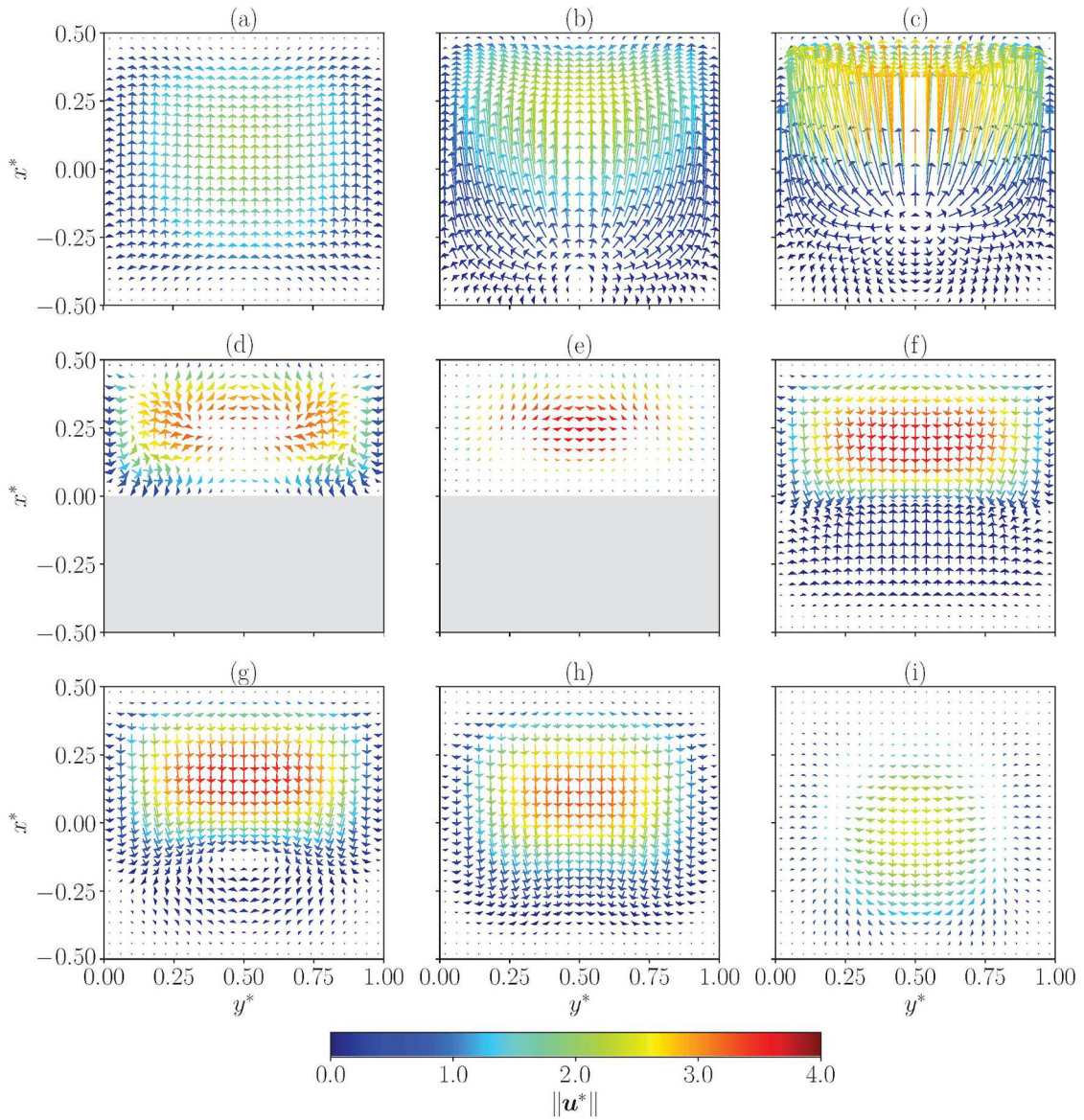
Because of the complexity of the flow around the obstacle, access to the third velocity component of the flow,  $u_y$ , is essential. The 3D flow characterization is obtained using Code\_Saturne. The velocity field  $(u_x^*, u_z^*)$  computed in the same plane ( $y^* = 0.5$ ) as that of the experimental result is plotted in Figure 3 and shows a decent agreement with the experimental velocity field of Figure 2.

Figure 4 presents sliced views of the flow field. It exhibits the Poiseuille velocity profile in the first two planes before the obstacle and the two last planes towards the outlet. The flow complexity and the importance of the velocity field  $(u_x^*, u_y^*)$  in different planes  $(x^*, y^*)$  are reported in Figure 5. This last figure shows that the component  $u_y^*$  is not negligible. Clearly, there is a three dimensional structure of the flow as evidenced for instance on the top of the obstacle for graph (d). The numerical 3D flow obtained by the Code\_Saturne will then be used for solving equation (2) and comparing to the experiments.

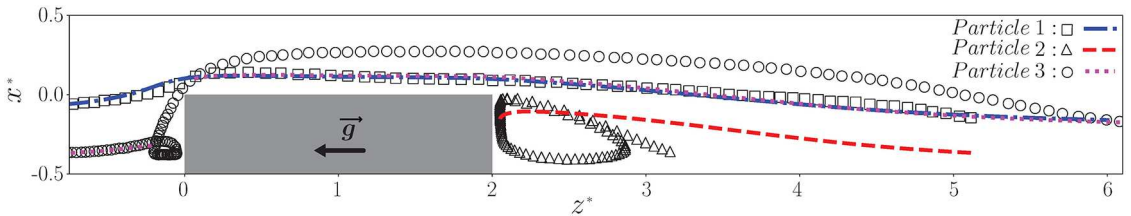
## 3.2 Particle trajectories

### 3.2.1 Experimental trajectories

Figure 6 presents three experimental trajectories obtained by PT as well as the results of the modeling with equation (2) when using the velocity field  $(u_x^*, u_z^*)$  given by PIV measurements. The particles are experimentally injected at different times. The first particle ( $\square$ ,  $-.-$ ) released in the free stream passes over the obstacle and remains away from the recirculation regions. The comparison with the modeling shows a good agreement.



**Fig. 5.** Velocity field calculated by Code\_Saturne in different  $(x^*, y^*)$  planes at (a)  $z^* = -0.78$ , (b)  $z^* = -0.22$ , (c)  $z^* = -0.02$ , (d)  $z^* = 0.42$ , (e)  $z^* = 1.46$ , (f)  $z^* = 2.10$ , (g)  $z^* = 2.50$ , (h)  $z^* = 3.22$  and (i)  $z^* = 5.62$ .

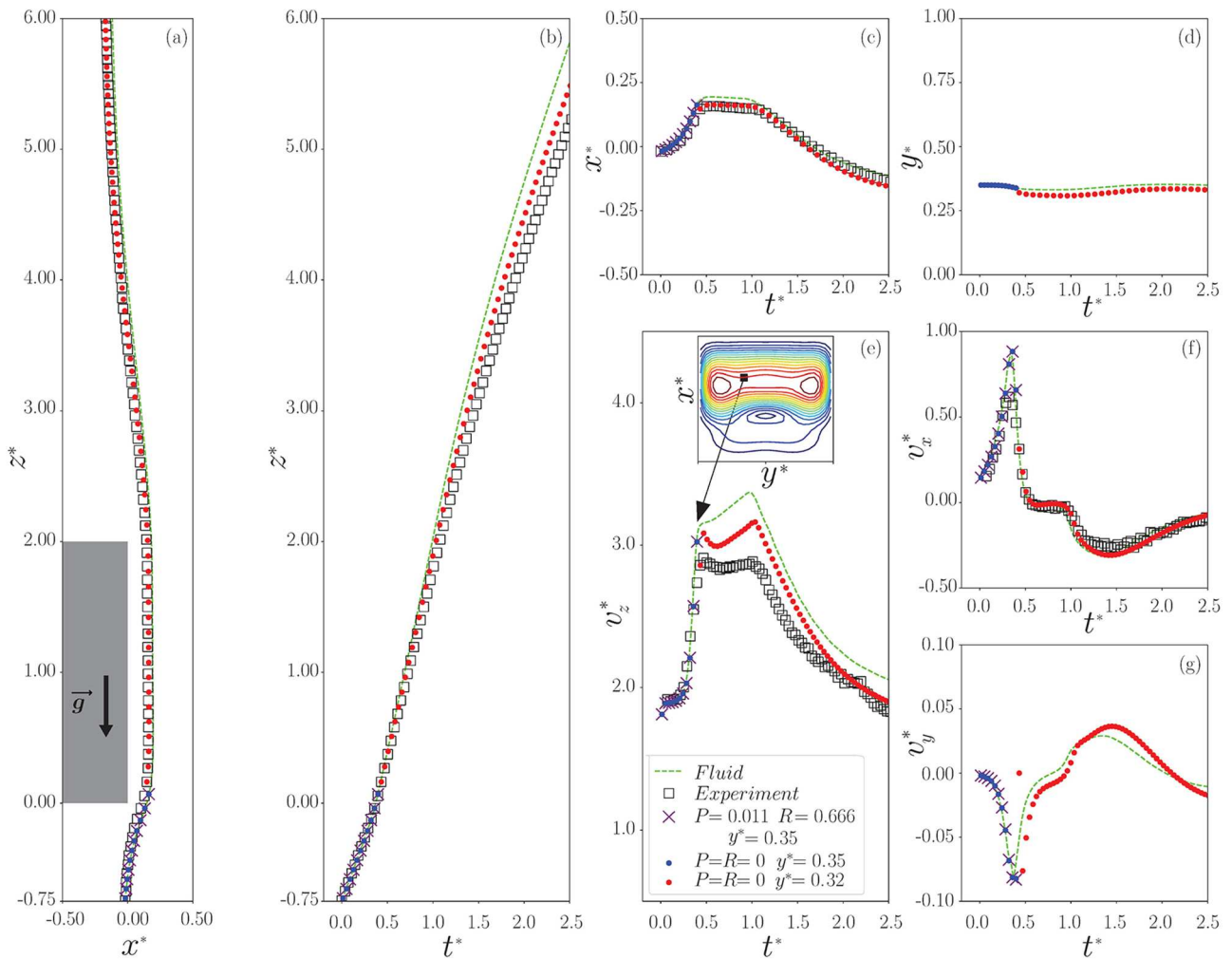


**Fig. 6.** Experimental trajectories of three particles ( $\square$ ,  $\Delta$ ,  $\circ$ ) and modeling results using the PIV flow field ( $-\cdot-$ ,  $---$ ,  $\dots$ ).

Conversely, for particles injected in the downstream wake ( $\Delta$ ,  $---$ ) or upstream of the obstacle ( $\circ$ ,  $\dots$ ), the model cannot capture properly the trajectories because of the 3D character of the flow in these recirculation zones which is not given by the 2D PIV flow field.

### 3.2.2 Modeling using the numerical 3D flow field

In this section, we now use the 3D flow calculated by Code\_Saturne to solve equation (2). The new predictions are compared with the experimental trajectories presented in Figure 6.



**Fig. 7.** (a) Experimental trajectory ( $\square$ ) and modeling prediction ( $\bullet$ ,  $\bullet$ ) of particle 1; Temporal evolution of particle position (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$  and (d)  $y^*$ ; Particle velocity (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  and (g)  $v_y^*$ .

Figure 7 presents the results for the particle released in the free stream. It is mostly important for the numerical modeling to fix the coordinate  $y^*$  at the initial time of the computation. We have taken  $y^* = 0.35$  ( $\bullet$ ) from  $t^* = 0$  and  $y^* = 0.32$  ( $\bullet$ ) from  $t^* \approx 0.5$ . The predictions with  $P = 0$ ,  $R = 0$ ,  $W = 0.019$ , and  $St = 0.003$  are in excellent agreement with the experimental data. We have also calculated the first part of the trajectory with  $P = 0.011$  and  $R = 0.666$  ( $\times$ ). The comparison with the trajectory using  $P = 0$  and  $R = 0$  ( $\bullet$ ) shows that these two parameters do not affect the particle trajectory. Therefore, the model is simplified by neglecting these terms in equation (2). We should also note that we computed the trajectory of a fluid particle having the same initial conditions and that the particle does not deviate significantly from being a fluid tracer.

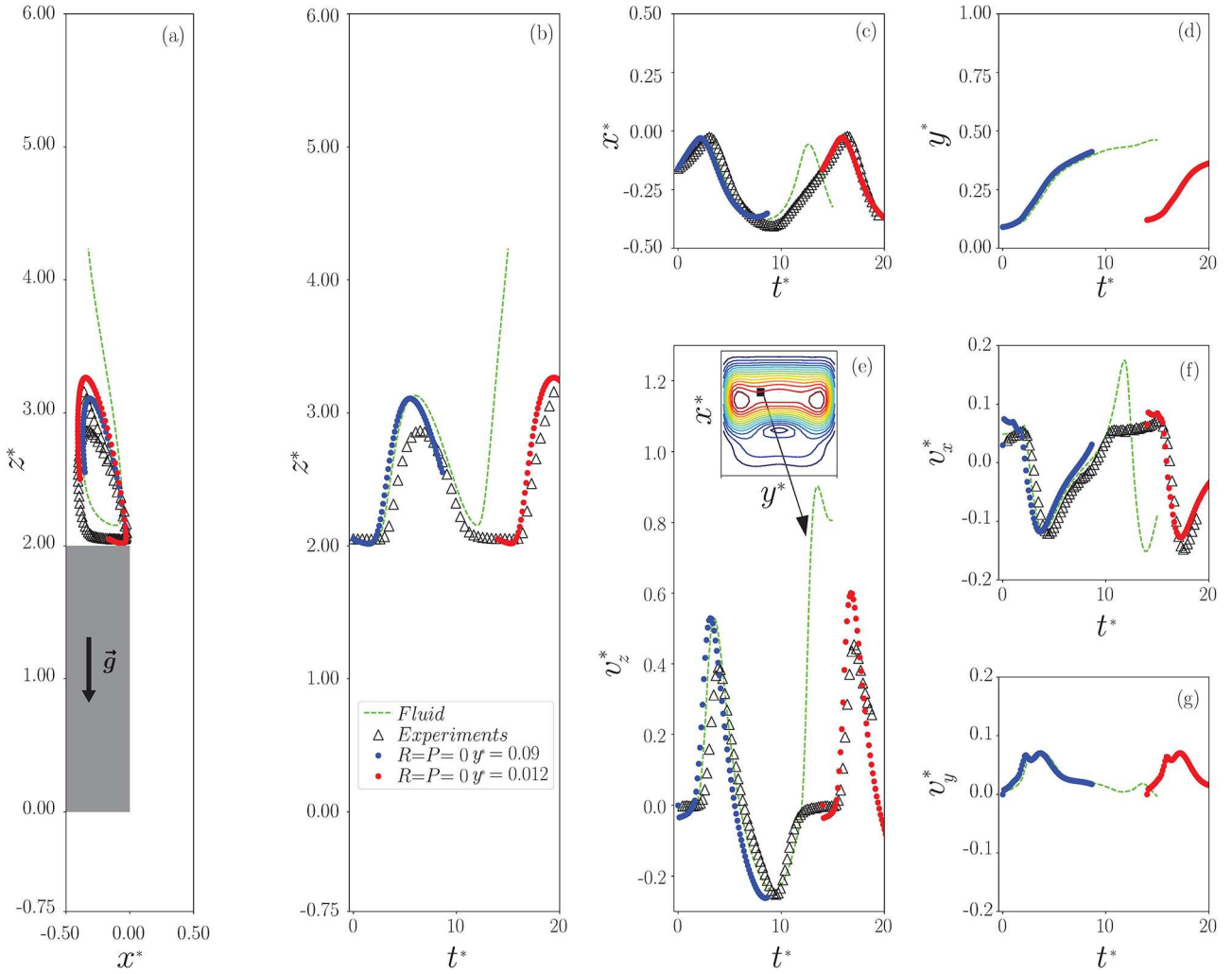
We proceed similarly for the second particle injected in the wake shown in Figure 8. As soon as the model can no longer follow the experimental trajectory (due to the complexity of the fluid in the wake of the obstacle), we adjusted the value of the  $y^*$  component. Good agreement between the predictions and the experimental data

is found. The trajectory of a fluid particle has been also computed ( $---$ ) with same initial positions. Clearly, the particle does not simply follow the flow lines and is not a simple fluid tracer.

The trajectory of the third particle injected upstream of the obstacle is shown in Figure 9. To be able to follow the particle, we had to change three times the plane  $y^*$  ( $\bullet$ ,  $\bullet$ ,  $\bullet$ ). Experimentally, the particle turns once when arriving in the recirculation zone upstream of the obstacle and then leaves by bypassing it. Figure 9d shows that the particle, in addition to a change of position in the observation plane ( $x^*$ ,  $z^*$ ), also moves in the direction  $y^*$ . To follow the particle and to predict correctly its trajectory, it is essential to have a measure of its injection plane. Again this particle is not a simple fluid tracer, see the ( $---$ ) curve.

## 4 Conclusion

In this study, we have examined experimentally the dynamics of quasi-neutrally-buoyant particles around



**Fig. 8.** (a) Experimental trajectory ( $\Delta$ ) and modeling prediction ( $\bullet$ ,  $\bullet$ ) of particle 2; Temporal evolution of particle position (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$  and (d)  $y^*$ ; Particle velocity (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  and (g)  $v_y^*$ .

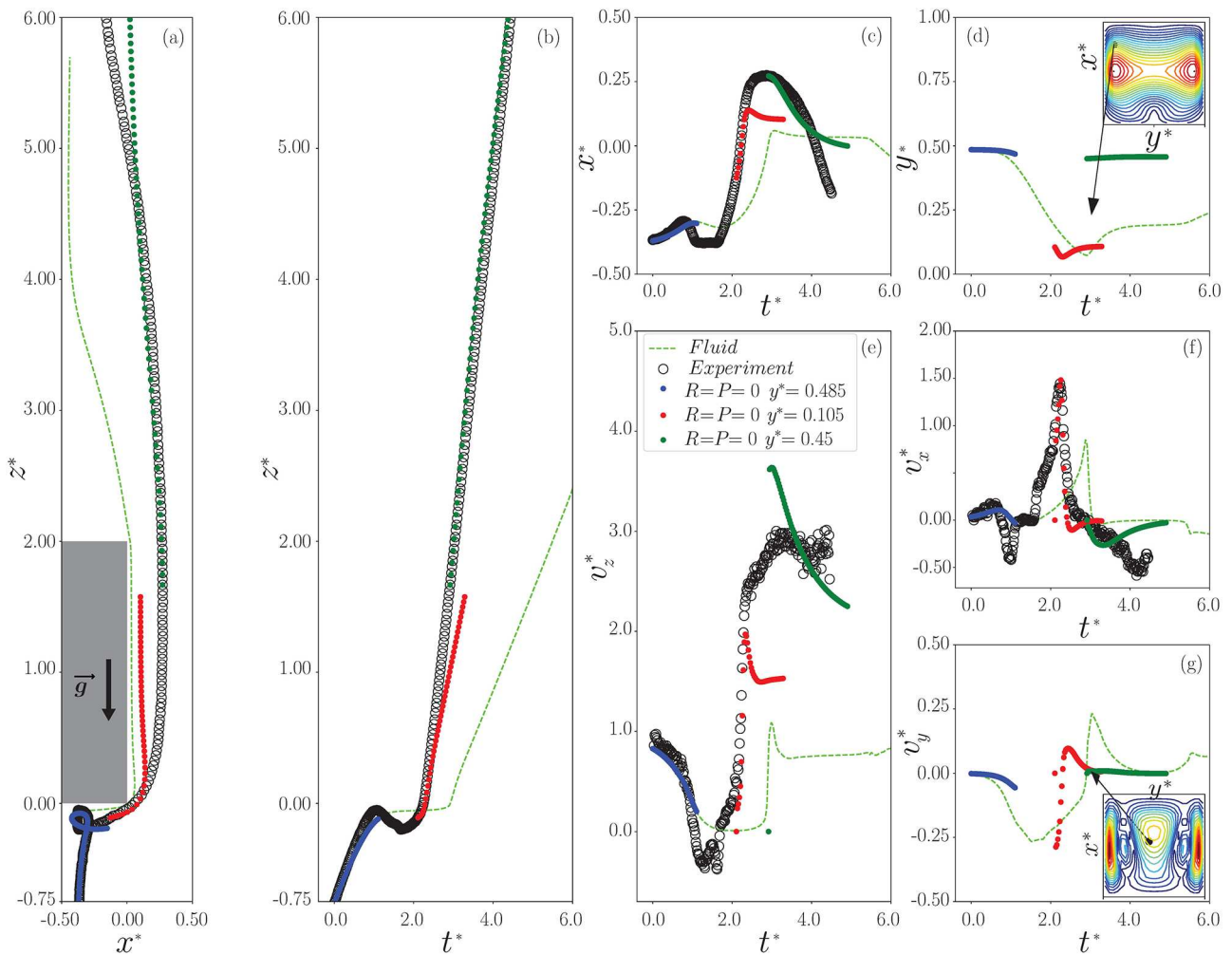
an obstacle. We have also used a model for the Lagrangian motion of particles at low Stokes number,  $St = 3 \cdot 10^{-3}$ , and for  $Re_f \approx 100$ . The predicted trajectories have been compared to the experimental observations. The 3D character of the flow makes the problem complex, in particular in the recirculation zones upstream and downstream of the obstacle. Decent agreement between experiments and modeling can be achieved when the 3D nature of the flow is accounted for in a very fine manner.

### Nomenclature

$a_p$	Particle radius
$d_h$	Hydraulic diameter of tube
$\rho_f$	Fluid density
$\rho_p$	Particle density
$\mu$	Dynamic viscosity

$g$	Gravitational acceleration
$u, v$	Fluid and particle velocity
$u_0$	Inlet fluid velocity
$v_{St}$	Particle Stokes velocity
$P$	Size ratio
$R$	Density ratio
$W$	Velocity ratio
$Re_f$	Reynolds number of the flow
$St$	Stokes number
$(x, y, z)$	Coordinates
*	Dimensionless quantity

The authors thank P. Cervetti, S. Noel, and F. Ratouchniak for technical assistance in the experimental setup realization. The work was supported in part by CEA. The thesis of O. Ait Ouchegou benefits from a joint funding by CEA and Aix-Marseille Université (contract AMU-CNRS-CEA V4322.001).



**Fig. 9.** (a) Experimental trajectory ( $\circ$ ) and modeling prediction ( $\bullet$ ,  $\color{red}\bullet$ ) of particle 3; Temporal evolution of particle position (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$  and (d)  $y^*$ ; Particle velocity (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  and (g)  $v_y^*$ .

## References

- [1] G. Yang, V. Pointeau, E. Tevissen, A. Chagnes, A review on clogging of recirculating steam generators in pressurized water reactors, *Prog. Nucl. Energy* **97**, 182–196 (2017)
- [2] H. Rummens, J.T. Rogers, C.W. Turner, The thermal hydraulics of tube support fouling in nuclear steam generators, *Nucl. Technol.* **148**, 268–286 (2004)
- [3] L. Klotz, S. Goujon-Durand, J. Rokicki, J.E. Wesfreid, Experimental investigation of flow behind a cube for moderate Reynolds numbers, *J. Fluid Mech.* **750**, 73–98 (2014)
- [4] J.C.R. Hunt, C.J. Abell, J.A. Peterka, H. Woo, Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization, *J. Fluid Mech.* **86**, 179–200 (1978)
- [5] B.F. Armaly, F. Durst, J.C.F. Pereira, B. Schönung, Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow, *J. Fluid Mech.* **127**, 473–496 (1983)
- [6] H. Hattori, Y. Nagano, Investigation of turbulent boundary layer over forward-facing step via direct numerical simulation, *Int. J. Heat Fluid Flow* **31**, 284–294 (2010)
- [7] J.-P. Matas, J. F. Morris, É. Guazzelli, Inertial migration of rigid spherical particles in Poiseuille flow, *J. Fluid Mech.* **515**, 171–195 (2004)
- [8] G. Segré, A. Silberberg, Behaviour of macroscopic rigid spheres in Poiseuille flow Part 2. Experimental results and interpretation, *J. Fluid Mech.* **14**, 136–157 (1962)
- [9] J.-P. Matas, J. F. Morris, É. Guazzelli, Influence of particles on the transition to turbulence in pipe flow, *Philos. Trans. Roy. Soc. A* **361**, 911–919 (2003)
- [10] H. Haddadi, S. Shojaei-Zadeh, K. Conington, J.F. Morris, Suspension flow past a cylinder: particle interactions with recirculating wakes, *J. Fluid Mech.* **760**, R2 (2014)
- [11] H. Haddadi, S. Shojaei-Zadeh, J.F. Morris, Lattice-Boltzmann simulation of inertial particle-laden flow around an obstacle, *Phys. Rev. Fluids* **1**, 024201 (2016)
- [12] R. Gatignol, The Faxén formulae for a rigid particle in an unsteady non-uniform Stokes flow, *J. Mécaniq. Théor. Appl.* **2**, 143–160 (1983)
- [13] M.R. Maxey, J.J. Riley, Equation of motion for a small rigid sphere in a non-uniform flow, *Phys. Fluids* **26**, 883–889 (1983)

- [14] P. Meunier, T. Leweke, Analysis and treatment of errors due to high velocity gradients in particle image velocimetry, *Exp. Fluids* **35**, 408–421 (2003)
- [15] E. Meijering, O. Dzyubachyk, I. Smal, Methods for cell and particle tracking, *Methods Enzymol.* **504**, 183–200 (2012)
- [16] L. Bergougnoux, G. Bouchet, D. Lopez, É. Guazzelli, The motion of solid spherical particles falling in a cellular flow field at low Stokes number, *Phys. Fluids* **26**, 093302 (2014)
- [17] M.R. Maxey, The motion of a small spherical particles in a cellular flow field, *Phys. Fluids* **30**, 1915–1928 (1987)

**Cite this article as:** O. Ait Oucheggou, V. Pointeau, G. Ricciardi, É. Guazzelli, L. Bergougnoux, Particle-laden flow around an obstacle in a square pipe: Experiments and modeling, *Mechanics & Industry* **21**, 517 (2020)

### III.4.2.2 Résultats complémentaires

Les comparaisons présentées dans l'article montrent que l'ajout de cette troisième direction dans la résolution du modèle améliore grandement l'accord expérience/modèle. Cependant, lorsque la trajectoire calculée s'éloigne de celle mesurée expérimentalement, le changement de plan d'injection dans la direction  $y^*$  se fait manuellement en testant le modèle pour différentes valeurs de  $y^*$  jusqu'à ce que le modèle arrive à suivre la trajectoire expérimentale. Plusieurs hypothèses peuvent être considérées dans ce changement de plan. Expérimentalement, un léger décalage entre la caméra et l'obstacle peut être à l'origine de l'écart entre les trajectoires, de plus, la particule expérimentale changeait de position dans cette direction  $y^*$  non filmée par la caméra, comme nous l'avons montré précédemment, figure III.5. Numériquement, la description de l'écoulement peut ne pas être suffisamment fine avec le maillage considéré. Enfin, la troisième hypothèse pouvant expliquer ce décalage entre l'expérience et le modèle, concerne les termes du modèle résolu : il est possible qu'une ou plusieurs autres forces ne soient pas prises en considération dans le modèle, à savoir la force d'histoire. Une vérification de certaines de ces hypothèses, notamment celle de la sensibilité du modèle à la discrétisation de l'écoulement, est donnée dans le paragraphe suivant.

### III.4.2.3 Sensibilité du modèle à la discrétisation de l'écoulement, réalisée en changeant la taille des mailles :

Une comparaison des trajectoires calculées par le modèle en utilisant les données de simulation Code\_Saturne en considérant des mailles de  $(1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$  que nous appelons M0) et celles calculées avec des mailles huit fois plus petites ( $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^3$  que nous appelons M1) est présentée. Afin de réaliser ce test de sensibilité au maillage, nous avons repris les trois trajectoires de particules injectées dans différentes zones de l'écoulement autour de la marche à  $Re_f = 100$  présentées dans le chapitre précédent.

Les graphes de la figure III.9 montrent la comparaison entre le modèle et l'expérience des positions et des vitesses pour une particule injectée en amont de la marche. Les trajectoires numériques ont été obtenues en utilisant les données de simulation Code\_Saturne avec deux tailles de mailles différentes (( $\circ$ ,  $\Delta$ ),  $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ ) et (( $\times$ ,  $+$ ),  $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^3$ ), en considérant l'hypothèse de négliger les termes de masse ajoutée et la correction de Faxén  $R = P = 0$  (ce qui permet un gain dans le temps de calcul des trajectoires ; de plus les résultats précédents montrent que ces termes n'ont pas d'impact sur les trajectoires calculées), avec les valeurs de  $W$  et de  $St$  indiquées dans le tableau III.3.

Les résultats indiquent que les positions ainsi que les vitesses numériques calculées par les deux tailles de mailles se superposent. Les courbes montrent également que pour cette première particule, la trajectoire numérique et la trajectoire expérimentale suivent une ligne de courant représentée par la particule fluide ( $--$ ), simulée avec Code\_Saturne. Un maillage plus fin n'affecte que de peu les positions et les vitesses calculées dans cette zone de l'écoulement.

### III. Modèle et comparaison avec l'expérience

Tableau III.3 – Conditions utilisées dans la simulation de l'écoulement autour de la marche pour  $Re_f = 100$  avec Code\_Saturne et dans le calcul des trajectoires par le modèle

$u_0$ ( $m.s^{-1}$ )	$\rho_f$ ( $kg.m^{-3}$ )	$\mu_f$ ( $Pa.s$ )	$Re_f$	$W$	$St$	$R$	$P$
$0.54 \cdot 10^{-2}$	1049	$1.5 \cdot 10^{-3}$	100	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$	0	0

Cependant, les résultats expérimentaux montrent une trajectoire qui s'infléchit plus au moment du contournement de l'obstacle et des vitesses plus faibles, ce qui exige un changement de plan de réinjection de la particule vers  $y^* = 0.32$  à partir de  $t^* \approx 0.5$ . Expérimentalement, nous avons vu que la caméra n'était pas parfaitement parallèle à l'obstacle, et cet angle peut expliquer une légère différence entre les positions et les vitesses expérimentales et numériques de la figure III.9.

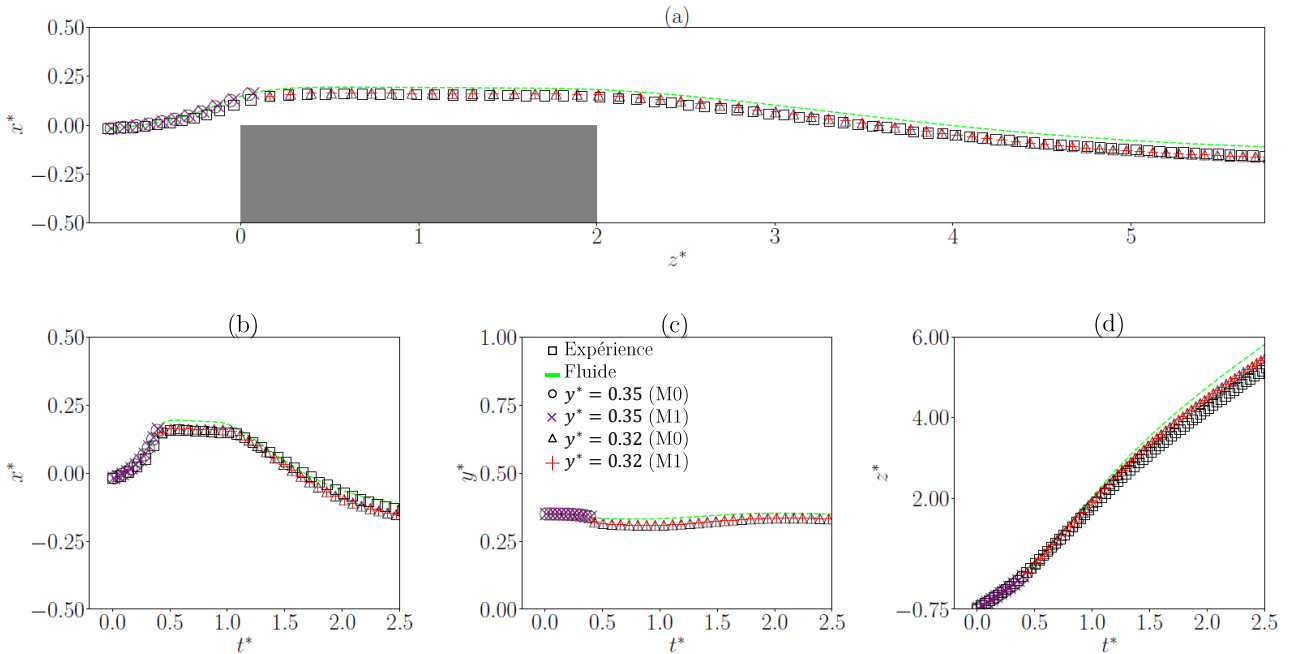


FIGURE III.9 – **Particule P1 contournant l'obstacle à  $Re_f = 100$**  : comparaison de la trajectoire expérimentale ( $\square$ ) avec celle calculée par le modèle en 3D avec des mailles de  $(1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3)$  ( $\circ$ ,  $\triangle$ ), et avec des mailles de  $(0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^3)$  ( $\times$ ,  $+$ ) et en changeant  $y^*$ . a) Trajectoire dans le plan ( $x^*z^*$ ); (b, c, d) évolution temporelle de la position d'une particule fluide ( $--$ ) calculée avec le maillage  $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^3$ .



Cela-dit, dans cette partie de l'écoulement (en dehors des zones de recirculation amont et aval), il n'est manifestement pas utile de diminuer la taille de la maille. Une justification de ce changement de plan est présentée dans les figures III.10 et III.11.

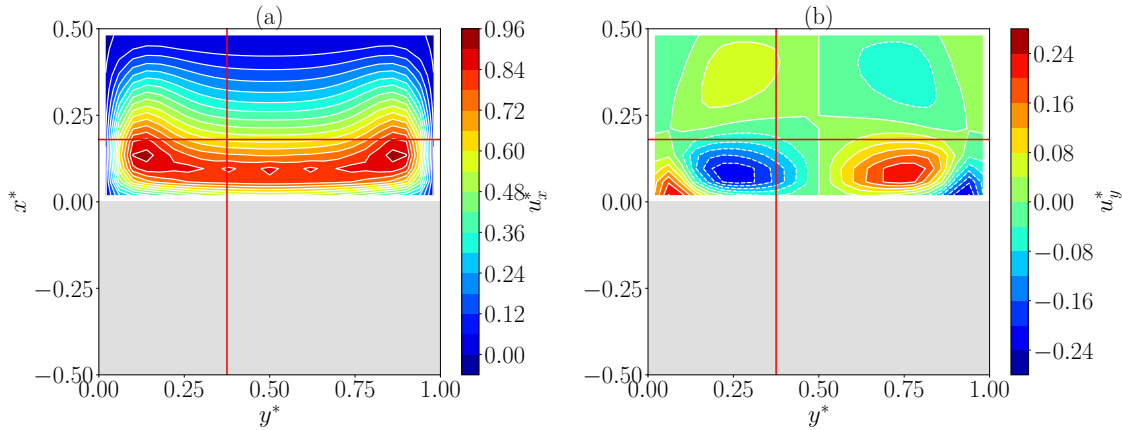


FIGURE III.10 – *Champs de vitesses (a)  $u_x^*$  et (b)  $u_y^*$  à  $Re_f = 100$  dans le plan  $z^* \approx 0.15$  : c'est dans ce plan que la trajectoire calculée s'éloigne de la particule expérimentale à  $t^* \approx 0.5$  et plus exactement au point de croisement des deux lignes rouges.*

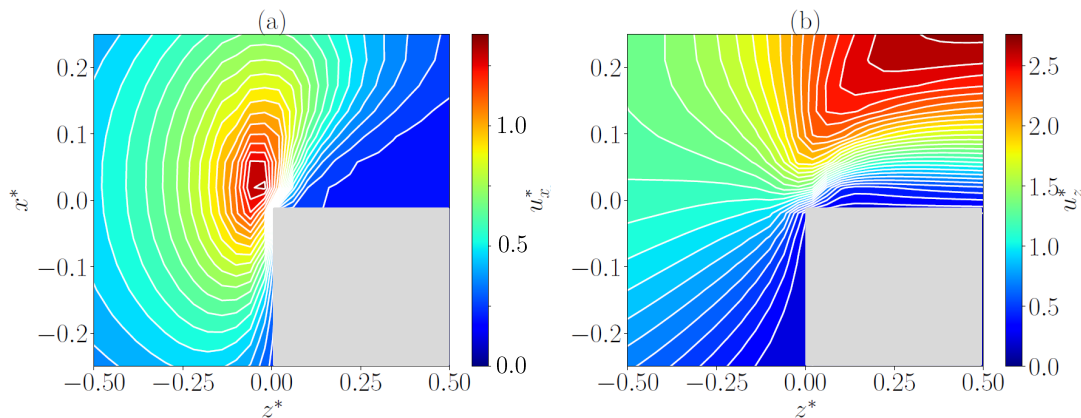


FIGURE III.11 – *Champs de vitesses (a)  $u_x^*$  et (b)  $u_z^*$  à  $Re_f = 100$  dans le plan  $y^* \approx 0.34$  : c'est dans ce plan que la trajectoire calculée s'éloigne de la particule expérimentale à  $t^* \approx 0.5$ .*

Elles représentent respectivement les champs de vitesses  $u_x^*$  et  $u_y^*$  dans le plan  $(xy)$   $z^* \approx 0.15$ , et  $u_x^*$  et  $u_z^*$  dans le plan  $(xz)$   $y^* \approx 0.34$ , où la trajectoire calculée s'éloigne de la trajectoire expérimentale à  $t^* \approx 0.5$ . La partie grise, dans les deux figures, représente l'obstacle. Dans la figure III.10, le point de croisement des deux lignes rouges représente la position de la particule dans le plan  $(xy)$  à cet instant. En effet, suivant la ligne de courant sur laquelle la particule se trouve, celle-ci peut changer de direction. À noter également qu'à ce niveau les vitesses  $u_x^*$  et  $u_y^*$  ne sont pas négligeables. La figure III.11 montre que même si l'ordre de grandeur de la vitesse  $u_z^*$  est supérieur à celui de  $u_x^*$  dans ce plan  $(xz)$ , l'écoulement est tout aussi compliqué

et lorsque la particule arrive à cette hauteur, suivant la ligne de courant sur laquelle elle se trouve, celle-ci peut prendre différentes directions.

La deuxième particule est injectée dans le sillage de la marche, comme le montre la figure III.12. La comparaison entre l'expérience et le modèle est assez probante et ce sur un temps environ 7 fois plus important que pour la première particule. La figure III.12 montre que quelle que soit la taille des mailles, les trajectoires expérimentales et celles calculées par le modèle suivent jusqu'à  $t^* \approx 9$  une particule fluide (ligne de courant), (---) calculée avec le maillage raffiné.

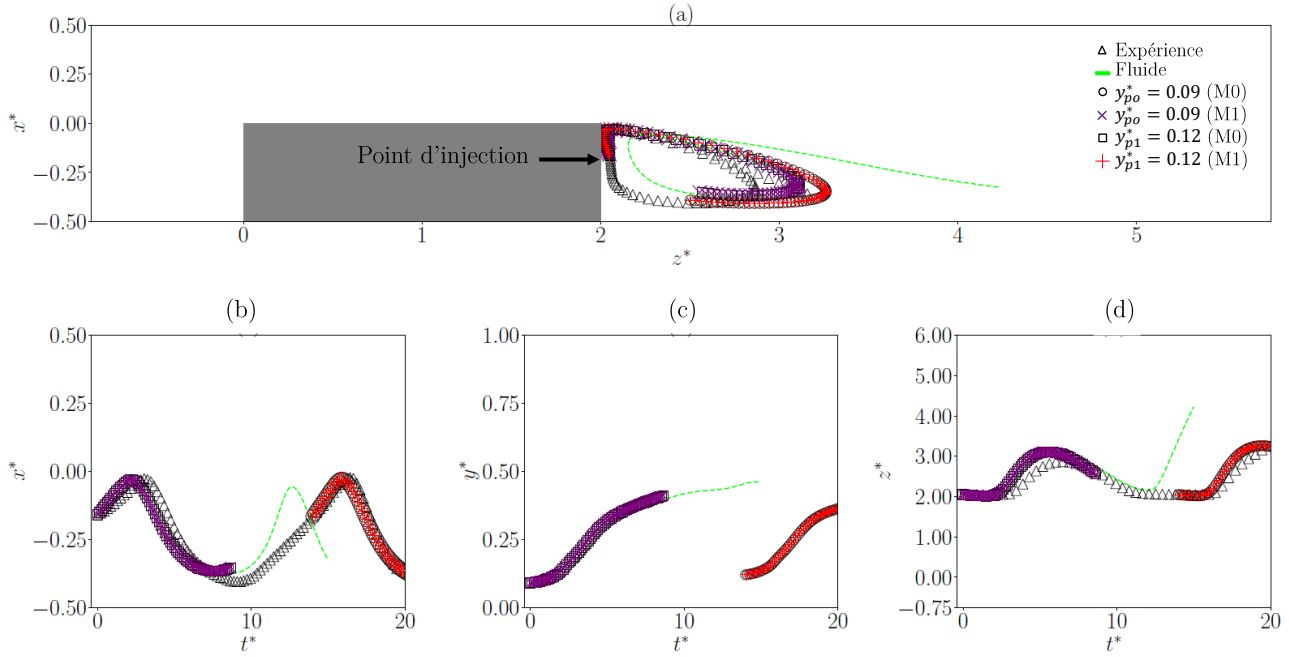


FIGURE III.12 – *Particule P2 injectée dans le sillage de l'obstacle à  $Re_f = 100$  : comparaison de la trajectoire expérimentale ( $\Delta$ ) avec la trajectoire calculée par le modèle en utilisant les données de simulation Code\_Saturne avec des mailles de  $(1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3)$  ( $\circ$ ,  $\square$ ) ( $(x_{p0}^*, y_{p0}^*, z_{p0}^*) = (-0.15, 0.09, 2)$ ) et ( $(x_{p1}^*, y_{p1}^*, z_{p1}^*) = (-0.13, 0.12, 1.9)$ ), et celle calculée avec des mailles de  $(0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^3)$ , ( $\times$ ,  $+$ ); Trajectoire et évolution temporelle de la position et d'une particule fluide (---), calculée avec le maillage  $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^3$ .*

Le modèle suit parfaitement la trajectoire expérimentale dans le premier tour qu'elle effectue dans la zone de recirculation aval mais finit par s'éloigner de cette trajectoire expérimentale à  $t^* \approx 9$ , lors du deuxième tour. C'est pourquoi la particule a été injectée dans un autre plan  $y^* = 0.12$  pour permettre de suivre la trajectoire expérimentale dans le deuxième tour effectué dans le sillage de la marche ( $\square$ ,  $+$ ).

Les graphes de la figure III.13 montrent la comparaison de la trajectoire expérimentale ( $\circ$ ) de la particule P3 injectée en amont de l'obstacle et celles calculées avec le modèle pour les deux tailles de maille considérées. Les courbes représentant la trajectoire numérique avec un maillage fin ( $\times$ ,  $+$ ,  $\star$ ) est quasiment confondue avec celle correspondant à un maillage huit fois plus grand ( $\square$ ,  $\diamond$ ,  $\Delta$ ). Cette trajectoire est complexe : elle passe par la zone de recirculation amont où les simulations avec Code\_Saturne montrent un caractère 3D de l'écoulement, puis

contourne également l'obstacle et finalement se dirige vers le haut du tube. Nous avons été amenés à intervenir deux fois sur sa trajectoire suivant  $y^*$  : la première en sortie de la zone de recirculation amont à  $t^* \approx 1.8$  et la deuxième en contournant l'obstacle à  $t^* \approx 3$ . Ces endroits dans la conduite sont à fort taux de cisaillement vu le gradient de vitesse entre les zones de recirculation et le reste de l'écoulement. La courbe verte ( $---$ ) montre que malgré une valeur relativement petite du nombre de Stokes ( $O(10^{-3})$ ), et une configuration de quasi-isodensité ( $\rho_f \approx \rho_p$ ), la particule ne suit pas la même ligne de courant que le fluide qui contourne l'obstacle sans être entraînée par la zone de recirculation en amont.

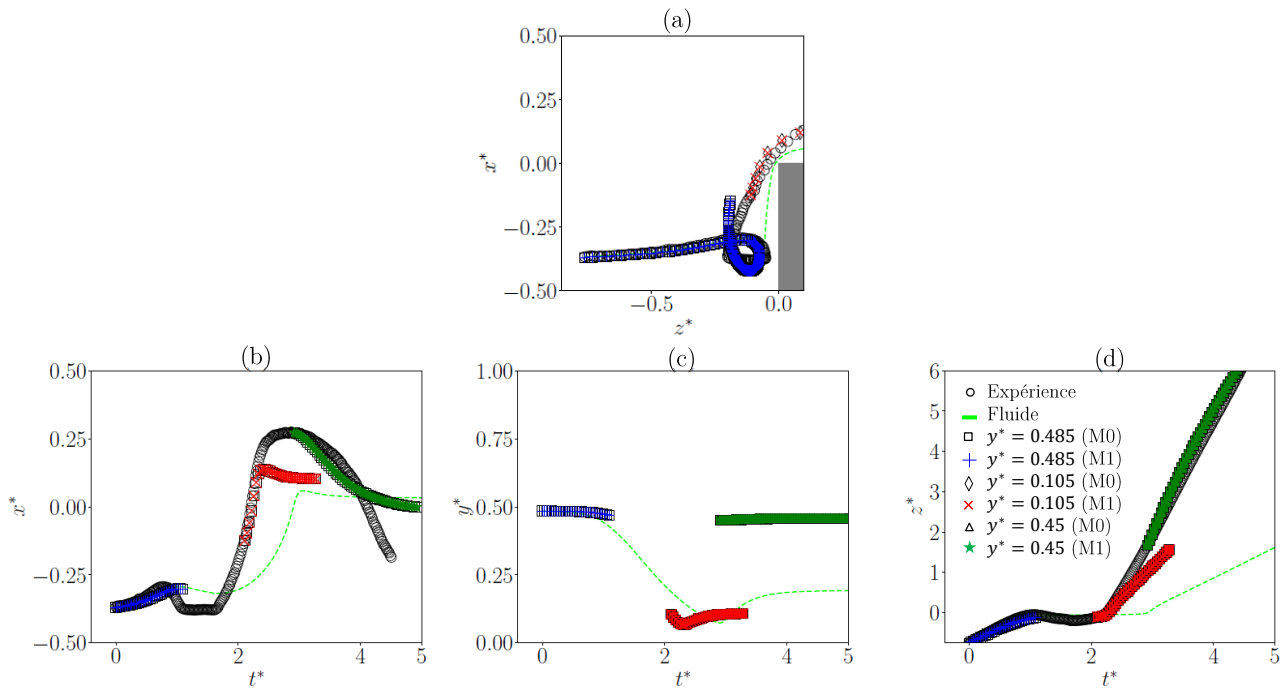


FIGURE III.13 – *Particule P3 explorant la zone de recirculation en amont de l'obstacle à  $Re_f = 100$  : comparaison de la trajectoire expérimentale ( $\circ$ ) avec la trajectoire calculée par le modèle en utilisant les données de simulation Code\_Saturne avec des mailles de  $(1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3)$  ( $\square$ ,  $\diamond$ ,  $\triangle$ ), et celle calculée avec des mailles de  $(0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^3)$ , ( $\times$ ,  $+$ ,  $\star$ ); Trajectoire et évolution temporelle de la position d'une particule fluide ( $---$ ) calculée avec le maillage  $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^3$*

Pour résumer, les figures III.9, III.12, III.13 indiquent qu'une discrétisation plus fine de l'écoulement ne permet pas d'expliquer l'écart entre les trajectoires expérimentales et celles calculées par le modèle, ni d'expliquer le changement de plan suivant  $y^*$  à réaliser dans certains endroits de l'écoulement. Malgré cela, le modèle donne de bonnes approximations concernant les trajectoires des particules.

Dans la prochaine partie, nous considérons une autre géométrie d'obstacle, qui se rapproche de la configuration réelle, un cylindre de section carrée. Dans ce cas, le fluide passe de part et d'autre de l'obstacle avec des vitesses 2 fois plus importantes au niveau de la restriction que

celles avec la marche.

#### III.4.2.4 Écoulement à $Re_f = 100$ autour du cylindre de section carrée :

Pour toutes les trajectoires suivies à ce  $Re_f = 100$ , le modèle a été résolu sur l'écoulement calculé avec le Code\_Saturne, en intégrant les mêmes valeurs sans dimensions présentées dans le tableau III.3, en activant ou pas les termes de masse ajoutée en  $R$  et ceux de la correction de Faxén en  $P$  de l'équation III.8 rappelée ci-dessous :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}^*}{dt^*} = & \frac{1}{St} \left( W \frac{\mathbf{g}}{\|\mathbf{g}\|} + \mathbf{u}^* - \mathbf{v}^* + \frac{P^2}{6} \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \\ & + R \left( \frac{3}{2} \mathbf{u}^* \cdot \nabla \mathbf{u}^* + \frac{P^2}{20} \mathbf{u}^* \cdot \nabla \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \end{aligned}$$

Pour  $Re_f = 100$  avec les conditions expérimentales considérées, les termes de masse ajoutée en  $R = O(1)$ , et la correction de Faxén  $P = O(10^{-2})$  sont négligeables devant les autres termes de l'équation III.8, ce que nous allons vérifier dans la partie résultats. Le terme dominant est celui de la traînée qui est de l'ordre de  $O(1/St) = O(1000)$ . Le tableau III.4 résume les ordres de grandeurs de ces différents termes pour  $Re_f = 100$  :

Tableau III.4 – Ordres de grandeur des termes de l'équation III.7 pour  $Re_f = 100$

Accélération	Traînée	Accélération du fluide + masse ajoutée
$O(1)$	$O(1000)$	$O(1)$

La figure III.14 montre le résultat de cette comparaison pour une particule P4 isolée injectée à partir du trou en amont de l'obstacle. La particule rentre dans le sillage du cylindre carré, change de tourbillon et finit par en sortir. Le choix des coordonnées de départ des particules est important dans la détermination de sa trajectoire, essentiellement suivant  $y^*$ . P4 a été injectée à  $y^* = 0.06$  (●) aux coordonnées initiales de la particule expérimentale ( $x^* = -0.17$ ,  $z^* = -0.03$ ), ensuite à  $y^* = 0.08$  (×) à partir de  $t^* = 2$  et à  $y^* = 0.4$  (●) à partir de  $t^* = 3$ .

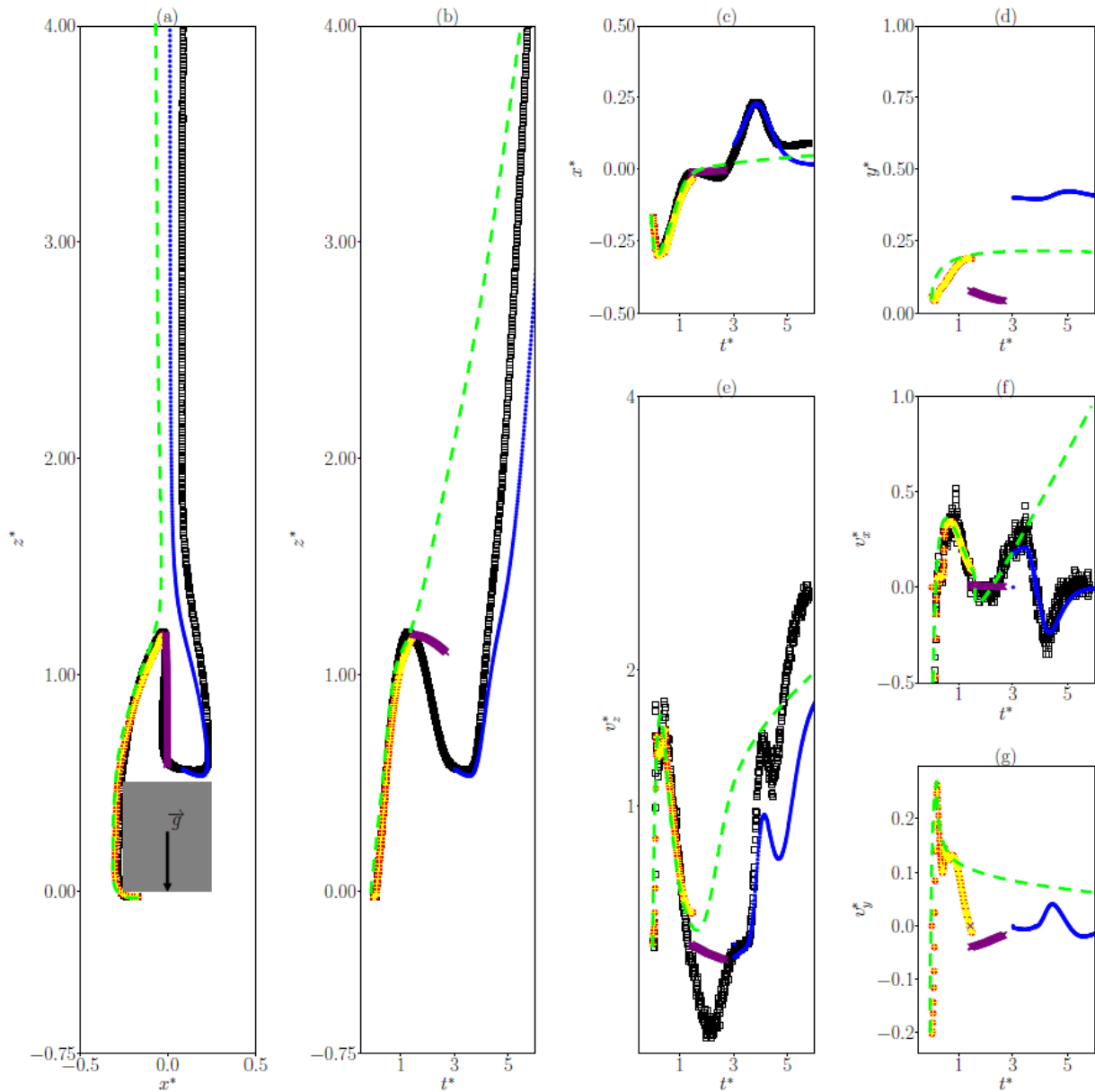


FIGURE III.14 – *Trajectoire d'une particule P4 injectée du trou en amont de l'obstacle à  $Re_f = 100$  : (a) Trajectoire expérimentale ( $\square$ ) et prédiction du modèle avec  $R = P = 0$  ( $\bullet$ ,  $y_0^* = 0.06$ ), ( $\times$ ,  $y_0^* = 0.08$ ), ( $\bullet$ ,  $y_0^* = 0.4$ ), puis avec les termes en  $R = 0.67$  et en  $P = 0.01$  ( $\blacktriangle$ ,  $y_0^* = 0.06$ ) pour une particule isolée avec  $W = 2 \cdot 10^{-2}$  et  $St = 3 \cdot 10^{-3}$ ; Évolution temporelle de la position de la particule (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  et (g)  $v_y^*$ ; Trajectoire et évolution temporelle de la position et de la vitesse d'une particule fluide ( $---$ ,  $y_0^* = 0.07$ ).*

La coordonnée de départ de P4 dans la direction  $y^*$  est choisie pour suivre l'expérience. Le calcul est arrêté dès que l'écart relatif modèle/expérience est supérieur à 10% pour être repris dans un autre plan ( $xz$ ). En effet, comme indiqué précédemment, nous avons observé le déplacement de la particule dans le plan perpendiculaire à celui de la caméra (figure III.5).

Les trajectoires calculées en négligeant les termes de masse ajoutée et la correction de Faxén ( $R = P = 0$ ) sont en accord avec l'expérience (figure III.14). Nous avons calculé la première partie de la trajectoire avec  $R = 0.67$  et  $P = 0.01$  ( $\blacktriangle$ ) et la comparaison avec la trajectoire calculée en considérant  $R = P = 0$  montrent que les termes en  $R$  et  $P$  dans l'équation III.8 n'affectent pas la trajectoire calculée. Sur la figure III.14, on observe que la particule calculée par le modèle avec une vitesse d'injection nulle pour une particule fluide ( $--$ ) contourne le cylindre carré sans être entraînée dans la zone de recirculation aval. La particule expérimentale ne suit pas la ligne de courant lorsqu'elle arrive au niveau de l'obstacle mais elle est entraînée dans la zone de recirculation aval de ce dernier.

La deuxième particule P5 a été injectée à l'entrée du tube et contourne l'obstacle (figure III.15). La trajectoire calculée par le modèle, avec les termes en  $R$  ( $\bullet$ ) et les termes en  $P$  ( $+$ ) ou sans ces termes ( $\times$ ), montre un bon accord avec la trajectoire expérimentale ( $\square$ ). Comme ce qui a été observé avec la marche (figure 1 de l'article ci-dessus), la particule expérimentale suit une ligne de courant, et n'est pas perturbée par l'écoulement.

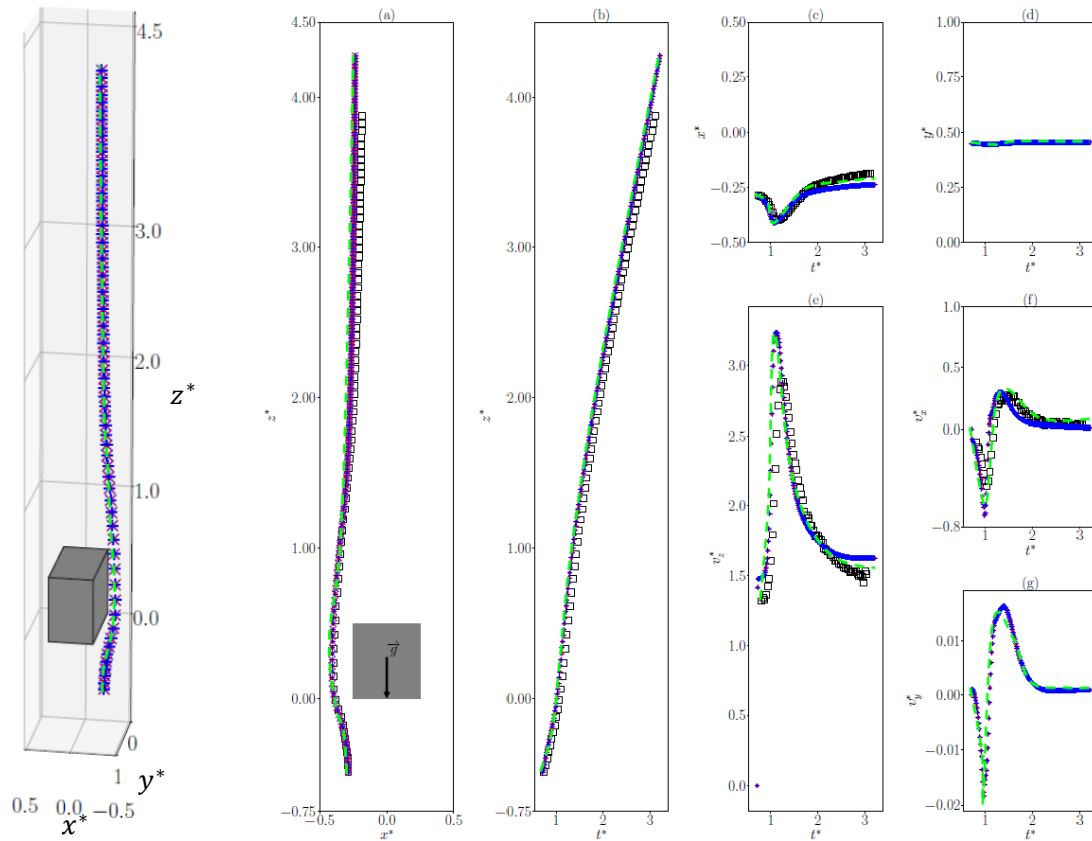


FIGURE III.15 – *Trajectoire d'une particule P5 contournant le cylindre de section carrée à  $Re_f = 100$  : (a) Trajectoire expérimentale ( $\square$ ) et prédiction du modèle avec  $R = P = 0$  ( $\times$ ), avec les termes en  $R = 0.67$  ( $\bullet$ ) et en  $P = 0.01$  ( $+$ ) pour une particule isolée injectée à  $y_0^* = 0.48$  avec  $W = 2 \cdot 10^{-2}$  et  $St = 3 \cdot 10^{-3}$  ; Évolution temporelle de la position de la particule (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  et (g)  $v_y^*$  ; Trajectoire et évolution temporelle de la position et de la vitesse d'une particule fluide ( $--$ ).*

La troisième particule P6 a été injectée dans la zone aval du cylindre (figure III.16) de section carrée, elle fait un tour dans cette dernière avant de sortir. La trajectoire expérimentale est en accord avec le résultat du modèle et les termes en  $R$  et en  $P$  n'ont pas d'influence sur la trajectoire de la particule ( $\times$ ,  $\bullet$ ,  $+$ ). La particule fluide ( $---$ ) injectée aux mêmes coordonnées initiales que la trajectoire calculée par le modèle ne suit pas la particule expérimentale, elle remonte dans le sens de l'écoulement et n'explore pas le sillage.

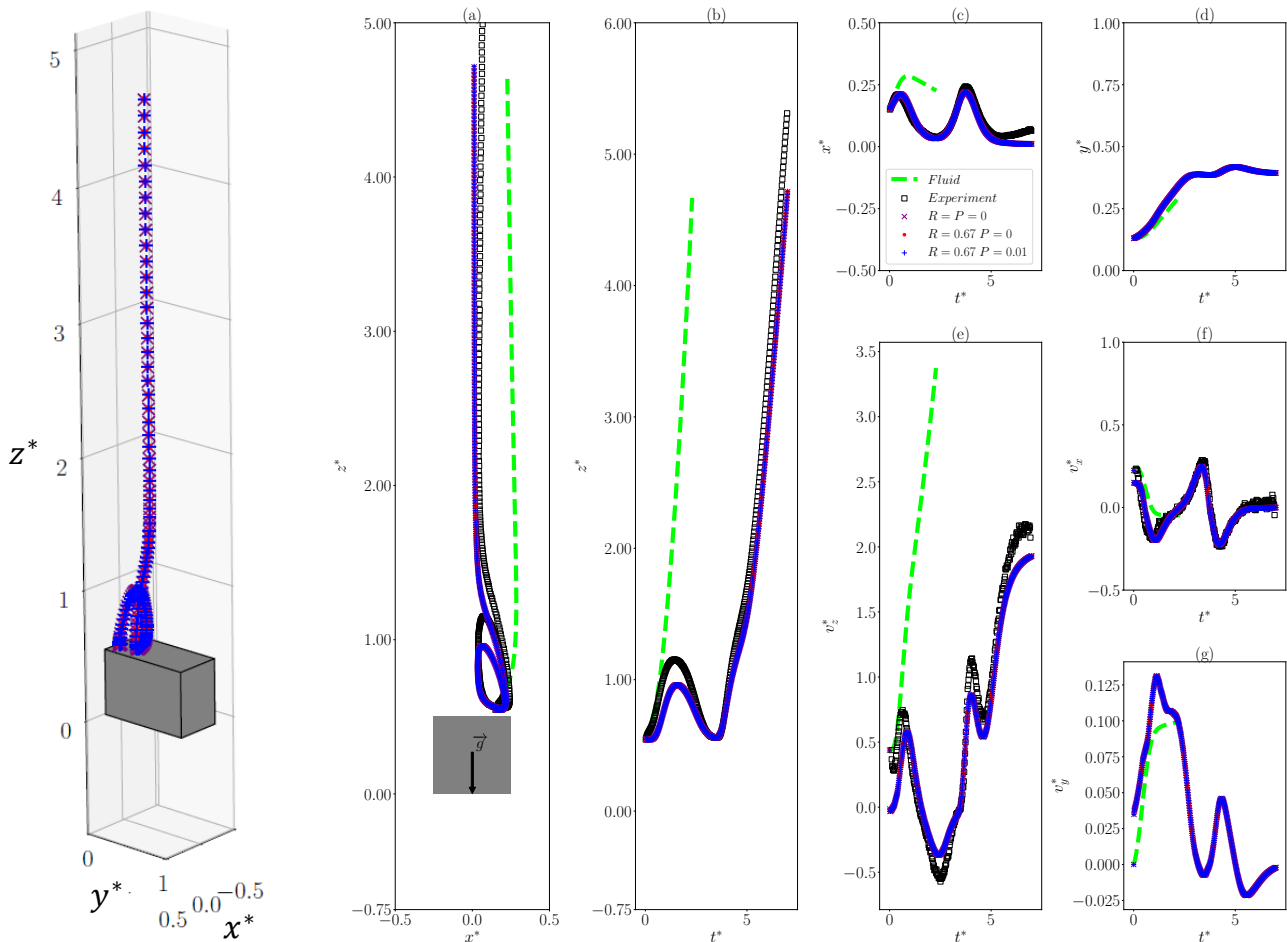


FIGURE III.16 – *Trajectoire de la particule P6 injectée dans le sillage du cylindre carré à  $Re_f = 100$  : (a) Trajectoire expérimentale ( $\square$ ) et prédiction du modèle avec  $R = P = 0$  ( $\times$ ), avec les termes en  $R = 0.67$  ( $\bullet$ ) et en  $P = 0.01$  ( $+$ ) pour une particule isolée injectée à  $y_0^* = 0.125$  dans le sillage du cylindre carré à  $Re_f = 100$  avec  $W = 2 \cdot 10^{-2}$  et  $St = 3 \cdot 10^{-3}$  ; Évolution temporelle de la position de la particule (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  et (g)  $v_y^*$  ; Trajectoire et évolution temporelle de la position et de la vitesse d'une particule fluide ( $---$ ).*

### III.4.2.5 Conclusion

Nous avons donc comparé les trajectoires de particules isolées, injectées individuellement autour d'un obstacle à celles calculées par le modèle à faibles nombre de Stokes  $St = 3 \cdot 10^{-3}$

à  $Re_f = 100$ . Pour les deux obstacles, l'influence du caractère 3D de l'écoulement a été observée particulièrement dans les zones de recirculation amont et aval. La comparaison modèle/expérience avec la marche montre que la particule expérimentale suit une ligne de courant dans le seul cas où elle est injectée en amont de l'obstacle et finit par le contourner. Pour le cylindre carré, cette comparaison montre que les particules ne sont pas traceurs de l'écoulement lorsqu'elles sont dans les zones de recirculation ou lorsqu'elles passent à proximité d'une de ces zones, figures III.14 et III.16.

Dans les conditions de cette étude, c'est-à-dire pour  $Re_f = 100$ ,  $St = 3 \cdot 10^{-3}$  et  $W = 2 \cdot 10^{-2}$ , le modèle que nous avons utilisé décrit correctement les trajectoires des particules injectées en amont de l'obstacle et qui passent loin des zones de recirculation. Ce modèle donne également une estimation raisonnable de la trajectoire des particules dans le cas des deux obstacles dans les zones de recirculation, à condition de modifier la coordonnée  $y^*$  de la particule lorsqu'elle s'éloigne de l'expérience. L'encombrement étant le même pour les deux obstacles ( $BR = 0.5$ ), c'est l'effet de bord qui semble affecter le comportement de la particule injectée dans la zone de recirculation amont et qui se trouve être piégée "temporairement" dans la zone de recirculation aval dans le cas du cylindre carré et dans la zone de recirculation amont dans le cas de la marche.

Nous allons tester dans la prochaine partie la validité du modèle pour des vitesses 5 fois plus importantes que dans le cas précédent. C'est-à-dire un nombre de Reynolds  $Re_f$  et nombre de Stokes  $St$  5 fois plus grands et un rapport de vitesses  $W$  qui diminue d'un facteur 5.

### III.4.3 Test de validation du modèle à $Re_f = 500$

L'objectif est de vérifier si les trajectoires calculées par le modèle avec les valeurs de  $W$ ,  $St$ ,  $R$  et  $P$  indiquées dans le tableau III.5 sont en accord avec celles observées expérimentalement autour des deux obstacles. Cela a pour conséquence de modifier l'ordre de grandeur des termes de l'équation III.8, comme le montre le tableau III.6.

Tableau III.5 – Conditions expérimentales à  $Re_f = 500$

$u_0$ ( $m.s^{-1}$ )	$\rho_f$ ( $kg.m^{-3}$ )	$\mu_f$ ( $Pa.s$ )	$Re_f$	$W$	$St$	$R$	$P$
$2.7 \cdot 10^{-2}$	1049	$1.5 \cdot 10^{-3}$	500	$4 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	0.67	0.01

Le modèle considéré est valide dans la littérature pour de faibles nombres de Reynolds et de Stokes. La valeur de Stokes est environ 5 fois plus importante que celle à  $Re_f = 100$ ; et les valeurs de  $R$  et de  $P$  restent inchangées puisqu'elles ne dépendent pas de la vitesse de l'écoulement. Nous allons reprendre la même démarche que celle suivie à  $Re_f = 100$  en



choisissant pour la validation du modèle à ce Reynolds trois particules dans différentes zones de l'écoulement autour de chacun des deux obstacles.

Tableau III.6 – Ordres de grandeur des différents termes de l'équation III.8 pour  $Re_f = 500$

Accélération	Trainée	Accélération du fluide + masse ajoutée
$O(1)$	$O(10^2)$	$O(1)$

### III.4.3.1 Écoulement autour de la marche

La figure III.17 montre une comparaison entre la trajectoire expérimentale ( $\square$ ) et celle calculée par le modèle à  $Re_f = 500$  d'une particule isolée, P7, injectée en amont de la marche. La courbe (+) indique que les termes en R dans l'équation III.8, nommément la force de masse ajoutée, n'ont pas d'impact sur la trajectoire de la particule dans cette zone de l'écoulement.

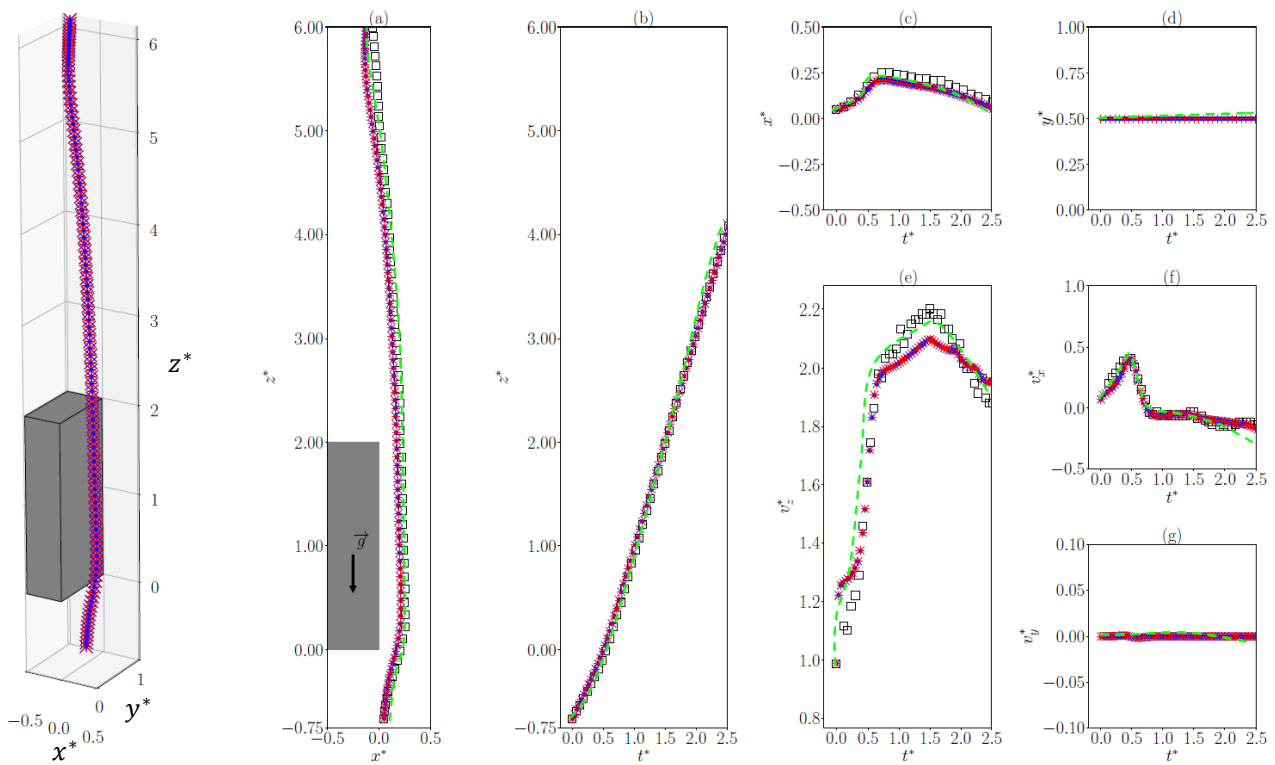


FIGURE III.17 – **Trajectoire d'une particule isolée P7 contournant la marche à  $Re_f = 500$**  : (a) Trajectoire expérimentale ( $\square$ ) et prédiction du modèle avec  $R = P = 0$  ( $\bullet$ ), avec les termes en  $R = 0.67$  ( $+$ ) et en  $P = 0.01$  ( $\times$ ) pour une particule isolée contournant la marche à  $Re_f = 500$ ; Évolution temporelle de la position de la particule (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  et (g)  $v_y^*$ ; Trajectoire et évolution temporelle de la position et de la vitesse d'une particule fluide ( $---$ ).

Quant à la courbe ( $\times$ ), elle confirme notre hypothèse de négliger la correction de Faxén, puisque

ce terme ne modifie pas la trajectoire de la particule, qui suit simplement une ligne de courant ( $---$ ) pour  $Re_f = 500$  dans cette zone de l'écoulement.

La particule P8 a été injectée en amont de la marche, figure III.18, elle fait un tour dans la zone amont avant de remonter dans le tube. On constate une déviation de la trajectoire calculée lorsque la particule sort de la zone de recirculation amont. Il est important de mentionner que pour cette deuxième particule, le modèle suit l'expérience sur une durée plus importante que celle dans le cas de la première particule. La figure III.18 indique que la particule fluide à ce  $Re_f = 500$  contourne la marche sans être entraînée dans les zones de recirculation en amont et en aval, et la particule de polystyrène ne suit pas une simple ligne de courant, qui elle, contourne la marche sans être entraînée dans cette zone amont. D'après les résultats indiqués sur cette même figure III.18, les termes de masse ajoutée et de correction de Faxén n'ont aucun impact sur la trajectoire de la particule dans cette zone de l'écoulement.

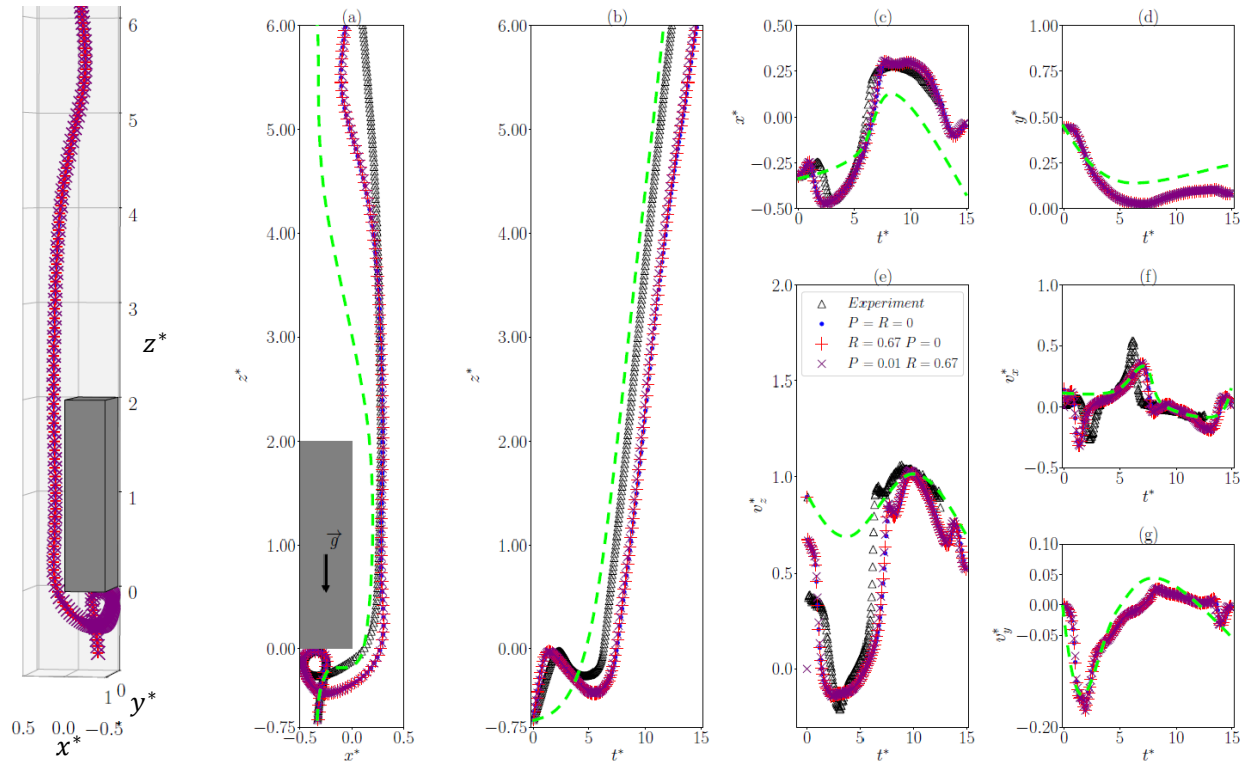


FIGURE III.18 – *Trajectoire d'une particule P8 injectée en amont de la marche à  $Re_f = 500$  : (a) Trajectoire expérimentale ( $\Delta$ ) et prédiction du modèle avec  $R = P = 0$  ( $\bullet$ ), avec les termes en  $R = 0.67$  ( $+$ ) et en  $P = 0.01$  ( $\times$ ) pour une particule isolée injectée en amont de la marche à  $Re_f = 500$  avec  $W = 4 \cdot 10^{-3}$  et  $St = 1.8 \cdot 10^{-2}$ ; Évolution temporelle de la position de la particule (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  and (g)  $v_y^*$ ; Trajectoire et évolution temporelle de la position et de la vitesse d'une particule fluide ( $---$ ).*

La particule P9 est injectée dans le sillage de la marche (figure III.19). Elle séjourne dans ce denier un temps deux fois plus important que celui à  $Re_f = 100$  et ne semble pas être affectée

par la prise en compte ou non des termes en  $R$  et en  $P$  dans la résolution du modèle.

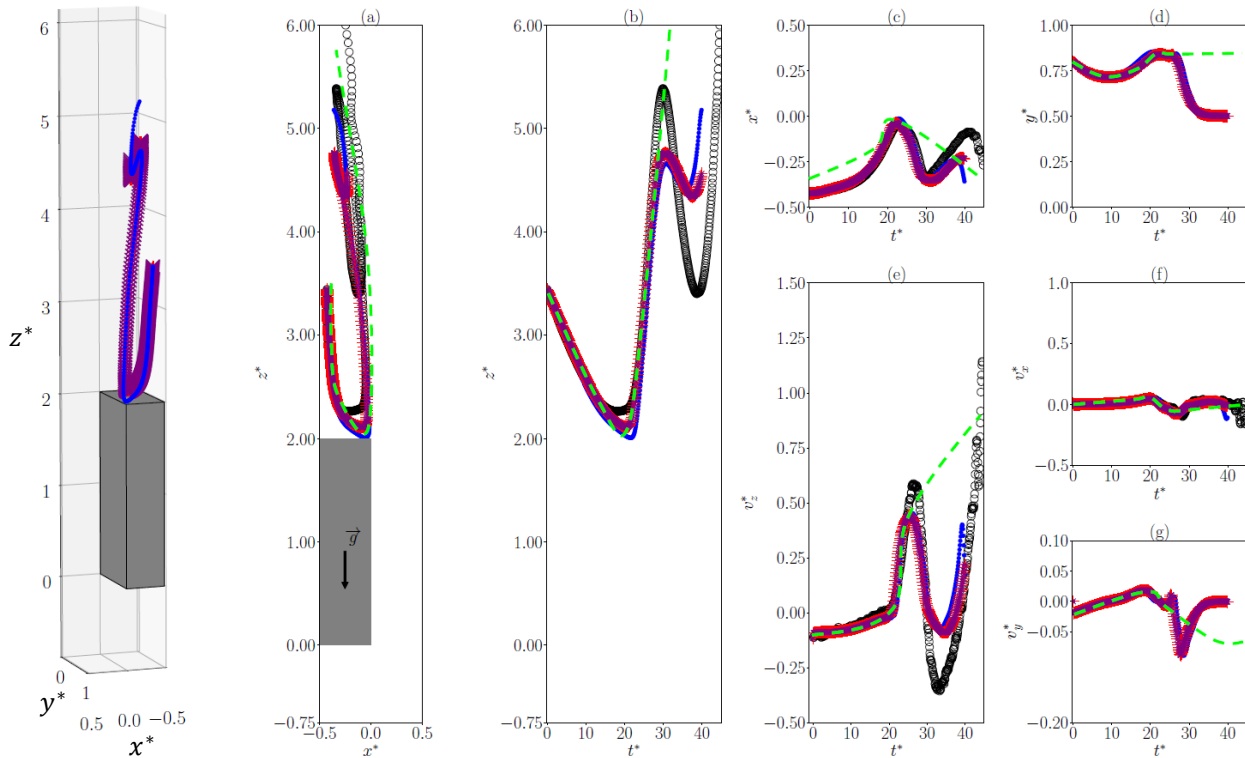


FIGURE III.19 – *Trajectoire d'une particule P9 injectée dans le sillage de la marche à  $Re_f = 500$  : (a) Trajectoire expérimentale ( $\circ$ ) et prédiction du modèle avec  $R = P = 0$  ( $\bullet$ ), avec les termes en  $R = 0.67$  ( $+$ ) et en  $P = 0.01$  ( $\times$ ) pour une particule isolée injectée dans le sillage de la marche à  $Re_f = 500$  avec  $W = 4 \cdot 10^{-3}$  et  $St = 1.8 \cdot 10^{-2}$ ; Évolution temporelle de la position de la particule (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  and (g)  $v_y^*$ ; Trajectoire et évolution temporelle de la position et de la vitesse d'une particule fluide ( $--$ ).*

Trois trajectoires de particules calculées avec le modèle ont été confrontées aux trajectoires expérimentales, P7, P8 et P9, dans l'optique de valider les termes de ce modèle pour un  $Re_f = 500$  autour de la marche. Dans le cas des trois trajectoires expérimentales, les comparaisons avec le modèle montrent un bon accord sans intervenir sur la composante  $y^*$ . Les deux particules injectées dans les zones de recirculation amont et aval ne sont pas de simples traceurs de l'écoulement; de plus, le temps de séjours des particules dans ces zones de recirculation est plus important que celui à  $Re_f = 100$ . Le modèle donne donc une estimation raisonnable pour  $Re_f = 500$  autour de la marche et ce malgré l'importance du nombre de Stokes de l'écoulement. Ce test de validation permet d'utiliser le modèle pour injecter des particules numériquement autour de la marche et de repérer les zones les plus susceptibles de piéger des particules.

Dans le cas du cylindre de section carrée, la caractérisation de l'écoulement présentée dans le chapitre 2 montre que la hauteur des deux zones de recirculation sur le bord d'attaque de cet obstacle est plus importante à  $Re_f = 500$  qu'à  $Re_f = 100$  : est-ce qu'en conséquence des

particules seront piégées dans cette zone ? Avant cela, il est impératif de valider le modèle numérique autour de cet obstacle.

### III.4.3.2 Écoulement autour du cylindre de section carrée

Dans le cas simple d'une particule P10 qui contourne le cylindre carré, la figure III.20 montre que la comparaison entre l'expérience et le modèle est très satisfaisante. Comme pour les cas présentés jusque-là, la trajectoire de la particule n'est pas influencée par les termes de masse ajoutée et de correction de Faxén puisque c'est la force de traînée qui domine.

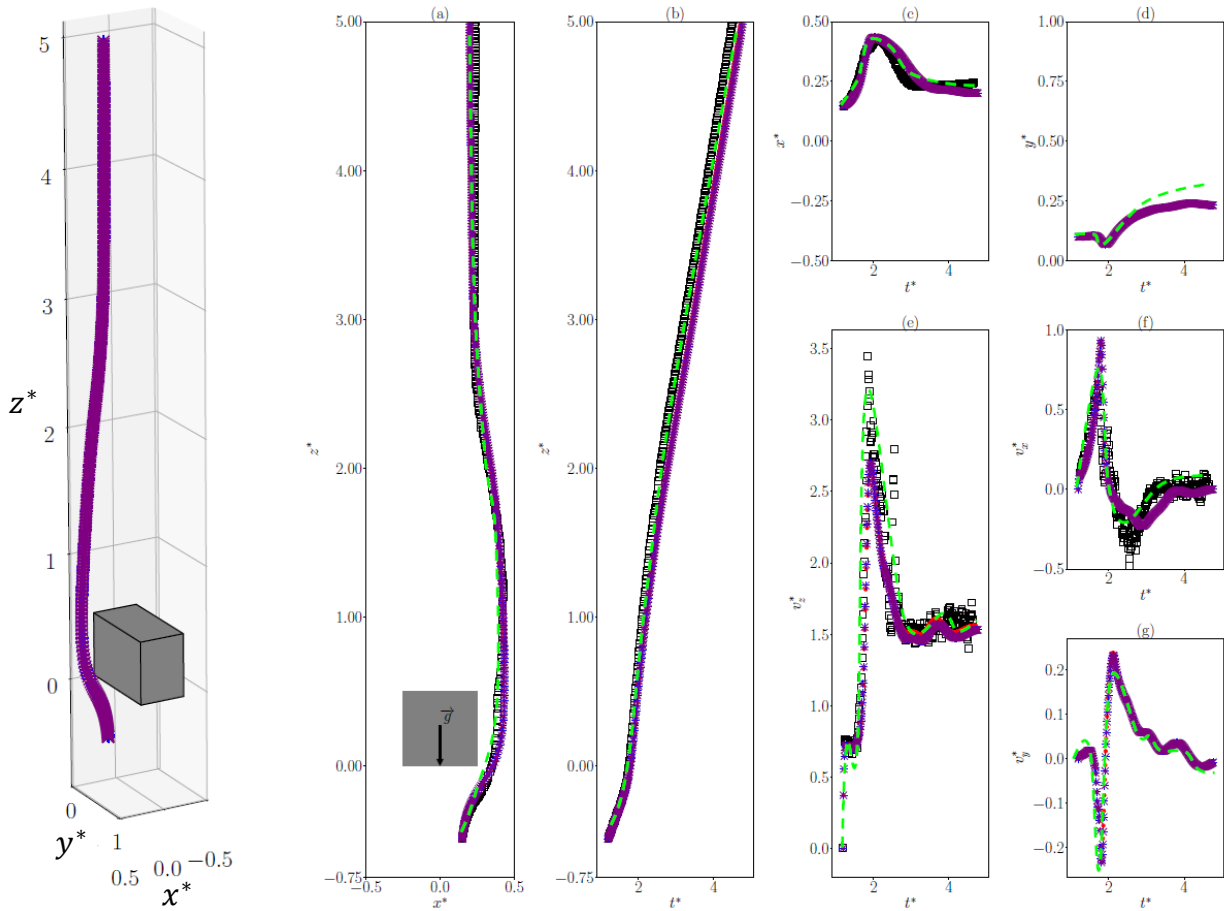


FIGURE III.20 – *Trajectoire d'une particule isolée contournant le cylindre carré à  $Re_f = 500$  : (a) Trajectoire expérimentale ( $\square$ ) et prédiction du modèle avec  $R = P = 0$  ( $\bullet$ ); avec les termes en  $R = 0.67$  ( $+$ ) et en  $P = 0.01$  ( $\times$ ) pour une particule isolée contournant le cylindre carré à  $Re_f = 500$  avec  $W = 4 \cdot 10^{-3}$  et  $St = 1.8 \cdot 10^{-2}$ ; Évolution temporelle de la position de la particule (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  and (g)  $v_y^*$ ; Trajectoire et évolution temporelle de la position et de la vitesse d'une particule fluide ( $---$ ).*

Les particules P11 (figure III.21) et P12 (figure III.23) sont injectées dans la zone de recirculation aval du cylindre carré (la première à gauche et la seconde à droite). Pour arriver à suivre ces dernières, nous avons modifié les coordonnées de départ de chacune des deux particules aux instants où elles s'éloignent de l'expérience à  $t^* = 5$  et à  $t^* = 15$ . La figure III.21 montre que

les trajectoires calculées avec  $R = P = 0$  ( $\bullet$ ) ou celle avec  $R \neq P \neq 0$  ( $\times$ ) suivent la trajectoire expérimentale jusqu'à  $t^* \approx 15$ , où elle dévie en prenant une forte accélération  $u_z^*$  au niveau de la limite du sillage.

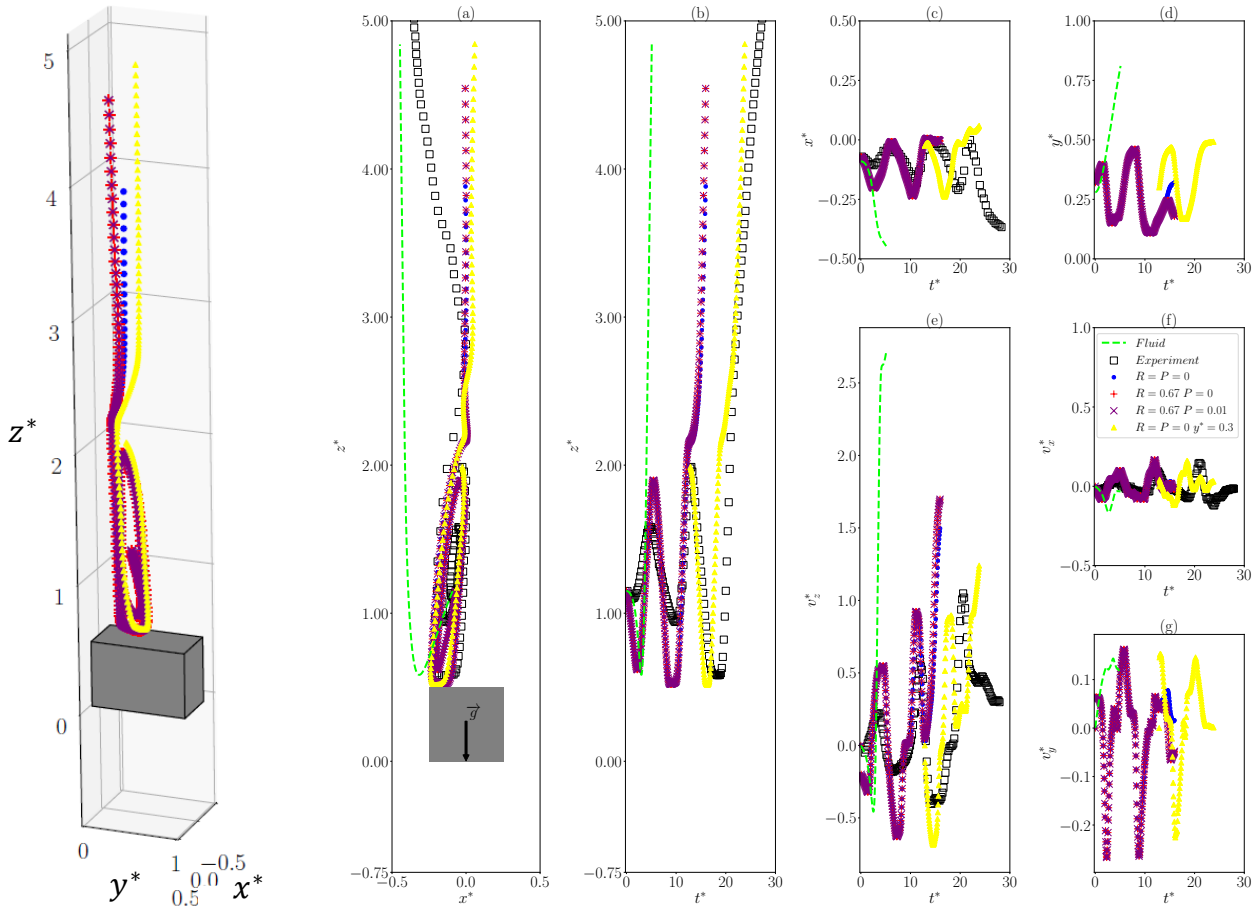


FIGURE III.21 – *Trajectoire d'une particule P11 injectée dans le sillage du cylindre carré à  $Re_f = 500$  : (a) Trajectoire expérimentale ( $\square$ ) et prédiction du modèle avec  $R = P = 0$  dans le plan  $y^* = 0.32$  ( $\bullet$ ) et dans le plan  $y^* = 0.3$  ( $\blacktriangle$ ) à partir de  $t^* \approx 15$ ; avec les termes en  $R = 0.67$  ( $+$ ) et en  $P = 0.01$  ( $\times$ ) pour une particule isolée injectée dans le sillage du cylindre carré à  $Re_f = 500$  avec  $W = 4 \cdot 10^{-3}$  et  $St = 1.8 \cdot 10^{-2}$ ; Évolution temporelle de la position de la particule (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  and (g)  $v_y^*$ ; Trajectoire et évolution temporelle de la position et de la vitesse d'une particule fluide ( $--$ ).*

Cette zone est à fort taux de cisaillement, y compris dans les deux autres directions  $x$  et  $y$  comme le montre la figure III.22, où on peut observer les contours de la norme des vitesses suivant ces deux directions dans le plan  $z^* = 2$  lorsque le modèle s'éloigne de la trajectoire expérimentale. Nous avons donc réinjecté cette particule dans un autre plan  $y^* = 0.30$  à partir de cet instant ce qui a permis de recalibrer le modèle sur l'expérience.

La même démarche a été suivie pour la particule P12 injectée initialement à  $y^* = 0.2$  et ensuite à  $y^* = 0.1$  (figure III.23). Le temps de séjour de cette particule dans la partie droite du sillage droit est deux fois moins important que celui de la particule injectée dans la partie gauche du

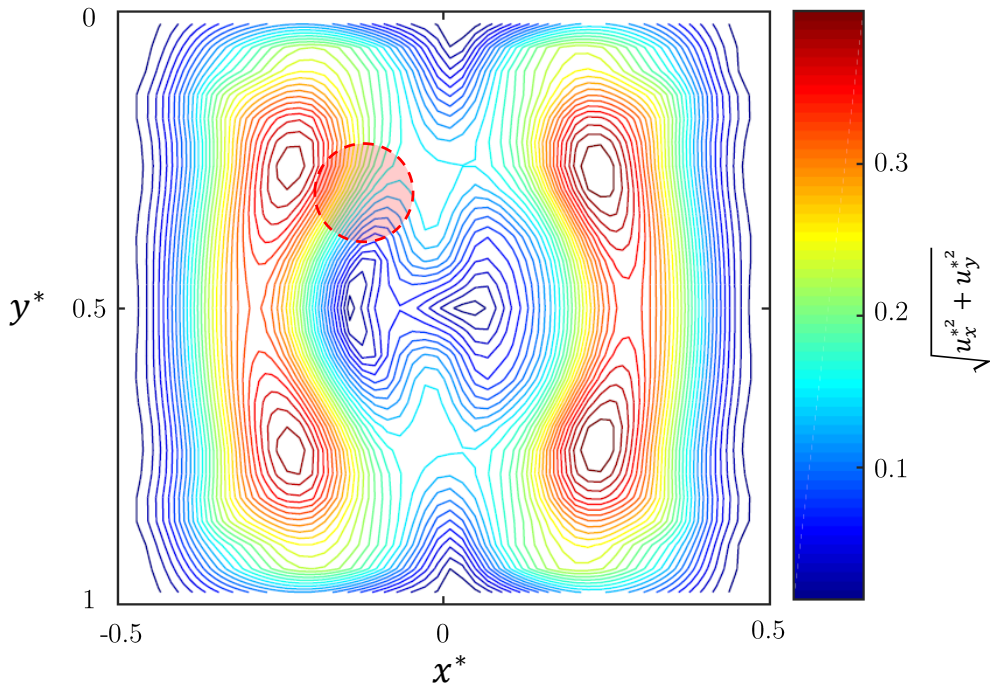


FIGURE III.22 – *Contour de  $\sqrt{u_x^2 + u_y^2}$  dans la plan  $(xy)$   $z^* = 2$  dans lequel la particule s'éloigne de la trajectoire expérimentale : la particule P11 se trouve dans le cercle rouge délimité en pointillés.*

sillage. Certes les deux zones de recirculation sont symétriques mais les deux particules n'ont pas été injectées dans des plans  $xz$  et  $yz$  symétriques : particule 2  $((x_0^*, y_0^*) = (-0.10, 0.28))$ , particule 3  $((x_0^*, y_0^*) = (0.15, 0.24))$ . Les comparaisons montrent qu'avec ou sans les termes de masse ajoutée et de correction de Faxén, le modèle donne la même trajectoire dans ces conditions :  $St = 1.8 \cdot 10^{-2}$  et  $W = 4 \cdot 10^{-3}$ .

La comparaison de ces trois trajectoires calculées par le modèle avec celles suivies expérimentalement à  $Re_f = 500$  est probante. Une modification de la valeur de la coordonnée  $y^*$  des particules dans la zone de recirculation aval du cylindre carrée a été nécessaire pour suivre les trajectoires expérimentales, qui dans le cas réel, se déplace suivant cette direction (sauf que notre suivi expérimental de particules a été réalisé sur un plan). Les résultats indiquent également que les particules considérées ne sont pas des traceurs de l'écoulement dans les zones de recirculation puisqu'elles ne suivent pas les lignes de courant. Concernant les termes de masse ajoutée et la correction de Faxén, la comparaison montre que ces derniers n'affectent pas la trajectoire calculée par le modèle puisque la force dominante reste celle de la traînée et qui est de l'ordre de  $O(1/St) = O(10^2)$ .

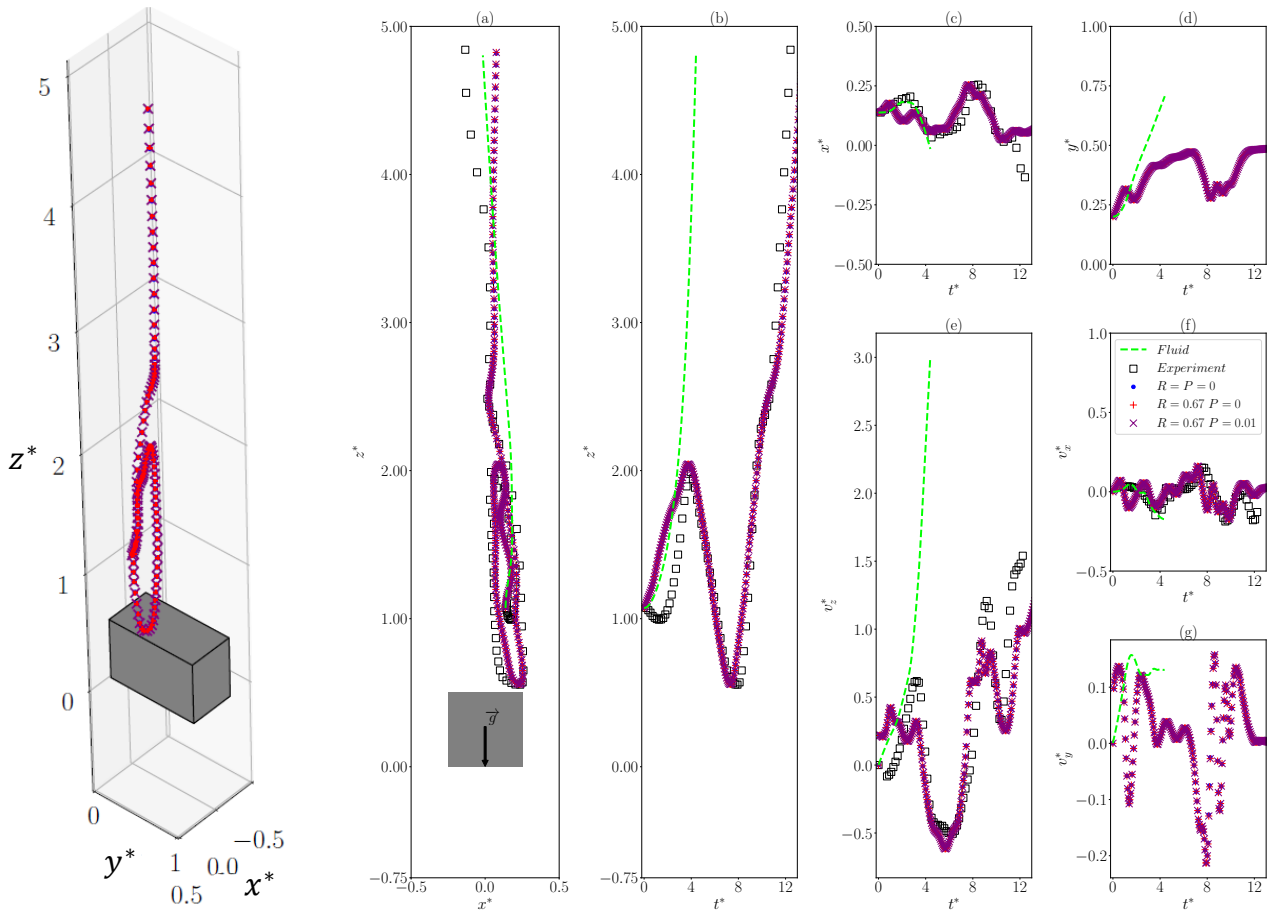


FIGURE III.23 – *Trajectoire d'une particule P12 injectée dans le sillage du cylindre carré à  $Re_f = 500$  : (a) Trajectoire expérimentale ( $\square$ ) et prédiction du modèle avec  $R = P = 0$  dans le plan  $y^* = 0.2$  ( $\bullet$ ); avec les termes en  $R = 0.67$  ( $+$ ) et en  $P = 0.01$  ( $\times$ ) pour une particule isolée injectée dans le sillage du cylindre carré à  $Re_f = 500$ ; Évolution temporelle de la position de la particule (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  and (g)  $v_y^*$ ; Trajectoire et évolution temporelle de la position et de la vitesse d'une particule fluide ( $---$ ).*

Tous ces éléments nous amènent à la conclusion suivante : malgré le peu de paramètres qui ont été intégrés dans le modèle numérique, celui-ci donne une estimation raisonnable des trajectoires de particules pour  $Re_f = 500$  autour de la marche et du cylindre de section carrée. Nous pouvons considérer que les résultats du modèle sont satisfaisants et injecter des particules numériquement dans les endroits expérimentalement difficiles d'accès, afin d'étudier la capacité de ces zones à piéger des particules autour des deux obstacles et ce, en fixant certains paramètres.

### III.5 Conclusions

Les différents termes de l'équation de mouvement d'une particule sphérique de taille finie dans un écoulement, appelée dans la littérature équation de Boussinesq-Basset-Oseen (BBO) ont été explicités dans cette partie. Cette équation a été codée et résolue sous Python. Le mo-

dèle numérique basé sur cette équation est décrit pour calculer la trajectoire d'une particule au passage d'un obstacle. À partir des expériences réalisées, nous avons présenté les trajectoires de trois particules dans différentes zones de l'écoulement à  $Re_f = 100$  autour de la marche. Ces résultats ont été utilisés pour tester le modèle avec l'écoulement mesuré par la PIV. Les comparaisons des trajectoires numériques avec les trajectoires expérimentales ont montré un bon accord loin des zones de recirculation. En revanche, cette dernière n'était pas concluante dans les zones de recirculation. Cela étant dû au caractère 3D de l'écoulement dans ces endroits, nous avons procédé à la simulation de l'écoulement avec un code CFD, Code\_Saturne, afin de disposer d'une description 3D de l'écoulement, qui a d'abord été validé dans le plan de la PIV avant d'être intégré dans la résolution du modèle.

Les comparaisons des trajectoires calculées par le modèle BBO sur l'écoulement issu de Code\_Saturne avec les trajectoires expérimentales pour les deux obstacles et pour deux Reynolds ( $Re_f = 100, 500$ ) montrent de bons accords entre ces deux études expérimentale et numérique. L'analyse réalisée pour toutes les trajectoires montre que les termes de masse ajoutée (termes en  $R$ ) et les termes de correction de Faxén (termes en  $P$ ) ont un effet négligeable sur la trajectoire de la particule. L'équation III.8 se résume à :

$$\frac{d\mathbf{v}^*}{dt^*} = \frac{1}{St} \left( W \frac{\mathbf{g}}{\|\mathbf{g}\|} + \mathbf{u}^* - \mathbf{v}^* \right) \quad (\text{III.9})$$

Le terme prédominant dans l'équation III.8 est celui de la force de traînée. Nous avons également mis en évidence, à travers les comparaisons des trajectoires expérimentales avec des particules fluides injectées aux mêmes points de départ que les particules expérimentales sans vitesse initiale, le fait que celles-ci ne soient pas de simples traceurs de l'écoulement lorsqu'elles se trouvent dans les zones de recirculation amont ou aval, bien que  $St \ll 1$ .



# Chapitre IV

## Application au piégeage de particules

L'objectif à travers ce chapitre est de mettre en évidence, dans une première partie, la sensibilité de la trajectoire d'une particule injectée en amont de la marche, à sa position de départ et à sa vitesse initiale pour deux valeurs de  $Re_f = 100, 500$ . Nous nous intéressons par la suite à l'influence du terme de masse ajoutée  $\propto R$  et à celui de la correction de Faxén  $\propto P$ , sur la trajectoire de la particule calculée avec l'équation III.8.

Dans la deuxième partie, nous allons estimer, suivant un critère donné sur le rapport des vitesses  $W$ , le volume de piégeage potentiel de particules autour des deux obstacles pour les mêmes valeurs de Reynolds  $Re_f = 100$  et  $500$ . Nous vérifierons par la suite dans une de ces zones, l'influence de la valeur du rapport  $W$  sur le comportement de la particule.

Enfin, nous présenterons les premiers résultats expérimentaux obtenus pour le suivi d'une suspension de particules autour d'un obstacle.

### Sommaire

---

<b>IV.1 Étude de sensibilité</b> . . . . .	<b>138</b>
IV.1.1 Sensibilité du modèle à la position de départ de la particule . . . . .	138
IV.1.2 Sensibilité du modèle à la vitesse initiale de la particule . . . . .	141
IV.1.3 Influence des termes de masse ajoutée et de correction de Faxén sur la trajectoire calculée . . . . .	143
<b>IV.2 Zones de piégeage</b> . . . . .	<b>147</b>
IV.2.1 Zone de piégeage des particules autour de l'obstacle . . . . .	148
IV.2.2 Influence de $W$ sur le comportement des particules dans les zones de piégeage autour de la marche . . . . .	156
<b>IV.3 Conclusion de l'étude numérique</b> . . . . .	<b>159</b>
<b>IV.4 Suivi d'une suspension de particules autour d'un obstacle</b> . . . . .	<b>160</b>
IV.4.1 Transport d'un ensemble de particules . . . . .	161
IV.4.2 Injection expérimentale d'un ensemble de particules . . . . .	161
IV.4.3 Remplissage/Vidage des zones de recirculation . . . . .	163

---

## IV.1 Étude de sensibilité

### IV.1.1 Sensibilité du modèle à la position de départ de la particule

Nous évaluons dans cette première partie l'importance des coordonnées de départ de la particule dans la détermination de la trajectoire calculée par le modèle. Les seize particules sont injectées individuellement sans vitesse initiale à différents instants en amont de la marche pour deux valeurs du nombre de Reynolds :  $Re_f = 100$  et  $Re_f = 500$ .

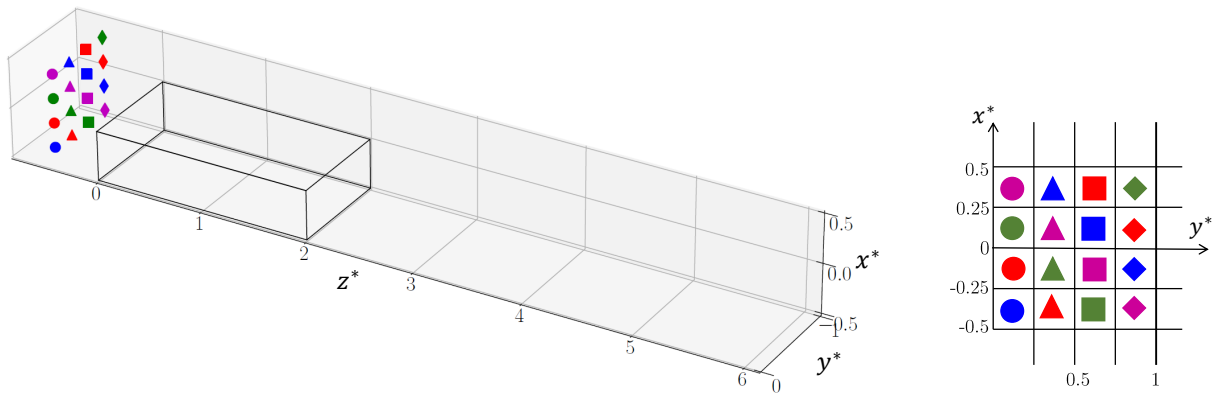


FIGURE IV.1 – Sélection des coordonnées  $(x^*, y^*)$  de départ des particules injectées numériquement à partir du plan  $z^* = -0.5$  à  $Re_f = 100$ , puis à  $Re_f = 500$  : à gauche une représentation 3D de la conduite avec la marche et de l'emplacement des points ; à droite, une matrice des positions des points dans le plan  $(xy)$ .

Les coordonnées de départ  $(x_{p_0}^*, y_{p_0}^*, z_{p_0}^*)$  de ces particules injectées à partir du plan  $xy$  ( $z^* = -0.5$ ) sont regroupées dans le tableau IV.1.

Tableau IV.1 – Coordonnées initiales  $(x_{p_0}^*, y_{p_0}^*)$  des seize particules injectées à partir du plan  $z^* = -0.5$

	●	▲	■	◆	●	▲	■	◆
$x_{p_0}^*$	-0.375	-0.375	-0.375	-0.375	-0.125	-0.125	-0.125	-0.125
$y_{p_0}^*$	0.125	0.375	0.625	0.875	0.125	0.375	0.625	0.875
	●	▲	■	◆	●	▲	■	◆
$x_{p_0}^*$	0.125	0.125	0.125	0.125	0.375	0.375	0.375	0.375
$y_{p_0}^*$	0.125	0.375	0.625	0.875	0.125	0.375	0.625	0.875

Pour le calcul des trajectoires de ces particules, à  $Re_f = 100$  ou à  $Re_f = 500$ , les valeurs de  $W$ ,  $St$ ,  $R$  et  $P$  présentées dans le tableau IV.2 ont été utilisées dans la résolution de l'équation III.8.

Tableau IV.2 – Valeurs des paramètres sans dimension utilisés dans le calcul des trajectoires de particules

$Re_f$	$W$	$St$	$R$	$P$
100	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$	0.67	$10^{-2}$
500	$4 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	0.67	$10^{-2}$

#### IV.1.1.1 Particules lâchées à $Re_f = 100$

Une représentation 3D de ces trajectoires est donnée dans le premier graphe à gauche de la figure IV.2. Quatorze particules sur les seize injectées contournent l'obstacle sans être piégées. En revanche, deux particules se piègent dans la zone de recirculation aval (( $\bullet$ )  $(-0.375, 0.125, -0.5)$ ; ( $\blacklozenge$ )  $(-0.375, 0.875, -0.5)$ ) (figure IV.2, deuxième graphe 3D à partir de la gauche). Nous nous intéressons particulièrement à ces deux particules pour savoir selon quels critères, relatifs à sa position de départ, une particule peut se retrouver piégée.

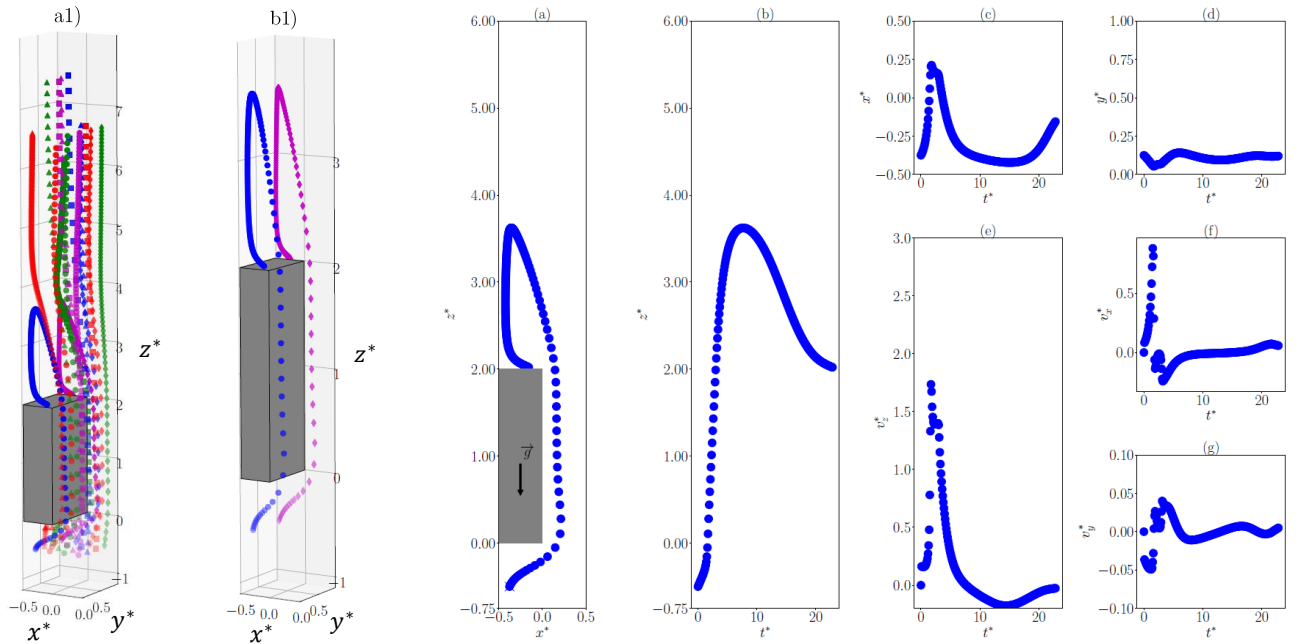


FIGURE IV.2 – *Trajectoires des particules injectées en amont de la marche sans vitesse initiale à  $Re_f = 100$  avec  $W = 2 \cdot 10^{-2}$ ,  $St = 3 \cdot 10^{-3}$ ,  $P = 0.01$  et  $R = 0.67$  : a1) représentation 3D des seize particules ; b1) représentation 3D des deux particules qui se piègent en aval et qui sont injectées aux coordonnées ( $\bullet$ )  $(-0.375, 0.125, -0.5)$ ; ( $\blacklozenge$ )  $(-0.375, 0.875, -0.5)$ , sans vitesse initiale ; (a) représentation de la trajectoire ( $\bullet$ ) dans un plan  $(xz)$  ; évolution temporelle de la position de la particule (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  et (g)  $v_y^*$ .*

Ces deux particules ( $\bullet$ ,  $\blacklozenge$ ) sont particulièrement intéressantes puisque injectées sans vitesse initiale à  $x_{p0}^* < 0$ , elles ont des trajectoires symétriques et proches des parois du tube, à une

distance de  $0.125 d_h$  de la paroi suivant  $y^*$ . Lorsque  $x_{p_0}^* > 0$ , une forte accélération de la particule suivant la direction principale  $z^*$  mais également suivant  $x^*$  entraîne la particule sur une ligne de courant lui permettant d’être piégée dans la zone de recirculation aval. Un déplacement d’environ  $\approx 0.25 d_h$  dans la direction  $x$  ou  $y$  peut complètement modifier la trajectoire de la particule. Dans les graphes à droite de la figure IV.2, nous avons observé l’évolution des coordonnées et des vitesses de la particule (●) qui se piège dans la zone de recirculation aval. Ce cas montre que les particules qui arrivent en amont de la marche à  $Re_f = 100$  à partir du plan  $z^* = -0.5$  sont susceptibles d’être piégées dans la zone de recirculation aval, si elles arrivent avec une très faible vitesse, proche des parois :  $y_{p_0}^* \leq 0.125$  ou  $y_{p_0}^* \geq 0.875$ , et avec  $x_{p_0}^* < 0$ .

#### IV.1.1.2 Particules lâchées à $Re_f = 500$

La même démarche présentée dans le paragraphe précédent a été utilisée pour étudier la sensibilité de la trajectoire calculée aux coordonnées de départ, pour un nombre de Reynolds cinq fois plus important,  $Re_f = 500$  (figure IV.3), avec les valeurs des nombres sans dimension présentés dans le tableau IV.2.

Sur les seize particules injectées aux coordonnées données dans le tableau IV.1, à partir du plan  $z^* = -0.5$ , nous n’avons conservé sur la figure IV.3 que le comportement de trois particules : deux ayant  $x_{p_0}^* < 0$  (▲ et ■) et une avec  $x_{p_0}^* > 0$  (▲). Contrairement à  $Re_f = 100$ , aucun piégeage n’a été observé dans la zone de recirculation aval. L’évolution temporelle des positions et des vitesses de ces trois particules est présentée dans la figure IV.3 (à droite), avec les lignes de courant associées à chacune d’elles.

Les particules injectées à  $x_{p_0}^* < 0$  rentrent dans la zone de recirculation en amont de la marche, elles font une “boucle” dans cette zone avant de sortir et de poursuivre leurs trajectoires vers le haut du tube.

Quant à la particule (▲) injectée à  $x_{p_0}^* > 0$ , elle traverse la constriction sans être entraînée dans aucune zone de recirculation. Les particules qui arrivent en amont de la marche à  $Re_f = 500$  à partir du plan  $z^* = -0.5$  sont susceptibles d’être piégées dans la zone de recirculation amont, si elles arrivent à partir de  $x_{p_0}^* < 0$  loin des parois, c’est à dire à  $0.375 \leq y_{p_0}^* \leq 0.625$ .

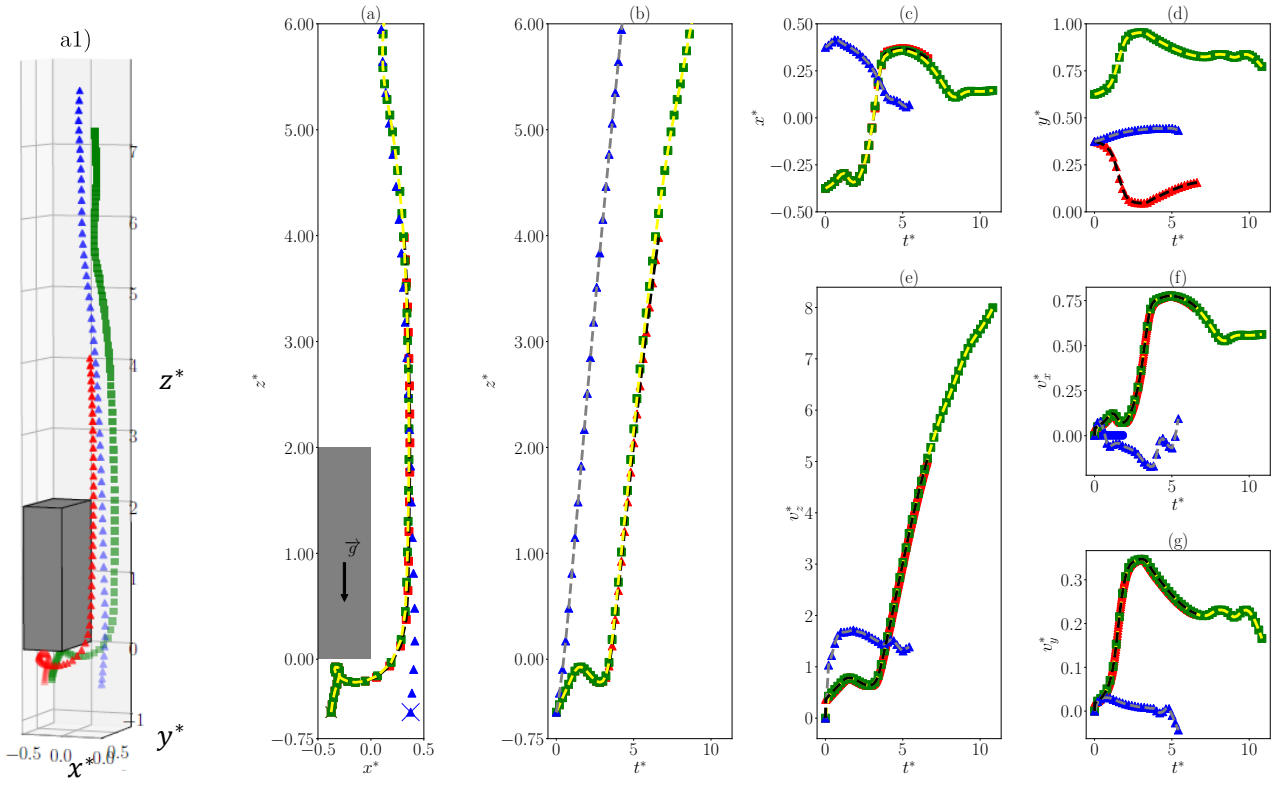


FIGURE IV.3 – *Trajectoires des particules*  $\blacktriangle$ ,  $\blacksquare$ ,  $\blacktriangle$  définies au tableau IV.1 lâchées sans vitesse initiale en amont de la marche à  $Re_f = 500$  avec  $W = 4 \cdot 10^{-3}$ ,  $St = 1.8 \cdot 10^{-2}$ ,  $P = 0.01$  et  $R = 0.67$  : a1) représentation 3D de 3 particules ; (a) Trajectoires calculées dans un plan  $(xz)$  ; évolution temporelle de la position en (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  et (g)  $v_y^*$ . Les trajectoires de particules fluide injectées aux mêmes coordonnées sont représentées en pointillés (—, —, —).

## IV.1.2 Sensibilité du modèle à la vitesse initiale de la particule

Dans cette partie, nous allons tester comment ces quatre dernières trajectoires (la  $\bullet$  à  $Re_f = 100$  et  $\blacktriangle$ ,  $\blacksquare$ ,  $\blacktriangle$  à  $Re_f = 500$ ) sont affectées par la valeur de la vitesse d'injection suivant la direction principale  $v_{z_0}^*$ .

### IV.1.2.1 Particule $\bullet$ à $Re_f = 100$

La figure IV.4 montre la particule  $\bullet$  injectée en amont de la marche à  $Re_f = 100$  avec et sans vitesse initiale suivant les directions  $x^*$ ,  $y^*$ ,  $z^*$ . Cette particule se piège dans la zone de recirculation aval lorsque sa vitesse initiale ( $\circ$ ) ou sa composante en  $z^*$  sont nulles ( $\square$ ). Pour une vitesse initiale non nulle et prise égale à celle du fluide au point d'injection de la particule ( $+$ ), la particule ne se piège pas mais contourne l'obstacle et remonte dans le tube. La vitesse du fluide au point d'injection de la particule suivant les directions  $x$  et  $y$  est très faible ( $u_x^* = 10^{-6}$ ,  $u_y^* = 10^{-5}$ ) et n'affecte pas la trajectoire de la particule. En revanche, suivant la direction principale, même si la vitesse suivant la direction principale est faible,  $v_{z_0}^* = u_z^* = 10^{-3}$ , la particule s'éloigne du plan lui permettant de rentrer dans la zone de recirculation aval. Dans

ces conditions, il est important de prendre en compte la vitesse initiale de la particule.

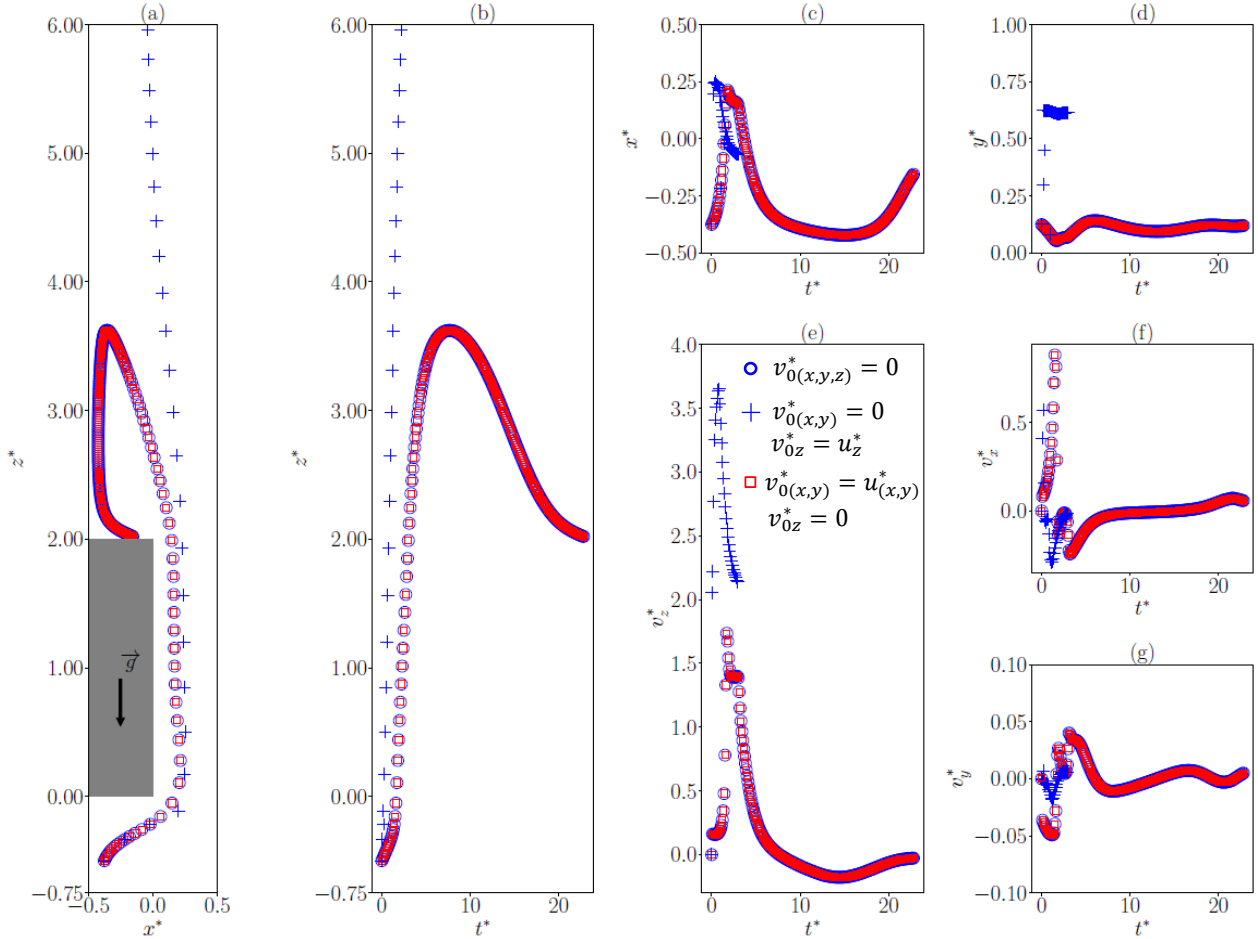


FIGURE IV.4 – *Test de l'influence de la vitesse initiale sur la trajectoire de la particule • du tableau IV.1 à  $Re_f = 100$  : (a) Trajectoires calculées dans un plan  $(xz)$  sans ( $\circ$ ) vitesse initiale, avec seulement la composante en  $z$   $v_{0z}^* = u_z^* = 10^{-3}$  ( $+$ ) et enfin avec  $v_{0x}^* = u_x^*$  et  $v_{0y}^* = u_y^*$  ( $\square$ ); Évolution temporelle de la position de la particule suivant (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  et (g)  $v_y^*$ . Les vitesses initiales sont indiquées dans la légende (c).*

#### IV.1.2.2 Particules lâchées à $Re_f = 500$

Nous nous sommes intéressés par la suite à évaluer l'importance de la vitesse d'injection de la particule dans la détermination de la trajectoire de la particule autour de la marche à  $Re_f = 500$ . La figure IV.5 indique que l'écart relatif  $(x_0^* - x_{v^*}^*)/x_0^*$  (également pour  $y^*$  et  $z^*$ ) de la position de la particule calculée avec vitesse initiale  $(x_{v^*}^*, y_{v^*}^*, z_{v^*}^*)$  ou sans vitesse initiale  $(x_0^*, y_0^*, z_0^*)$  n'excède pas les 0.05%. Cela signifie que la trajectoire de la particule est très peu affectée par sa vitesse initiale, contrairement au premier cas à  $Re_f = 100$  présenté dans la figure IV.4.

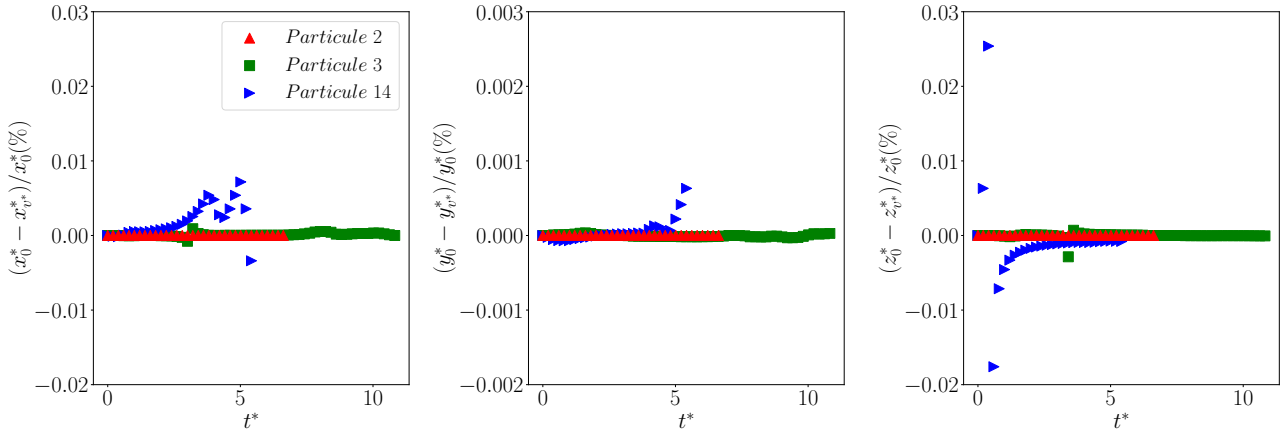


FIGURE IV.5 – *Écart relatif des positions des particules*  $\blacktriangle$ ,  $\blacksquare$ ,  $\blacktriangleleft$  *définies au tableau IV.1, avec*  $(v_{x_0}^* = v_{y_0}^* = 0 \text{ et } v_{z_0}^* = u_{z_0}^*)$  *ou sans vitesse initiale*  $(v_{x_0}^* = v_{y_0}^* = v_{z_0}^* = 0)$  *à*  $Re_f = 500$  : *calcul de l'écart relatif* a)  $(x_0^* - x_{v^*}^*)/x_0^*$ ; b)  $(y_0^* - y_{v^*}^*)/y_0^*$  *et* c)  $(z_0^* - z_{v^*}^*)/z_0^*$ . *Les trois graphes sont représentés sur une même échelle allant de -0.1 % à 0.1 %*

### IV.1.3 Influence des termes de masse ajoutée et de correction de Faxén sur la trajectoire calculée

Le calcul des trajectoires est effectué sous Python en résolvant l'équation III.8 rappelée ci-dessous :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}^*}{dt^*} = & \frac{1}{St} \left( W \frac{\mathbf{g}}{\|\mathbf{g}\|} + \mathbf{u}^* - \mathbf{v}^* + \frac{P^2}{6} \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \\ & + R \left( \frac{3}{2} \mathbf{u}^* \cdot \nabla \mathbf{u}^* + \frac{P^2}{20} \mathbf{u}^* \cdot \nabla \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \end{aligned}$$

Afin de déterminer quels sont les termes qui dominent dans cette équation, nous avons testé l'importance des termes de masse ajoutée (termes en  $R$ ) et ceux de la correction de Faxén (les termes en  $P$ ) dans le calcul de la trajectoire d'une particule isolée. Les résultats sont présentés pour les deux nombres de Reynolds  $Re_f = 100$  et  $Re_f = 500$ .

#### IV.1.3.1 Influence des termes en $R$ et de $P$ à $Re_f = 100$

Les figures IV.6 et IV.7 montrent respectivement la distribution des gradients :  $\mathbf{u}^* \cdot \nabla \mathbf{u}^*$  pour les termes en  $R$  et  $\nabla^{*2} \mathbf{u}^*$  pour les termes en  $P$ , dans les trois directions. Le gradient est important sur le bord d'attaque en amont de la marche, essentiellement suivant la direction principale  $z^*$ .

A priori, si les termes de masse ajoutée et de correction de Faxén ont une influence sur la trajectoire de la particule, c'est à cet endroit que l'effet serait le plus important, considérant alors une particule injectée proche du bord d'attaque de la marche aux coordonnées  $(x^*, y^*, z^*) =$

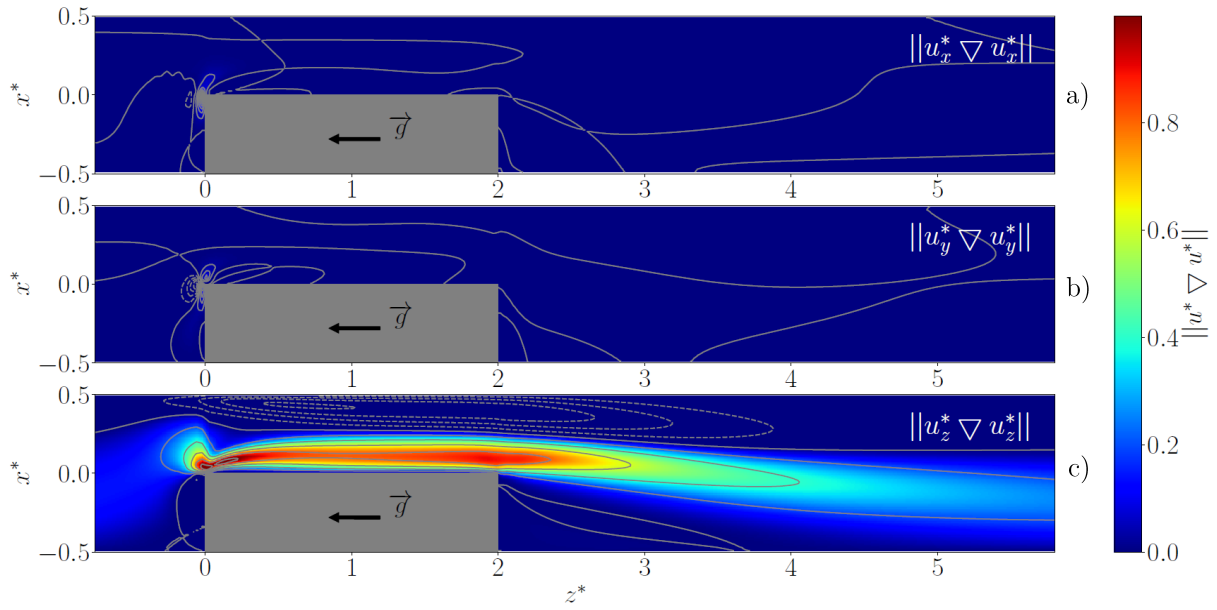


FIGURE IV.6 – *Cartographie de l'amplitude du terme  $\|u^*\nabla u^*\|$  autour de la marche à  $Re_f = 100$  : a)  $\|u_x^*\nabla u_x^*\|$  ; b)  $\|u_y^*\nabla u_y^*\|$  ; c)  $\|u_z^*\nabla u_z^*\|$ . Sur les trois cartographies, les traits gris représentent des lignes du courant dans le plan  $y^* = 0.375$ .*

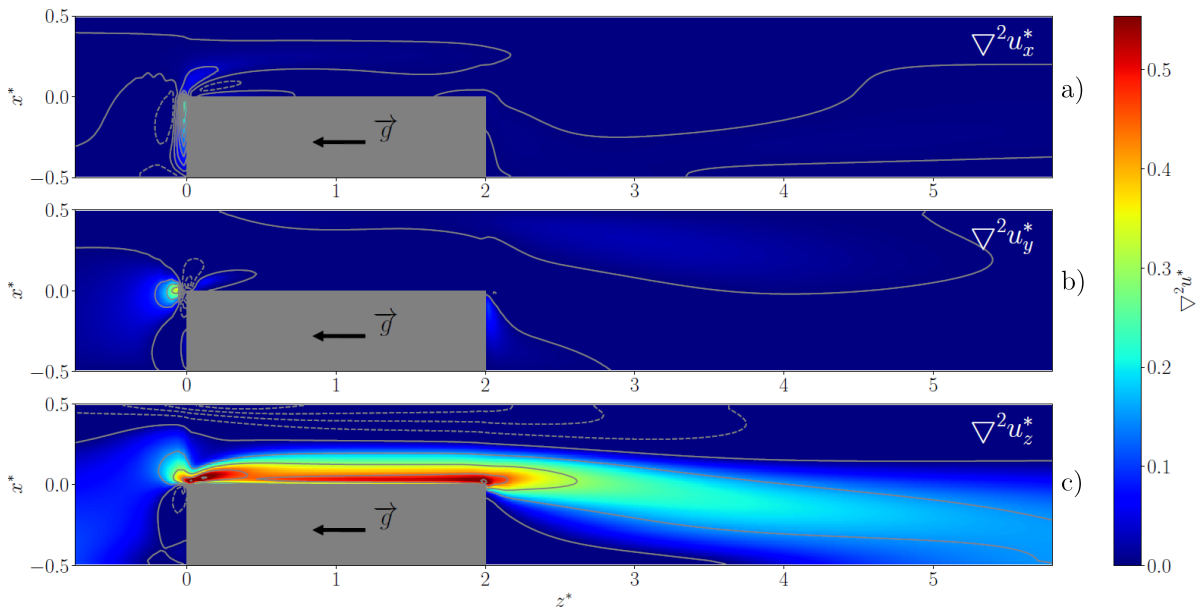


FIGURE IV.7 – *Cartographie de l'amplitude du terme  $\nabla^2 u^*$  autour de la marche à  $Re_f = 100$  : a)  $\nabla^2 u_x^*$  ; b)  $\nabla^2 u_y^*$  ; c)  $\nabla^2 u_z^*$ . Sur les trois cartographies, les traits gris représentent des lignes du courant dans le plan  $y^* = 0.375$ .*

(0.075, 0.375, 0.15). Les résultats de la figure IV.8 montrent la comparaison de la trajectoire calculée en considérant les termes en  $R$  et en  $P$  dans le modèle  $(x_{RP}^*, y_{RP}^*, z_{RP}^*)$ , avec celle calculée en les négligeant  $(x_0^*, y_0^*, z_0^*)$ , autrement dit en résolvant l'équation III.9 rappelée ci-dessous :



$$\frac{d\mathbf{v}^*}{dt^*} = \frac{1}{St} \left( W \frac{\mathbf{g}}{\|\mathbf{g}\|} + \mathbf{u}^* - \mathbf{v}^* \right)$$

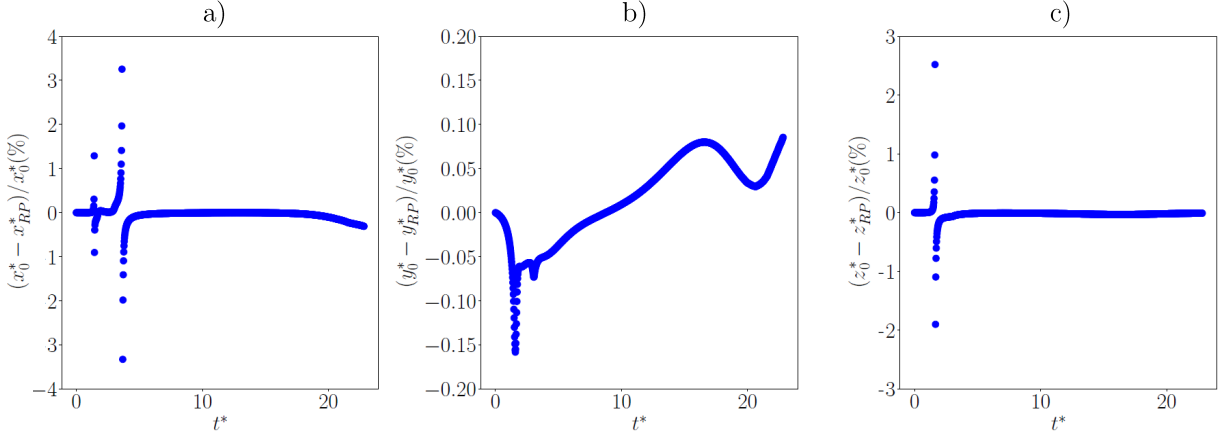


FIGURE IV.8 – *Écart relatif des positions*  $(x^*, y^*, z^*)$  *d'une particule avec ou sans les termes en*  $R$  *et*  $P$  *de l'équation BBO à*  $Re_f = 100$  *pour une particule injectée en*  $(0.075, 0.375, 0.15)$  *dans une zone à fort gradient de vitesse : a)  $(x_0^* - x_{RP}^*)/x_0^*$ ; b)  $(y_0^* - y_{RP}^*)/y_0^*$  et c)  $(z_0^* - z_{RP}^*)/z_0^*$ .*

L'écart relatif  $(x_0^* - x_{RP}^*)/x_0^*$  (comme pour  $y^*$  et  $z^*$ ) de la position de la particule calculée avec les termes de masse ajoutée et de correction de Faxén ou sans ces termes, présenté dans la figure IV.8 (à gauche et à droite) n'excède pas les 4% suivant les directions  $x$  et  $z$  et il est quasi-nul 0.15% suivant  $y$  (figure du milieu). Cet écart étant négligeable, les termes de masse ajoutée et de correction de Faxén ne sont pas déterminants dans le calcul de la trajectoire de la particule à  $Re_f = 100$  pour les valeurs de  $St = 3 \cdot 10^{-3}$  et  $W = 2 \cdot 10^{-2}$ . Il convient ainsi d'utiliser l'équation simplifiée III.9 dans le calcul de la trajectoire d'une particule isolée.

#### IV.1.3.2 Influence des termes en $R$ et de $P$ à $Re_f = 500$

Pour  $Re_f = 500$ , les figures IV.9 et IV.10 montrent que le gradient de vitesse est toujours important suivant la direction principale  $z^*$ .

En comparant ces deux cartographies avec celles présentées aux figures IV.6 et IV.7 pour  $Re_f = 100$ , on observe que le gradient de vitesse est important sur le bord d'attaque de la marche et s'étend jusqu'à la fin de la zone de recirculation aval pour  $Re_f = 500$ . Dans ce cas, nous avons choisi de revenir vers les trois particules aux comportements intéressants présentées dans la figure IV.3 puisque trois de ces particules passent par cette zone à fort gradient, à savoir :  $\blacktriangle$   $(-0.375, 0.375, -0.5)$ ,  $\blacksquare$   $(-0.375, 0.625, -0.5)$  et  $\blacktriangle$   $(0.375, 0.375, -0.5)$ . Les comparaisons des positions de la particule en considérant ou pas les termes de masse ajoutée en facteur de  $R$  dans l'équation BBO et ceux de la correction de Faxén en  $P$ , figure IV.11, montrent que ces termes peuvent être négligés puisque l'écart relatif est inférieur à 1% dans les

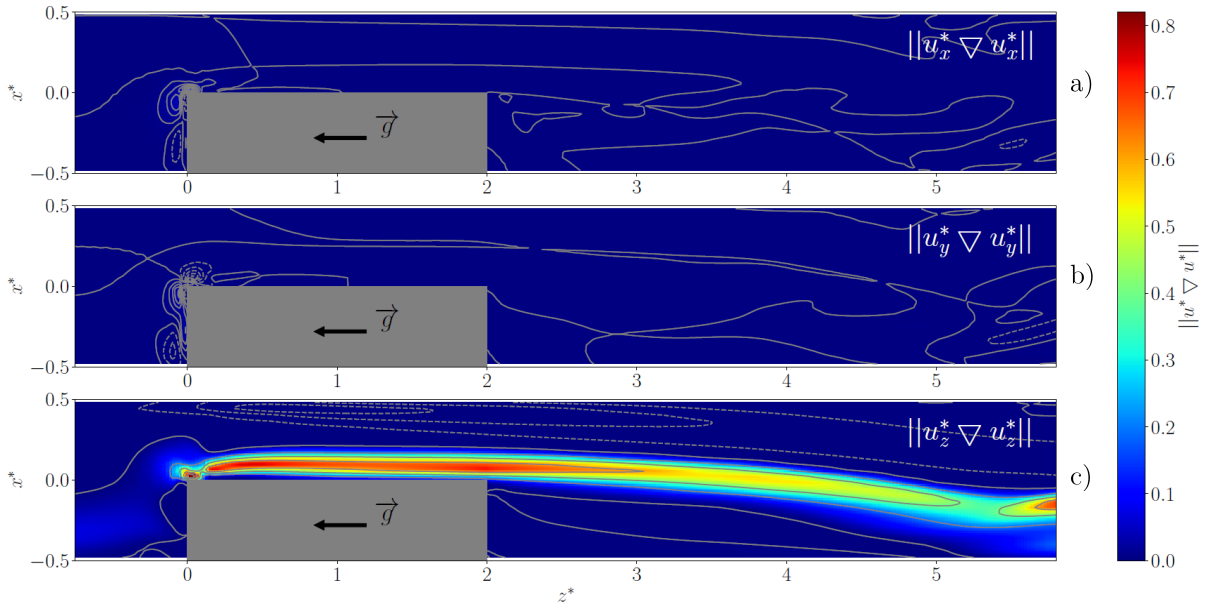


FIGURE IV.9 – *Cartographie de l'amplitude de  $\|\mathbf{u}^* \nabla \mathbf{u}^*\|$  autour de la marche à  $Re_f = 500$  : a)  $\|\mathbf{u}_x^* \nabla \mathbf{u}_x^*\|$ ; b)  $\|\mathbf{u}_y^* \nabla \mathbf{u}_y^*\|$ ; c)  $\|\mathbf{u}_z^* \nabla \mathbf{u}_z^*\|$ . Sur les trois cartographies, les traits gris représentent des lignes du courant.*

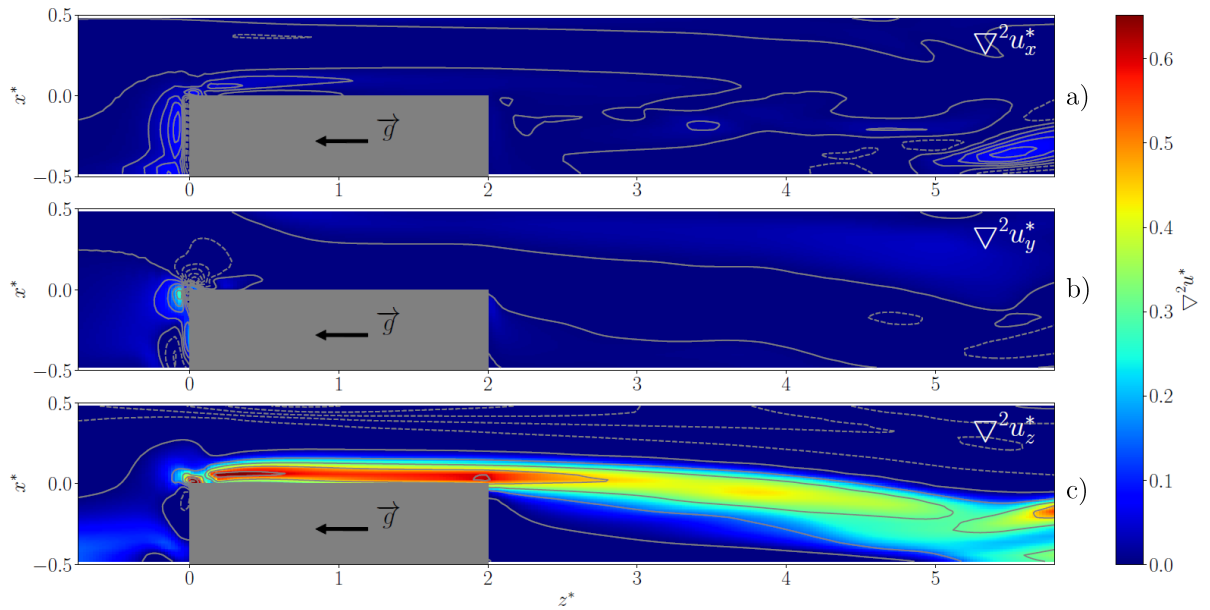


FIGURE IV.10 – *Cartographie de l'amplitude de  $\nabla^2 \mathbf{u}^*$  autour de la marche à  $Re_f = 500$  : a)  $\nabla^2 \mathbf{u}_x^*$ ; b)  $\nabla^2 \mathbf{u}_y^*$ ; c)  $\nabla^2 \mathbf{u}_z^*$ . Sur les trois cartographies, les traits gris représentent des lignes du courant.*

trois directions et pour les trois particules.

Cela justifie alors l'utilisation de l'équation III.9 dans le calcul de la trajectoire d'une particule isolée à  $Re_f = 500$ . Il n'est pas nécessaire de vérifier la contribution de chacun de ces paramètres séparément, c'est-à-dire résoudre l'équation III.8 avec  $R = 0$  et  $P = 10^{-2}$ , ensuite avec

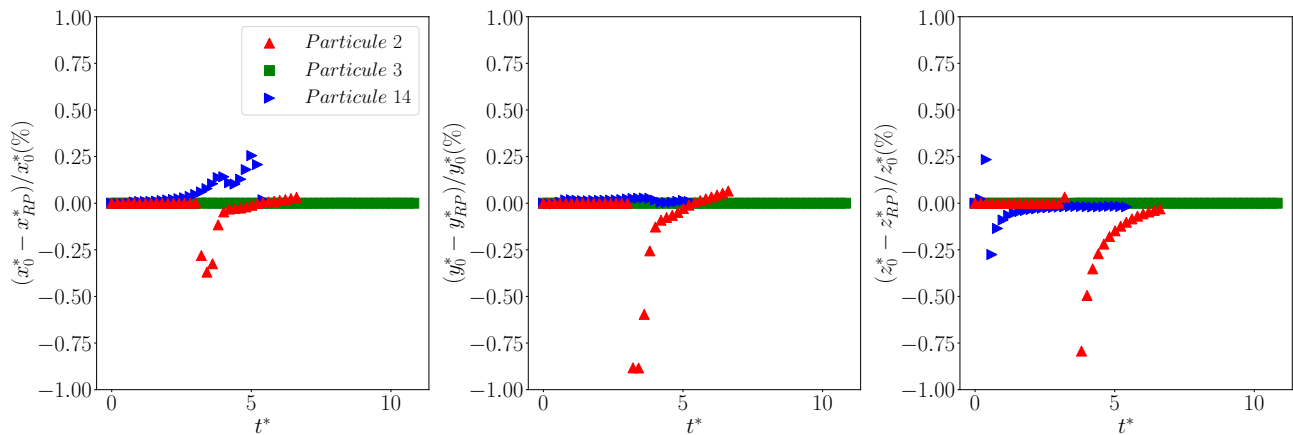


FIGURE IV.11 – *Écart relatif sur les positions des particules*  $\blacktriangle$ ,  $\blacksquare$ , et  $\blacktriangleleft$  *calculées avec*  $R \neq P \neq 0$  *ou*  $R = P = 0$  *à*  $Re_f = 100$  : a)  $(x_0^* - x_{RP}^*)/x_0^*$ ; b)  $(y_0^* - y_{RP}^*)/y_0^*$  et c)  $(z_0^* - z_{RP}^*)/z_0^*$ .

$R = 0.67$  et  $P = 0$ , car la somme des deux est quasi-nulle. En effet, les deux paramètres  $R$  et  $P$  sont précédés d'un signe (+) dans l'équation III.8 et nous avons montré qu'en les considérant dans cette équation, leur contribution dans la trajectoire calculée est quasi-nulle. Dans les deux cas  $Re_f = 100$  et  $Re_f = 500$ , cette étude montre que les termes dominants sont ceux de la force de traînée de Stokes, les terme en  $1/St$ .

Dans la partie qui suit, nous allons étudier les positions qui sont susceptibles de piéger des particules autour de la marche et ce pour un critère donné sur le rapport des vitesses, à savoir :  $\|u^*\| \leq W$ .

## IV.2 Zones de piégeage

Nous testons maintenant si le critère  $\|u^*\| \leq W$  peut être utilisé pour identifier les zones de piégeage de particules. Dans le cas de la marche, une fois ces zones identifiées, nous diviserons le domaine d'étude en deux parties : amont et aval. Ensuite, nous effectuerons une sélection de points dans ces zones où  $\|u^*\| \leq W$  pour étudier de plus près leurs comportements autour de l'obstacle qui se scinde en deux catégories : les particules qui s'arrêtent définitivement (soit sur l'obstacle ou sur les parois) et celles qui se piègent avant de poursuivre leurs trajectoires. Enfin, dans la dernière partie, nous sélectionnerons trois particules dans ces zones de piégeage, pour étudier la sensibilité de leurs trajectoires à la valeur du rapport des vitesses  $W$ .

## IV.2.1 Zone de piégeage des particules autour de l'obstacle

Nous commençons par émettre une hypothèse selon laquelle il serait possible de repérer numériquement les zones de l'écoulement autour de l'obstacle où  $\|u^*\| \leq W$ , autrement dit les endroits où la particule se déplace avec une vitesse supérieure ou égale à celle du fluide. Dans ce cas, la particule est, *à priori*, peu affectée par l'écoulement, elle peut donc rester piégée dans ces zones de recirculation autour de l'obstacle.

### IV.2.1.1 Zone de piégeage autour de la marche

Précédemment, toutes les particules présentées ont été injectées avec les valeurs de  $St$ ,  $W$ ,  $R$  et  $P$  mentionnées dans le tableau IV.2. L'étude réalisée sur l'influence des termes de l'équation III.8 vient de montrer que la force qui domine est celle de la traînée de Stokes, c'est-à-dire, les termes en  $1/St$ .

**$St = 3 \cdot 10^{-3}$  et  $W = 2 \cdot 10^{-2}$  :**

La figure IV.12 montre une distribution des zones autour de la marche où  $\|u^*\| \leq W$  à  $Re_f = 100$ . On compte un volume de piégeage de  $0.4 d_h^3$  à l'aval de la marche, soit un pourcentage de 10% dans le volume  $(x^* \times y^* \times z^*) = (1 \times 1 \times 4) d_h^3$  considérée. Ces volumes sont calculés sur MATLAB avec une fonction permettant d'avoir le volume occupé par un nuage de points, à travers leurs coordonnées  $(x^*, y^*, z^*)$ . En amont de la marche, ce volume est de  $0.0014 d_h^3$ , soit un pourcentage de 0.14% dans le volume  $(x^* \times y^* \times z^*) = (d_h \times d_h \times d_h)$ . En revanche, la zone de recirculation sur le bord d'attaque de l'obstacle ne piège pas de particule. La dernière observation sur la figure IV.12 concerne cette zone de piégeage en aval sur la face opposée à celle où se trouve la marche qui s'étend de  $z^* = 3$  à  $z^* = 5$ , une zone que nous n'avons pas pu mettre en évidence expérimentalement mais qui a été observée par ARMALY *et al.* (1983) dans leur étude d'un écoulement autour d'une marche.

Nous allons effectuer une sélection de quatorze particules (en aval de 1 à 10 et de 11 à 14 en amont) qui seront injectées sans vitesse initiale, dans les zones qui ont été identifiées en amont et en aval de la marche à  $Re_f = 100$ .

— *En amont*

Les quatre particules sélectionnées sont représentées par des croix dans la figure IV.13 et sont injectées, individuellement en amont de la marche aux coordonnées indiquées dans la légende de cette même figure.

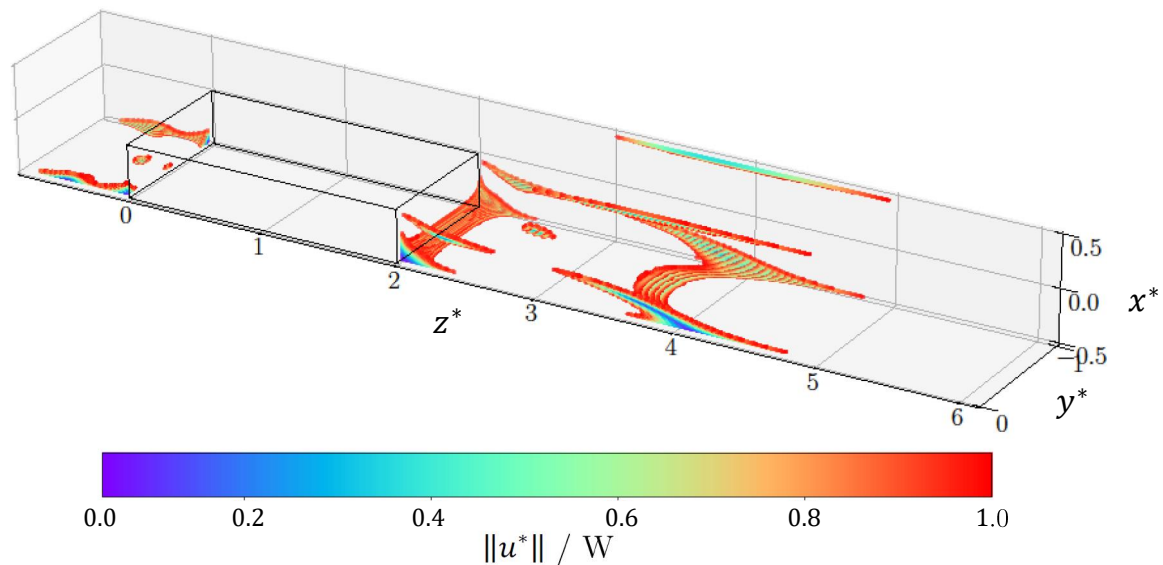


FIGURE IV.12 – *Localisation des zones où  $\|u^*\| \leq W$  autour de la marche à  $Re_f = 100$  : ces zones se situent en amont et en aval de la marche et sont distribuées de façon symétrique par rapport au plan  $y^* = 0.5$ .*

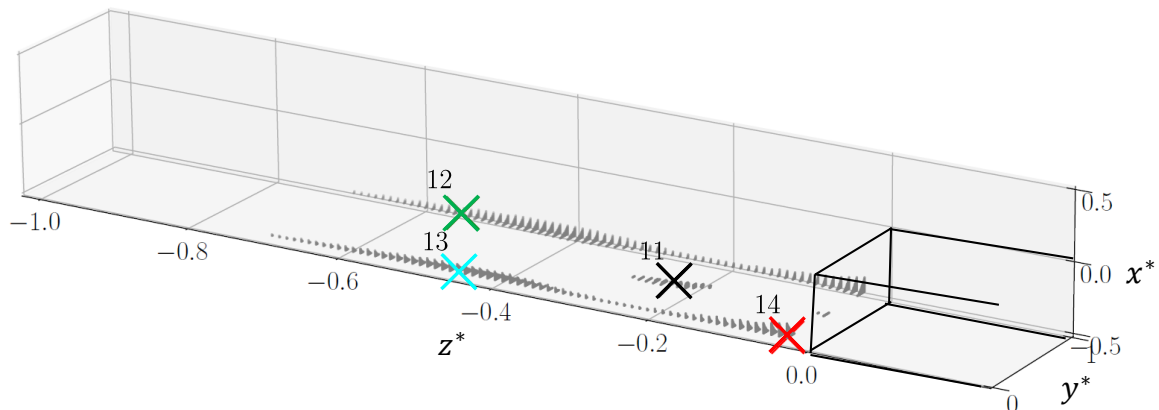


FIGURE IV.13 – *Localisation des particules à injecter en amont de la marche à  $Re_f = 100$  aux coordonnées initiales suivantes :  $(x_{p0}^*, y_{p0}^*, z_{p0}^*)$  : (×)  $(-0.47, 0.03, -0.03)$ , (×)  $(-0.44, 0.49, -0.22)$ , (×)  $(-0.47, 0.05, -0.45)$ , (×)  $(-0.46, 0.96, -0.55)$  ; avec  $W = 2 \cdot 10^{-2}$ ,  $St = 3 \cdot 10^{-3}$ ,  $R = 0.67$  et  $P = 0.01$ .*

L'évolution temporelle de ces trajectoires est représentée dans la figure IV.14, où nous distinguons deux cas : le premier concerne les particules qui se retrouvent arrêtées sur les parois du tube dans la zone amont (particule 12, 13 et 14) ; le deuxième est celui de la particule 11 qui contourne l'obstacle, et qui se piège temporairement dans la zone aval.

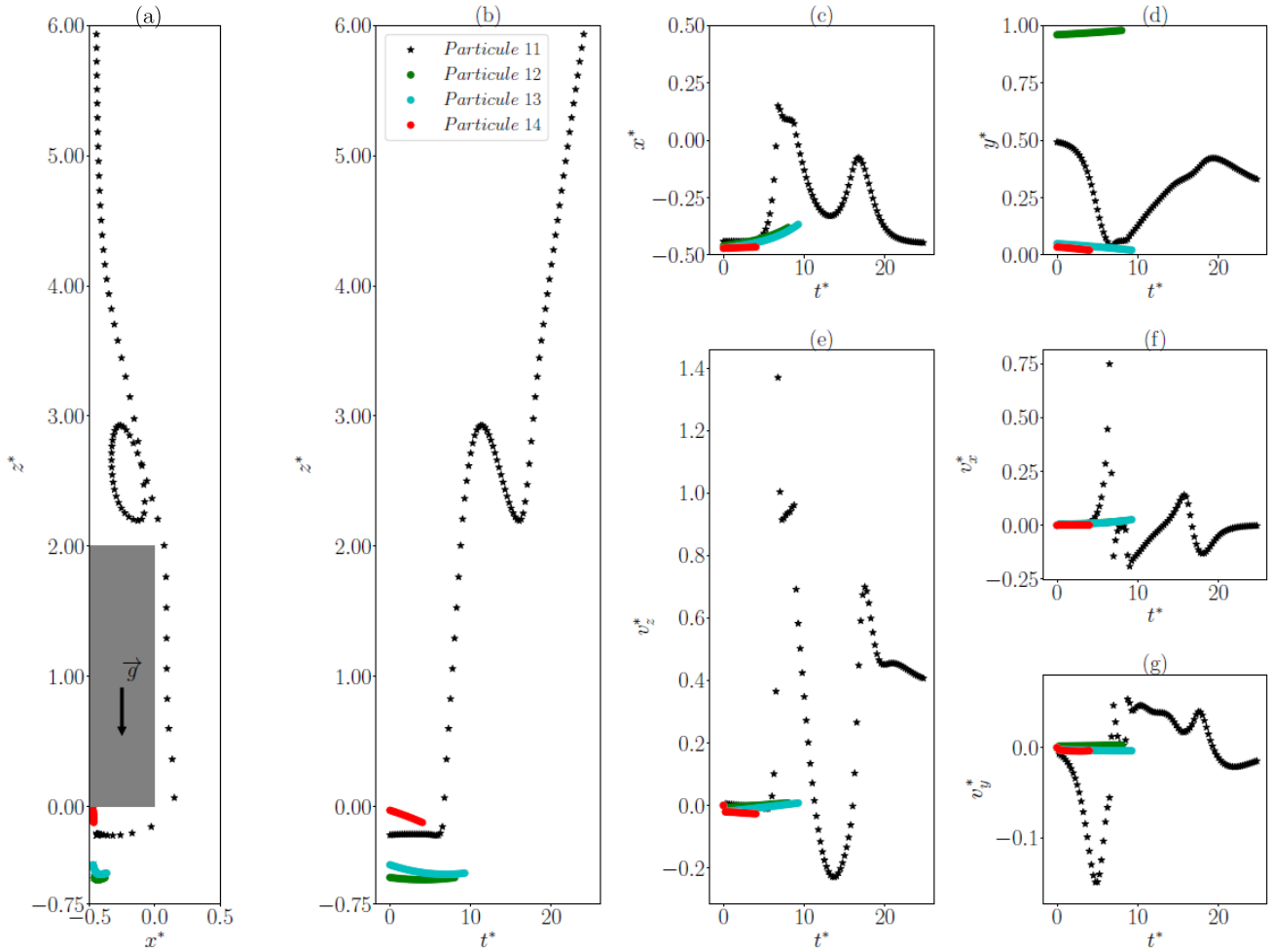


FIGURE IV.14 – *Trajectoires des particules injectées en amont de l'obstacle à  $Re_f = 100$  et qui se trouvent arrêtées ou temporairement piégées : les particules ont été injectées aux coordonnées  $(\times (-0.47, 0.03, -0.03))$ ,  $(\times (-0.44, 0.49, -0.22))$ ,  $(\times (-0.47, 0.05, -0.45))$ ,  $(\times (-0.46, 0.96, -0.55))$ ; (a) représentation des trajectoires calculées dans un plan  $(xz)$ ; évolution temporelle de la position de la particule suivant (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  et (g)  $v_y^*$ .*

— *En aval*

Nous injectons maintenant en aval de la marche, sans vitesse initiale, les dix autres particules sélectionnées dans ces zones où  $\|u^*\| \leq W$  représentées par des croix dans la figure IV.15 (en haut). Les trajectoires obtenues sont tracées dans la figure IV.15 (en bas). Ces trajectoires seront triées en deux catégories : celles qui se piègent définitivement et celles qui ne se piègent que temporairement, pour étudier leurs évolutions au cours du temps.

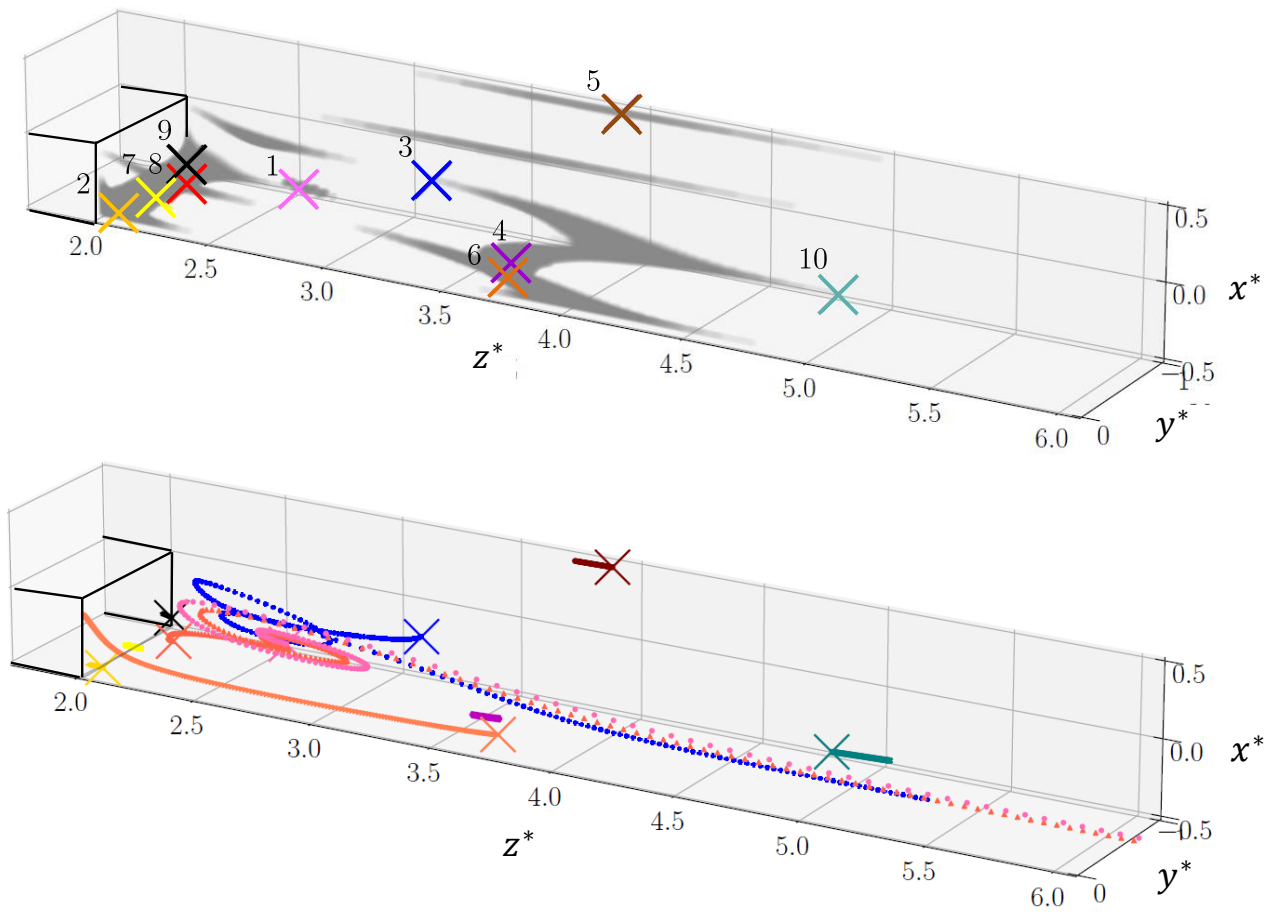


FIGURE IV.15 – Localisation et trajectoires des particules injectées en aval de la marche aux coordonnées initiales suivantes :  $(x_{p0}^*, y_{p0}^*, z_{p0}^*)$  : ( $\times$   $(-0.23, 0.96, 3.1)$ ), ( $\times$   $(-0.47, 0.5, 2.07)$ ), ( $\times$   $(-0.47, 0.1, 2.07)$ ), ( $\times$   $(-0.47, 0.96, 4.8)$ ), ( $\times$   $(-0.25, 0.5, 2.7)$ ), ( $\times$   $(-0.18, 0.07, 2.39)$ ), ( $\times$   $(-0.4, 0.9, 2.05)$ ), ( $\times$   $(-0.47, 0.96, 3.9)$ ), ( $\times$   $(-0.38, 0.07, 3.75)$ ), ( $\times$   $(-0.47, 0.5, 3.6)$ ).

— Particules entraînées par l'écoulement :

La première catégorie que nous considérons est celle des particules qui se piègent dans le sillage de la marche mais qui finissent par être entraînées par l'écoulement. La figure IV.16 montre l'évolution temporelle des positions et vitesses de ces particules, dont les coordonnées initiales sont rappelées dans la table IV.3.

Tableau IV.3 – Coordonnées et symboles des particules entraînées par l'écoulement

Désignation	Symbole	$x_{p0}^*$	$y_{p0}^*$	$z_{p0}^*$
AE1	●	-0.25	0.5	2.7
AE2	▲	-0.18	0.07	2.39
AE3	+	-0.23	0.96	3.1

La particule AE1 (●) injectée au centre du tube à  $y^* = 0.5$  fait un tour dans le sillage

avant de sortir de ce dernier. Les particules AE2 ( $\blacktriangle$ ) et AE3 ( $+$ ), qui ont été injectées plus près des parois, font deux tours dans le sillage avant d'être entraînées par le fluide en dehors de cette zone, dans le sens de l'écoulement.

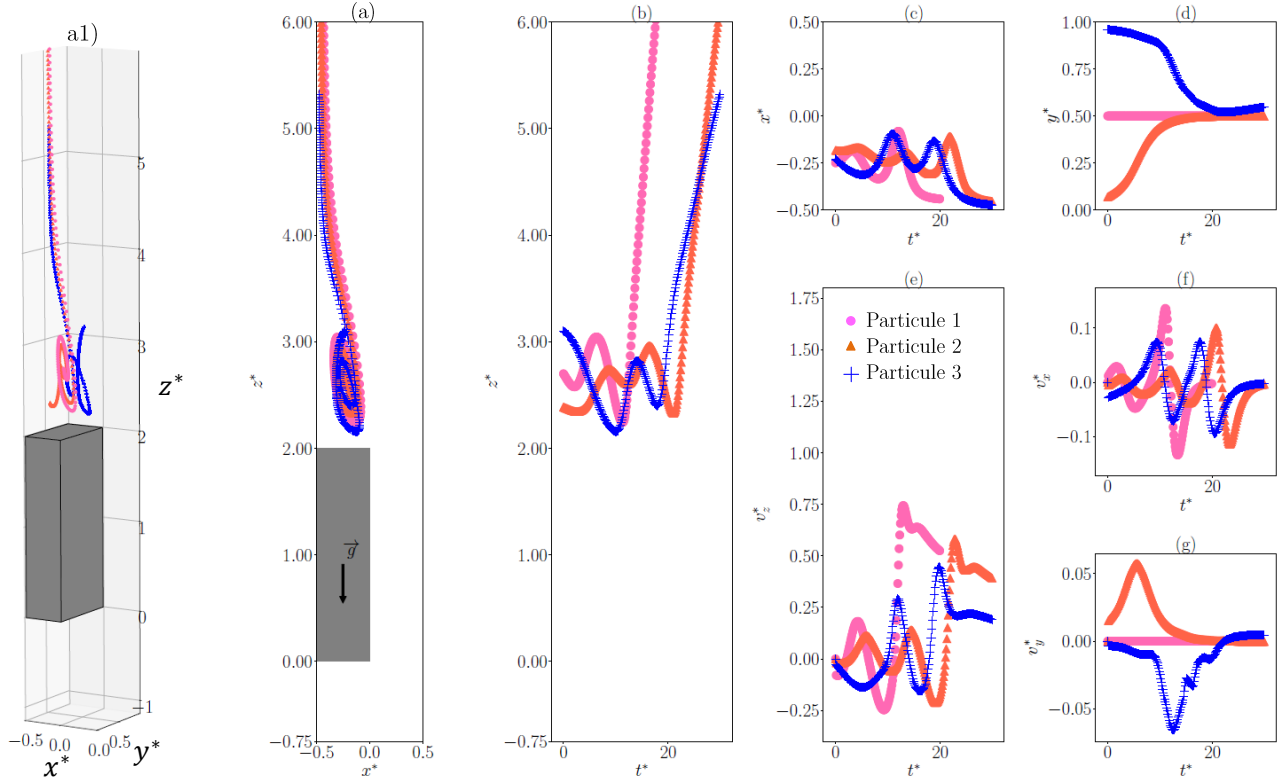


FIGURE IV.16 – *Trajectoires des particules AE1, AE2 et AE3 en aval à  $Re_f = 100$  entraînées par l'écoulement* : a1) représentation 3D des trajectoires de  $\bullet$ ,  $\blacktriangle$ ,  $+$  ; (a) trajectoires dans le plan  $(xz)$  ; évolution temporelle de la position de la particule suivant (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  et (g)  $v_y^*$ .

— *Particules arrêtées sur une paroi ou sur l'obstacle :*

La deuxième catégorie est celle des particules qui s'arrêtent définitivement, soit sur l'obstacle (particules 7, 9, 6) soit sur une des parois du tube (particules 4, 5, 10) (figure IV.17). Comme dans le cas en amont de la marche, les particules injectées près des parois finissent par s'arrêter sur ces parois avec les conditions aux limites fixées dans le modèle (chapitre 3). De même pour les particules qui sont injectées près de l'obstacle, à l'exception de la particule 6 qui se trouve arrêtée sur la marche de l'obstacle alors qu'elle a été injectée loin de cette dernière près de la paroi.

En résumé, pour un écoulement à  $Re_f = 100$  autour de la marche, les différentes zones où  $\|u^*\| \leq W$  qui sont susceptibles de piéger des particules ont été identifiées en amont et en aval de cet obstacle. Ce critère a mis en évidence l'existence d'une zone en aval, sur la paroi opposée de la marche où les particules sont susceptibles d'être piégées. Nous avons pu identifier deux catégories de particules : celles qui se piègent définitivement sur



l'obstacle ou sur les parois et qui sont généralement injectées près de ces derniers à une distance d'au moins  $4a_p$ ; et celles qui se piègent temporairement dans le sillage de la marche avant d'être entraînées par l'écoulement en dehors de cette zone.

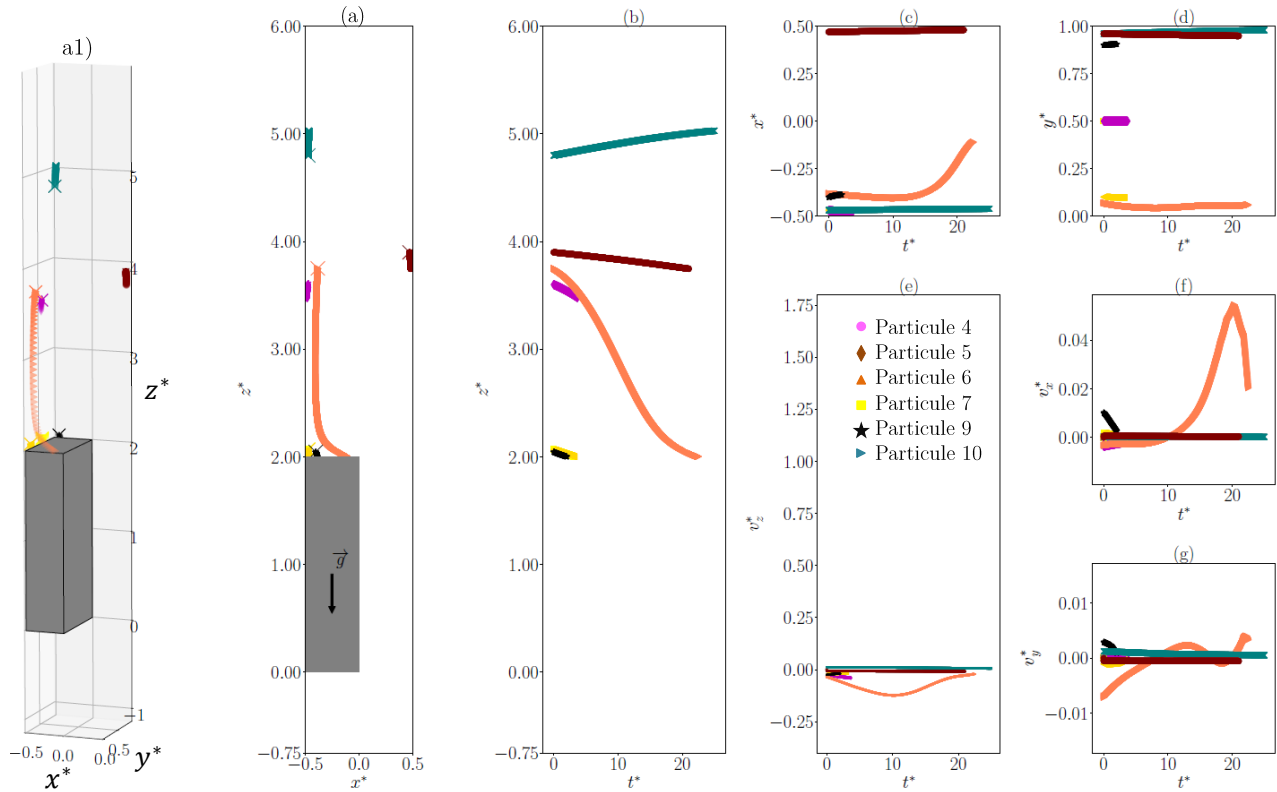


FIGURE IV.17 – *Trajectoires des particules injectées en aval à  $Re_f = 100$  et qui sont arrêtées par l'obstacle ou les parois : a1) représentation 3D des trajectoires des particules 4, 5, 6, 7, 9 et 10 dont les coordonnées sont dans le tableau IV.1 ; (a) représentation des trajectoires calculées dans un plan  $(xz)$ ; évolution temporelle de la position de la particule suivant (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$  et de sa vitesse (e)  $v_z^*$ , (f)  $v_x^*$  et (g)  $v_y^*$ .*

Dans les deux prochains paragraphes, nous discuterons les résultats qualitatifs des distributions des zones de potentiel piégeage en fonction de la vitesse de l'écoulement (autour de la marche à  $Re_f = 500$ ) et de la géométrie de l'obstacle (autour du cylindre carré à  $Re_f = 100$  et à  $Re_f = 500$ ).

$St = 1.8 \cdot 10^{-2}$  et  $W = 4 \cdot 10^{-3}$  :

Pour un nombre de Reynolds cinq fois plus important  $Re_f = 500$ , la figure IV.18 montre que la distribution des zones autour de la marche où  $\|u^*\| \leq W$  à  $Re_f = 500$  est de  $0.16 d_h^3$ , soit 4% du volume  $(x^* \times y^* \times z^*) = (d_h \times d_h \times 4d_h)$  considéré et donc 6% de moins que dans le premier cas à  $Re_f = 100$ , ce qui est contre-intuitif puisque les zones de recirculation à  $Re_f = 500$  sont de tailles plus importantes (voir chapitre II) et ont ainsi plus de possibilité de piéger des particules. On observe une zone de piégeage en amont de la marche ayant un volume d'environ  $10^{-4} d_h^3$ .

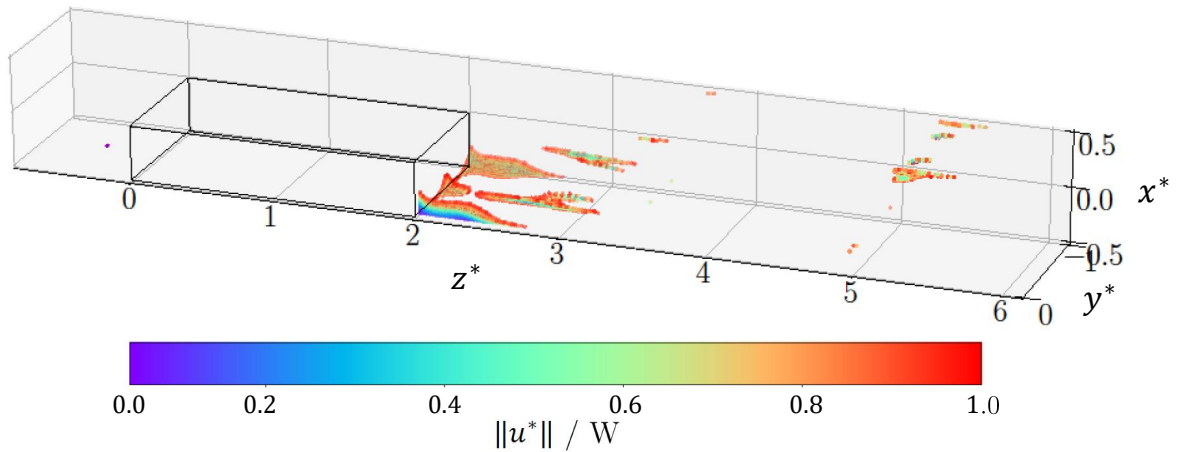


FIGURE IV.18 – Localisation des zones où, autour de la marche,  $\|u^*\| \leq W$  à  $Re_f = 500$  : les zones de piégeage sont essentiellement dans la zone aval.

#### IV.2.1.2 Influence de la géométrie de l'obstacle sur les volumes des zones susceptibles de piéger des particules : cas du cylindre de section carrée

Cette partie permet d'identifier les zones autour du cylindre carré à  $Re_f = 100$  et à  $Re_f = 500$  où le critère  $\|u^*\| \leq W$  est respecté. Les résultats sont présentés dans les figures IV.19 et IV.20. Dans la première, la zone en aval de l'obstacle est la plus susceptible de piéger des particules dans un volume de  $0.12 d_h^3$ , soit 3% du volume total de  $4 d_h^3$ . Puis, nous distinguons également deux zones de piégeage en amont du cylindre carré et qui sont négligeables en les comparant à celles observées en amont de la marche (figure IV.12). Le volume qu'elles renferment est de  $4 \cdot 10^{-6} d_h^3$ , soit un pourcentage de 0.0004%. Cela peut être expliqué par la vitesse de l'écoulement qui, du fait de la section de passage du fluide est plus importante dans le cas de la marche. La vitesse est ainsi plus importante au niveau des constriction de part et d'autre du cylindre carré. De plus la taille des zones de recirculation sont plus petites par rapport à celles de la marche, comme il a été observé expérimentalement dans le chapitre II.

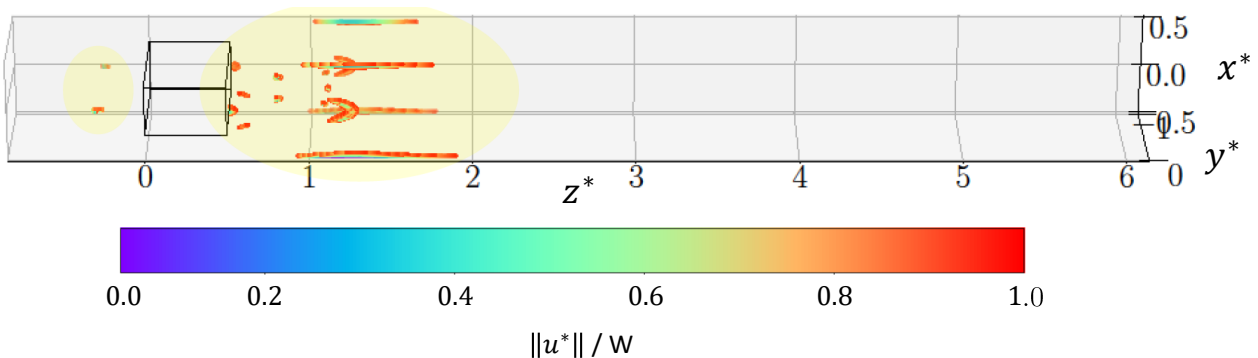


FIGURE IV.19 – Distribution des zones où  $\|u^*\| \leq W$  autour du cylindre carré à  $Re_f = 100$  : ces zones se trouvent essentiellement en aval de l'obstacle, et deux petites zones peuvent être repérées en amont.

Lorsque la vitesse du fluide augmente, pour  $Re_f = 500$ , la localisation des zones où  $\|u^*\| \leq W$  est présentée dans la figure IV.20. Celle-ci compte nettement moins de zones de piégeage qu'à  $Re_f = 100$  (figure IV.19), le volume de piégeage est de  $5 \cdot 10^{-3} d_h^3$ , soit un pourcentage de 0.13%. Il n'y a pas de possibilité de piégeage en amont ; et en aval les zones sont beaucoup plus petites et plus éloignées du cylindre carré, au-delà de  $z^* = 2$ , vers la fin du sillage, contrairement au cas à  $Re_f = 100$ .

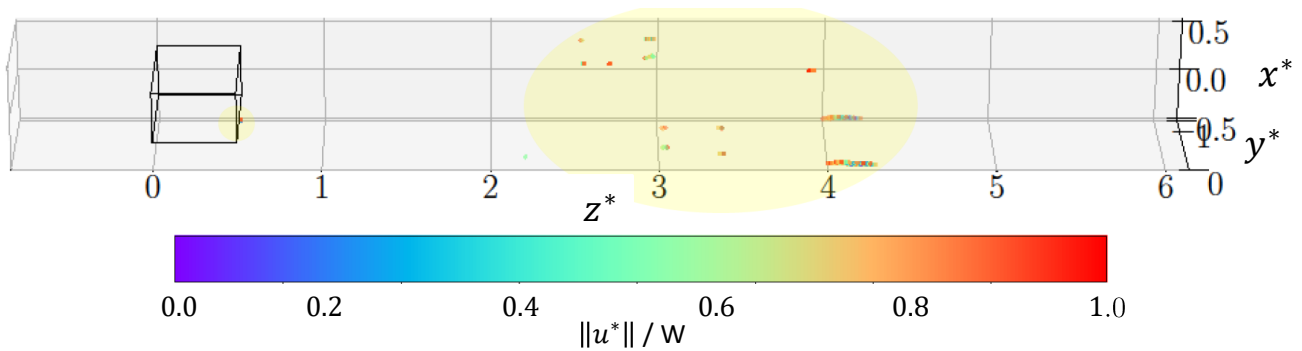


FIGURE IV.20 – Localisation des zones où  $\|u^*\| \leq W$  autour du cylindre carré à  $Re_f = 500$  : ces zones sont situées en aval de l'obstacle.

L'évolution du volume de piégeage autour des obstacles pour les deux valeurs de nombre de Reynolds  $Re_f = 100$  et  $Re_f = 500$ , est résumé dans le tableau IV.4.

Tableau IV.4 – Évolution du volume de piégeage (**Volume**) en pourcentage du volume total  $V_{tot}$  en amont et en aval des deux obstacles en fonction du nombre de Reynolds  $Re_f$

	Zone amont		Zone aval	
	Marche	Cylindre carré	Marche	Cylindre carré
$Re_f = 100$	0.14%	0.004%	10%	3%
$Re_f = 500$	0.01%	0.0%	4%	0.13%

Dans le dernier paragraphe de ce chapitre, nous abordons l'influence du rapport des vitesses  $W$  dans la détermination de la trajectoire d'une particule autour de la marche à  $Re_f = 100$  et à  $Re_f = 500$ , et ce, en reprenant des particules présentées précédemment et repérées dans les zones où  $\|u^*\| \leq W$ .

### IV.2.2 Influence de $W$ sur le comportement des particules dans les zones de piégeage autour de la marche

La finalité de cette étude est de quantifier l'influence du rapport des vitesses  $\mathbf{W}$  sur la trajectoire calculée par le modèle dans une zone de piégeage pour un  $Re_f = 100$  et pour  $Re_f = 500$ .

**$St = 3 \cdot 10^{-3}$  et  $2 \cdot 10^{-2} \leq \mathbf{W} \leq 2$  :**

Nous reprenons deux particules : la particule 6 injectée en  $(-0.38, 0.07, 3.75)$  dans le sillage de la marche et piégée par la suite sur l'obstacle et la particule 11, injectée en amont de la marche en  $(-0.44, 0.49, -0.22)$  et qui s'y piège temporairement. L'étude est réalisée autour de la marche à  $Re_f = 100$  pour quatre valeurs de  $\mathbf{W} = [0.002, 0.02, 0.2, 2]$ , en faisant l'hypothèse de négliger les termes en  $R$  et en  $P$  tout en gardant fixe le nombre de Stokes ( $O(10^{-3})$ ) (tableau IV.5) ce qui est tout à fait réalisable expérimentalement en changeant la concentration massique du saccharose et en ajustant  $u_0$  afin de maintenir  $Re_f = 100$ .

Tableau IV.5 – Valeurs de  $W$ ,  $\rho_f$  et  $\mu$  utilisées pour tester l'influence de  $W$  sur la trajectoire des particules en conservant  $St = 3 \cdot 10^{-3}$  et  $Re_f = 100$ .

$W$	$\rho_f$ ( $kg.m^{-3}$ )	$\mu$ ( $mPa.s$ )
0.002	1050.1	1.5
0.02	1049	1.5
0.2	1041	1.2
2	998	1

Les figures IV.21 et IV.22 présentent les résultats. Dans la figure IV.21, la particule 11, injectée en amont de la marche en  $(-0.44, 0.49, -0.22)$ , contourne l'obstacle quelque soit la valeur de  $W$  et se trouve piégée dans le sillage. Le piégeage est temporaire pour  $W = 0.002$  et  $W = 0.02$ , mais pour  $W = 0.2$  et  $W = 2$ , la particule finit par s'arrêter sur l'obstacle.

Lorsque la particule est injectée en aval de la marche, là où les lignes de courant se "replient" vers l'obstacle, figure IV.22, seule la valeur de  $W = 0.002$  permet à la particule de faire un tour dans le sillage avant de se déposer sur l'obstacle à  $t^* \approx 70$ . En effet, plus la valeur de  $W$  est importante, plus sa vitesse de Stokes est importante et contrebalance la vitesse du fluide : la particule se dépose rapidement sur l'obstacle. Pour  $W = 0.02$ , elle se piège à  $t^* \approx 20$  ; à  $t^* \approx 8$  pour  $W = 0.2$ , et à  $t^* \approx 1$  pour  $W = 2$ .

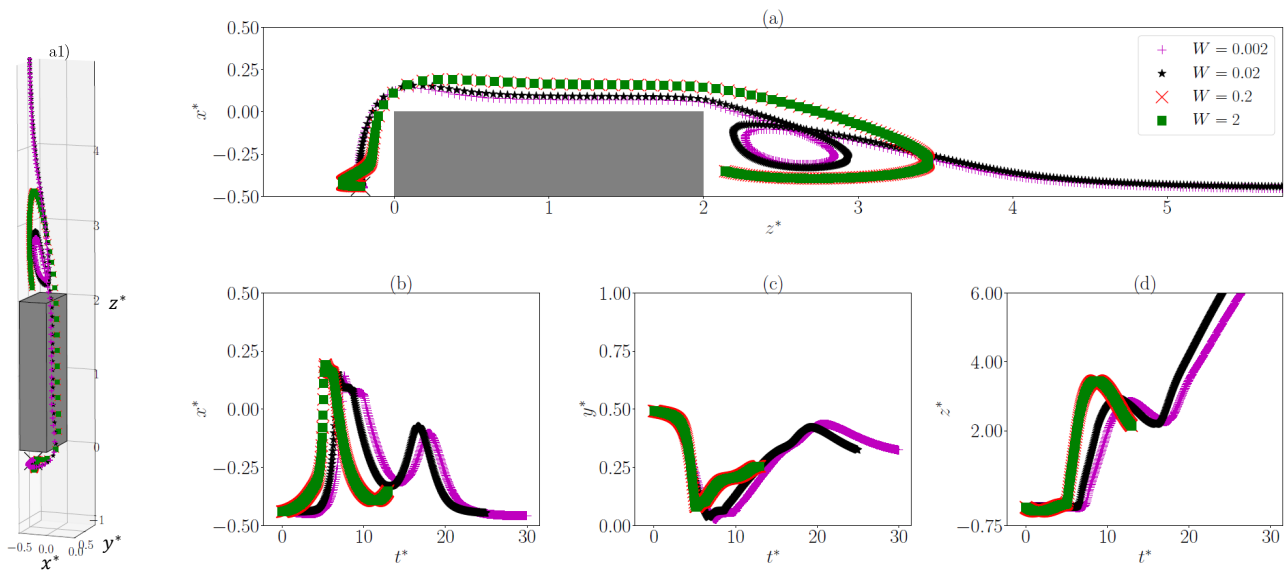


FIGURE IV.21 – *Influence de  $W$  sur la trajectoire d'une particule injectée en amont de la marche,  $St = 3 \cdot 10^{-3}$  : a1) représentation 3D des trajectoires obtenues pour les différentes valeurs de  $W$  indiquées dans la légende ; (a) trajectoires dans le plan  $(xz)$  ; évolution temporelle de la position de la particule suivant (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$ .*

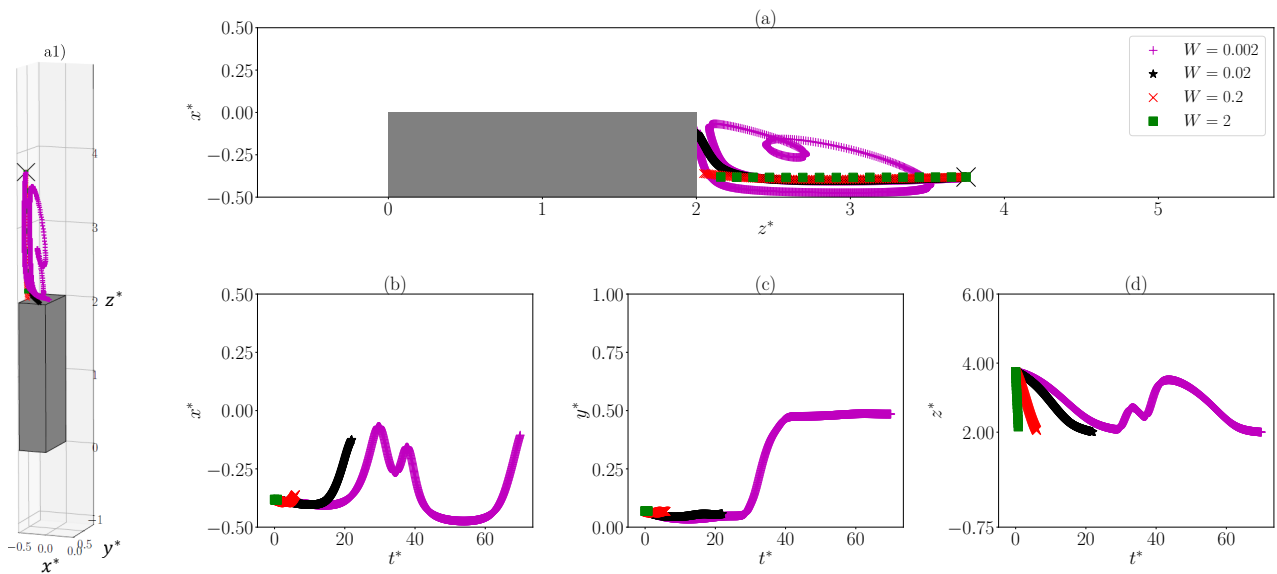


FIGURE IV.22 – *Influence de  $W$  sur la trajectoire d'une particule injectée en aval de la marche,  $St = 3 \cdot 10^{-3}$  : a1) représentation 3D des trajectoires obtenues pour les différentes valeurs de  $W$  indiquées dans la légende (a) ; (a) trajectoires dans le plan  $(xz)$  ; évolution temporelle de la position de la particule suivant (b)  $z^*$ , (c)  $x^*$ , (d)  $y^*$ .*

$St = 1.8 \cdot 10^{-2}$  et  $4 \cdot 10^{-3} \leq W \leq 4$  :

La particule choisie pour cette étude a été injectée en amont de la marche où  $\|\mathbf{u}^*\| \leq W$  avec quatre valeurs différentes de  $W = [0.004, 0.04, 0.4, 4]$ , en gardant fixe le nombre de Stokes ( $O(10^{-2})$ ) et en supposant négligeable les termes de masse ajoutée et de correction de

Faxén dans la résolution du modèle. Cela pourrait être fait expérimentalement en changeant la concentration du saccharose (voir tableau IV.6).

Tableau IV.6 – Valeurs de  $W$ ,  $\rho_f$  et  $\mu$  utilisées pour tester l'influence de  $W$  sur la trajectoire des particules en conservant  $St = 1.8 \cdot 10^{-2}$  et  $Re_f = 500$

$W$	$\rho_f$ ( $kg.m^{-3}$ )	$\mu$ ( $mPa.s$ )
0.004	1049	1.5
0.04	1040	1.4
0.4	1008	0.97
4	1050.001	1.5

La figure IV.23 montre que la trajectoire de la particule est sensible à la valeur de  $W$ . La particule est piégée définitivement en amont de la marche lorsque  $W = 0.4, 4$ . Pour des valeurs plus petites de  $W$ , la particule est temporairement piégée en faisant neuf tours pour  $W = 0.04$  et dix quand  $W = 0.004$ . Pour les très faibles valeurs de  $W$ , la vitesse de Stokes de la particule est très faible devant celle du fluide et donc elle est facilement emportée par ce dernier. Dans le cas contraire, une fois déposée sur une paroi du tube ou sur l'obstacle, celle-ci reste piégée de manière définitive. Cela est sûrement dû aux conditions aux limites que nous avons mis dans le modèle.

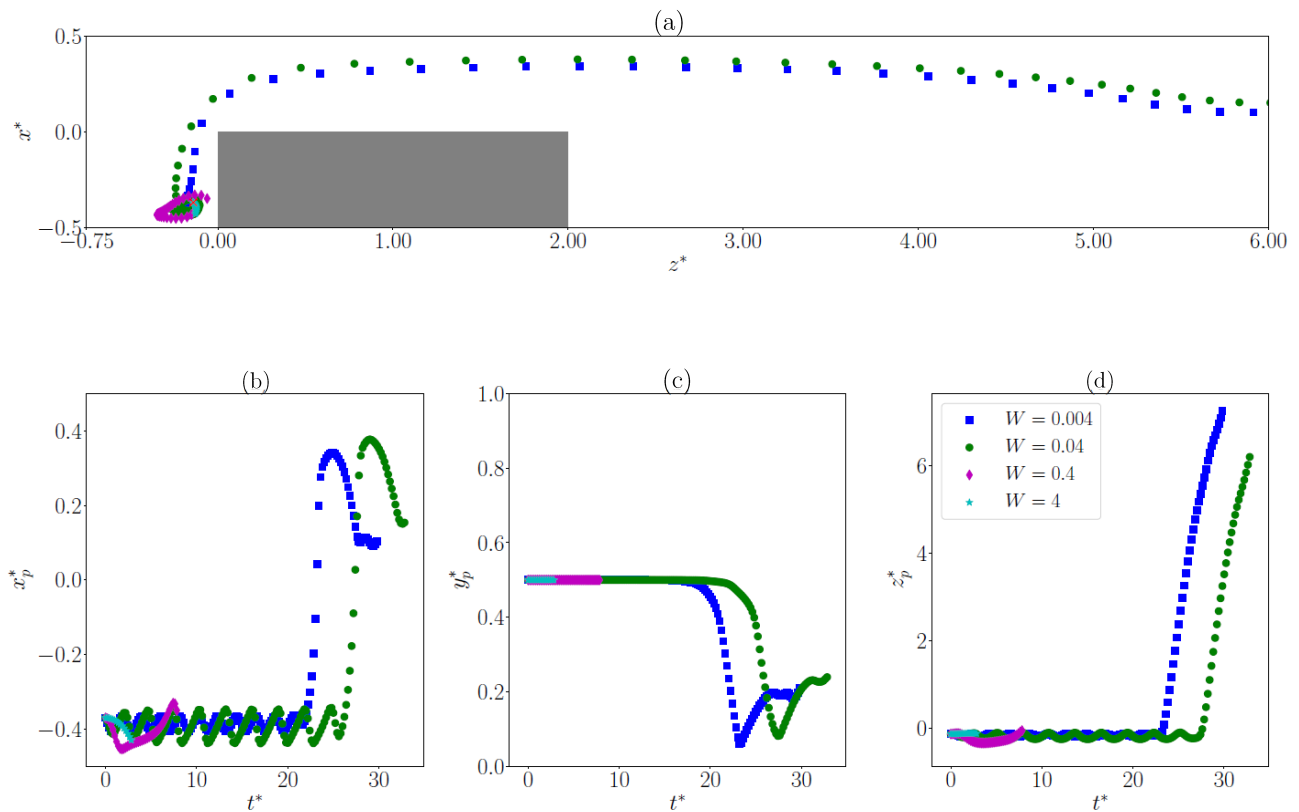


FIGURE IV.23 – Influence de  $W$  sur une particule injectée en amont de la marche aux coordonnées  $(-0.37, 0.49, -0.14)$ , sans vitesse initiale, avec  $St = 1.8 \cdot 10^{-2}$ ,  $\mathbf{P} = \mathbf{R} = \mathbf{0}$  à  $Re_f = 500$  : (a) trajectoires dans le plan  $(xz)$ ; évolution temporelle de (b)  $z_p^*$ , (c)  $x_p^*$ , (d)  $y_p^*$ .

### IV.3 Conclusion de l'étude numérique

L'étude du piégeage de particules autour de deux géométries d'obstacle (une marche et un cylindre carré) pour deux valeurs de vitesses de l'écoulement ( $Re_f = 100$  et  $Re_f = 500$ ) a été traitée dans ce chapitre. Nous avons commencé par mettre en évidence l'importance de la position de départ suivant  $x^*$  et  $y^*$  d'une particule injectée à partir du plan  $z^* = -0.5$  en amont de la marche. Les résultats montrent que pour  $Re_f = 100$ , les particules sont susceptibles de se piéger en aval de la marche si elles sont lâchées à  $x_{p_0}^* < 0$ , et à une distance de  $0.125 d_h$  de la paroi suivant  $y^*$  :  $y_{p_0}^* \leq 0.125$  ou  $y_{p_0}^* \geq 0.875$ . Cependant, lorsque la vitesse de l'écoulement est cinq fois plus importante,  $Re_f = 500$ , les particules sont arrêtées en amont de la marche lorsqu'elles sont injectées à  $x_{p_0}^* < 0$ , loin des parois suivant  $y^*$  :  $0.375 \leq y_{p_0}^* \leq 0.625$ .

Nous avons par la suite testé la sensibilité des trajectoires calculées à leur vitesse initiale suivant la direction principale  $v_{z_0}^*$ . Les résultats montrent que l'impact est plus important pour  $Re_f = 100$ , puisque la vitesse modifie complètement la trajectoire de

la particule testée. En revanche, dans le cas où  $Re_f = 500$ , l'écart relatif des positions de la particule calculées avec ou sans la vitesse initiale, n'excède pas 0.05%.

Nous nous sommes également intéressés à l'influence des termes de masse ajoutée, en  $R$ , et de correction de Faxén, en  $P$ , dans la détermination de la trajectoire de la particule. Cela a été réalisé à travers une évaluation des écarts relatifs des positions lorsqu'on considère ou non les termes en  $R$  et en  $P$  dans la résolution du modèle. Ces derniers sont estimés à moins de 4% à  $Re_f = 100$  et à moins de 1% pour  $Re_f = 500$ . Il convient alors de considérer l'équation III.9 dans le calcul de la trajectoire des particules. Les termes qui dominant sont ceux de la force de traînée, les termes en  $1/St$ .

Les zones de potentiel piégeage de particules ont été décrites en fixant un critère sur le rapport des vitesses  $W : \|\mathbf{u}^*\| \leq W$ . Celui-ci permet d'isoler les zones où la vitesse de la particule est supérieure ou égale à celle du fluide, elle peut ainsi se retrouver piégée dans ces zones de recirculation autour de l'obstacle. Nous avons constaté que la distribution de ces zones est essentiellement localisée en amont et en aval des obstacles, aucune zone de potentiel piégeage n'a été observée sur la bord d'attaque des deux obstacles. Les pourcentages des volumes de piégeage autour des deux obstacles, pour les deux valeurs de nombres de Reynolds étudiées, sont résumés dans le tableau IV.4.

Dans la dernière partie, nous avons mis en évidence la sensibilité de la trajectoire des particules se trouvant initialement dans une zone de potentiel piégeage à la valeur du rapport des vitesses  $W$ . Les résultats obtenus autour de la marche dans les deux cas  $Re_f = 100$  et  $Re_f = 500$  indiquent que lorsque  $W$  est important ( $W = 0.2, 2$  pour  $Re_f = 100$  et  $W = 0.4, 4$  pour  $Re_f = 500$ ), les particules s'arrêtent définitivement, tandis que lorsque les valeurs de  $W$  sont faibles ( $W = 0.002, 0.02$  pour  $Re_f = 100$  et  $W = 0.04, 0.004$  pour  $Re_f = 500$ ), celles-ci se trouvent piégées temporairement et finissent par suivre l'écoulement vers le haut du tube.

## IV.4 Suivi d'une suspension de particules autour d'un obstacle

Commençons par rappeler les trois gammes de concentration de suspensions de particules, avant d'enchaîner par l'analyse des résultats expérimentaux obtenus en injectant une suspension de particules de polystyrène, autour de la marche puis autour du cylindre de section carrée. Nous nous intéressons également au remplissage et au vidage des zones de recirculation, autour des deux obstacles avec les traceurs de la PIV. Le changement de la nature et de la taille de particules permet d'avoir un nombre de Stokes de  $St = 4 \cdot 10^{-6}$ , soit  $10^3$  fois moins important que



celui avec les particules de polystyrène. Toutes les expériences ont été réalisées avec la solution d'eau et de saccharose à  $Re_f = 100$ , dans les mêmes conditions que celles présentées dans le chapitre II.

#### IV.4.1 Transport d'un ensemble de particules

Les suspensions de particules peuvent être classifiées en trois catégories, selon leur fraction volumique en particules  $\phi_p$ <sup>1</sup> dans le fluide :

- **Les suspensions diluées**,  $\phi_p < 10^{-7}$ , où les interactions fluide-particule dominant tandis que les interactions entre les particules sont négligeables.

- **Les suspensions avec un nombre de particules modeste à élevé**,  $10^{-5} < \phi_p < 10^{-3}$ , où la connaissance des équations moyennes de mouvement et des interactions entre les particules est primordiale pour décrire l'écoulement.

- **Les suspensions denses**,  $\phi_p > 10^{-3}$ , où les distances entre particules sont faibles. Les interactions et la distribution de taille, de forme et de densité de ces particules influencent la façon dont elles se comportent et celle avec laquelle elles répondent aux contraintes imposées par le fluide dans lequel elles se trouvent.

Dans cette partie, un travail préliminaire expérimental est proposé. Nous avons injecté des suspensions, avec un nombre de particules modeste à élevé, autour d'un obstacle afin de mettre en évidence l'impact des effets collectifs et des interactions entre les particules sur leur piégeage.

#### IV.4.2 Injection expérimentale d'un ensemble de particules

Le résultat de l'injection d'une suspension de particules, en amont de la marche à  $Re_f = 100$ , est représenté dans la figure IV.24. Celle-ci est obtenue en superposant 50 images sous ImageJ<sup>®</sup>, prises sur 60 secondes, figure IV.24 a). Le zoom, réalisé sur la zone amont de la marche, permet d'observer l'accumulation des particules dans cette zone. La figure IV.24 b) est une photo prise après cinq injections, elle n'est donc pas le résultat d'une sommation d'images. Même si cela représente un seul cas pour un nombre de Reynolds de  $Re_f = 100$ , le résultat met en évidence l'importance des effets collectifs et des interactions entre les particules dans leurs piégeages dans cette zone amont car ce comportement n'a pas été observé sur les particules injectées individuellement autour de cet obstacle, dans les mêmes conditions (résultats présentés dans le chapitre III et précédemment dans le IV).

---

1. La fraction volumique  $\phi_p = NV_p/V$ , avec  $N$  le nombre de particules,  $V_p$  le volume d'une particule, et  $V$ , le volume total occupé par les particules et le fluide.

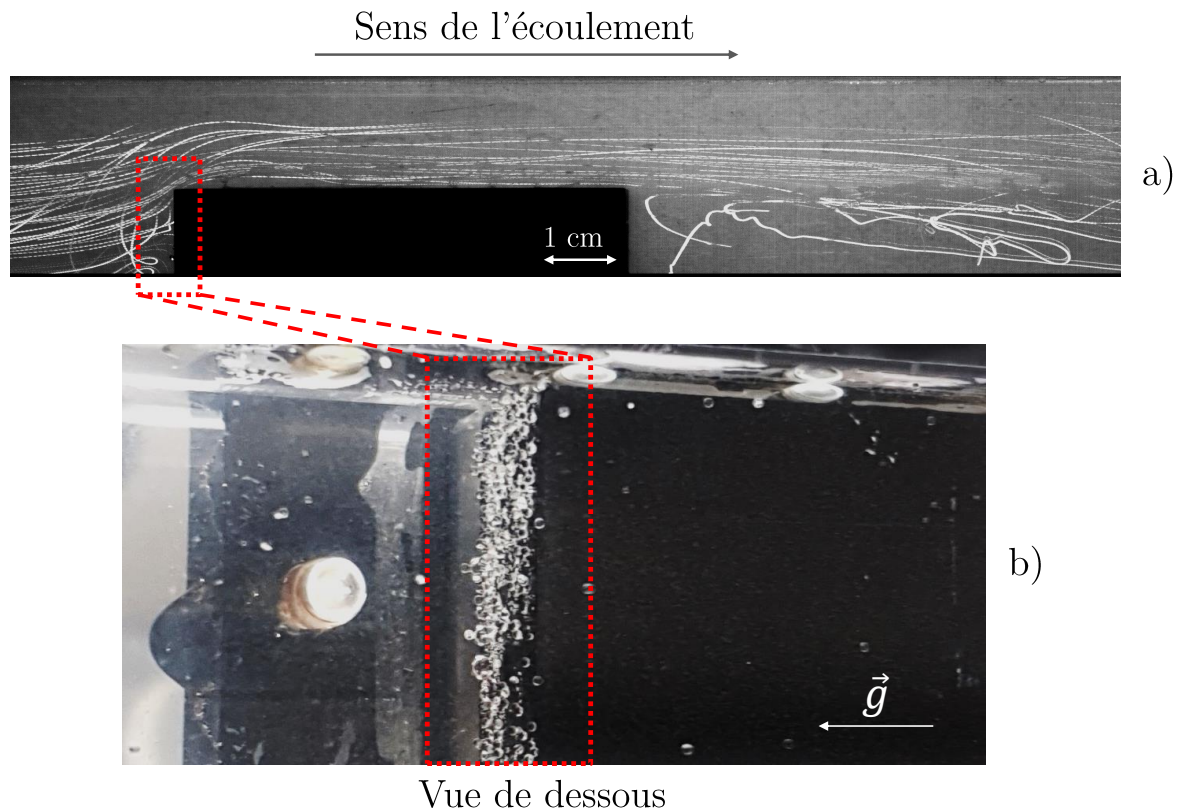


FIGURE IV.24 – *Injection d'une suspension de particules en amont de la marche à  $Re_f = 100$  : a) Somme de 50 images prises sur 60 s où les lignes blanches représentent les trajectoires des particules injectées en amont ; b) zoom de la partie délimitée en pointillés rouges, et vue de dessous de la zone de recirculation en amont de la marche, où des particules se superposent après 5 injections.*

La figure IV.25 montre le résultat de l'injection d'une suspension de particules en amont du cylindre carré. Elle a été obtenue suite à la superposition sous ImageJ<sup>®</sup> de 30 images capturées à 60 images/s. Nous observons le piégeage de ces particules dans une des deux zones de recirculation contrarotatives retrouvées dans la zone de recirculation aval. En effet, cette suspension a été injectée au niveau de l'obstacle à partir d'un trou qui se trouve du même côté du regroupement des particules en aval. Cependant, nous pouvons constater que ces particules finissent par se diriger vers le haut du tube, comme le montre les lignes blanches sur la figure IV.25.

Toutes ces observations montrent que lorsqu'une suspension de particules est injectée en amont de l'obstacle à  $Re_f = 100$ , celle-ci se retrouve piégée : soit dans la zone de recirculation en amont dans le cas de la marche, soit dans la zone aval, dans le cas du cylindre de section carrée, où les particules sont entraînées dans la zone de recirculation qui se trouve du côté duquel elles ont été injectées.

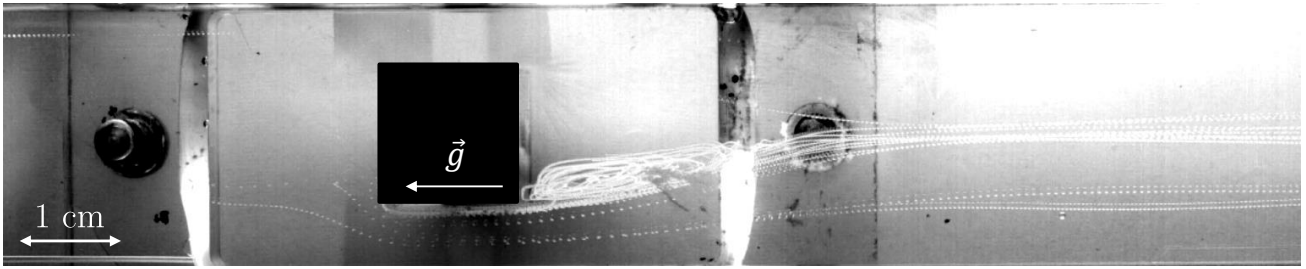


FIGURE IV.25 – *Injection d'une suspension de particules en amont du cylindre de section carrée à  $Re_f = 100$  : résultats de la sommation de 30 images. Les lignes blanches, qui s'accumulent dans la zone de recirculation aval à droite et qui s'étendent jusqu'en haut du tube, représentent les trajectoires de particules injectées en amont, à travers l'obstacle.*

Les effets collectifs ont un rôle décisif dans le remplissage de ces zones, car même si numériquement des particules individuelles ont été arrêtées ou piégées temporairement dans ces zones, expérimentalement, aucun piégeage n'a été observé lorsqu'une particule individuelle est injectée autour de ces deux obstacles (voir les résultats du chapitre 3). **Il est de ce fait, important de s'intéresser aux forces auxquelles ces particules sont soumises au sein de l'écoulement, à leur interaction avec ce dernier, et l'impact des interactions entre les particules sur leur piégeage dans les zones de recirculation autour d'un obstacle.**

Dans la prochaine partie, nous nous focalisons à la cinétique du remplissage et du vidage des zones de recirculation autour d'un obstacle, en considérant une suspension dense de traceurs.

#### IV.4.3 Remplissage/Vidage des zones de recirculation

Lors de l'ensemencement de l'écoulement pour la PIV, des observations ont été réalisées pour mesurer comment et en combien de temps le sillage de l'obstacle se remplit, puis se vide des traceurs. Nous rappelons que ces derniers sont des billes de verre creuses recouvertes d'argent de rayon  $a_p = 7.5 \mu m$  et de masse volumique  $\rho_p = 1400 kg.m^{-3}$ .

Sur la figure IV.26, nous observons les zones remplies de traceurs après 120 s de recirculation du fluide dans le tube. Ces derniers ont été injectés à  $Re_f = 100$ , leur nombre de Stokes vaut  $St = 4 \cdot 10^{-6}$ , le rapport des vitesses  $W = 7 \cdot 10^{-3}$ , le rapport des masses volumiques  $R = 0.545$  et le rapport des longueurs  $P = 3 \cdot 10^{-4}$ . Dans ce cas, le nombre de Stokes se trouve être  $10^3$  fois plus petit que celui des particules de polystyrène. Sur cette échelle de temps, les traceurs restent piégés dans la zone de recirculation amont et avant.

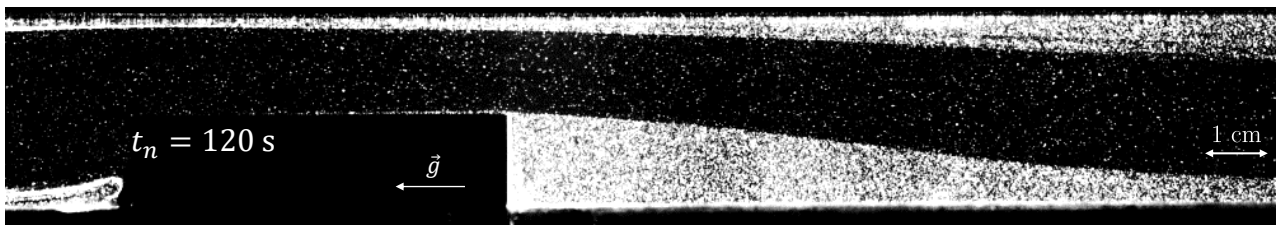


FIGURE IV.26 – *Remplissage des zones de recirculation autour de la marche avec les traceurs de la PIV à  $Re_f = 100$  : 120 s après l’injection des traceurs, ces derniers sont toujours piégés dans les zones de recirculation amont et aval de la marche.*

Lorsque le nombre de Reynolds est cinq fois plus important  $Re_f = 500$ , avec  $St = 2 \cdot 10^{-5}$ ,  $W = 1.6 \cdot 10^{-3}$ ,  $R = 0.545$ , et  $P = 3 \cdot 10^{-4}$ , la distribution des traceurs après 60 s d’injection est présentée à la figure IV.27. Les traceurs sortent des zones de recirculation et leur répartition dans l’image met en évidence des structures de l’écoulement plus complexes, notamment sur le bord d’attaque de la marche.

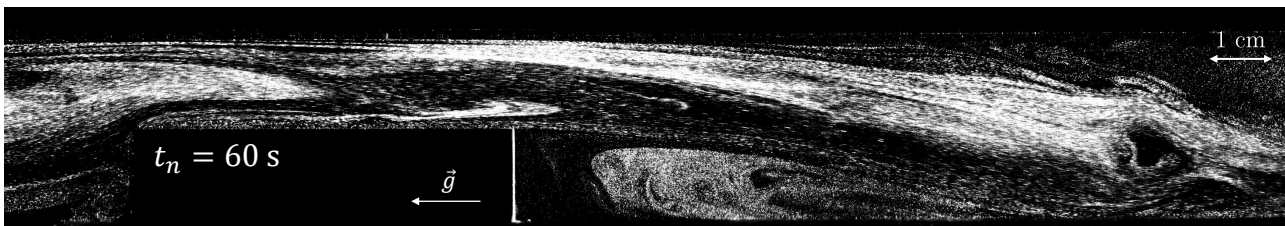


FIGURE IV.27 – *Remplissage des zones de recirculation autour de la marche avec les traceurs de la PIV à  $Re_f = 500$  : 60s après l’injection des traceurs, ces derniers se trouvent piégés dans les zones de recirculation amont et aval de la marche mais également sur le bord d’attaque.*

Dans le cas du cylindre de section carrée, la figure IV.28 montre la cinétique de remplissage de la zone de recirculation en aval de cet obstacle à  $Re_f = 100$ . Nous observons le piégeage de ces traceurs dans le sillage après un temps d’environ 90 s.

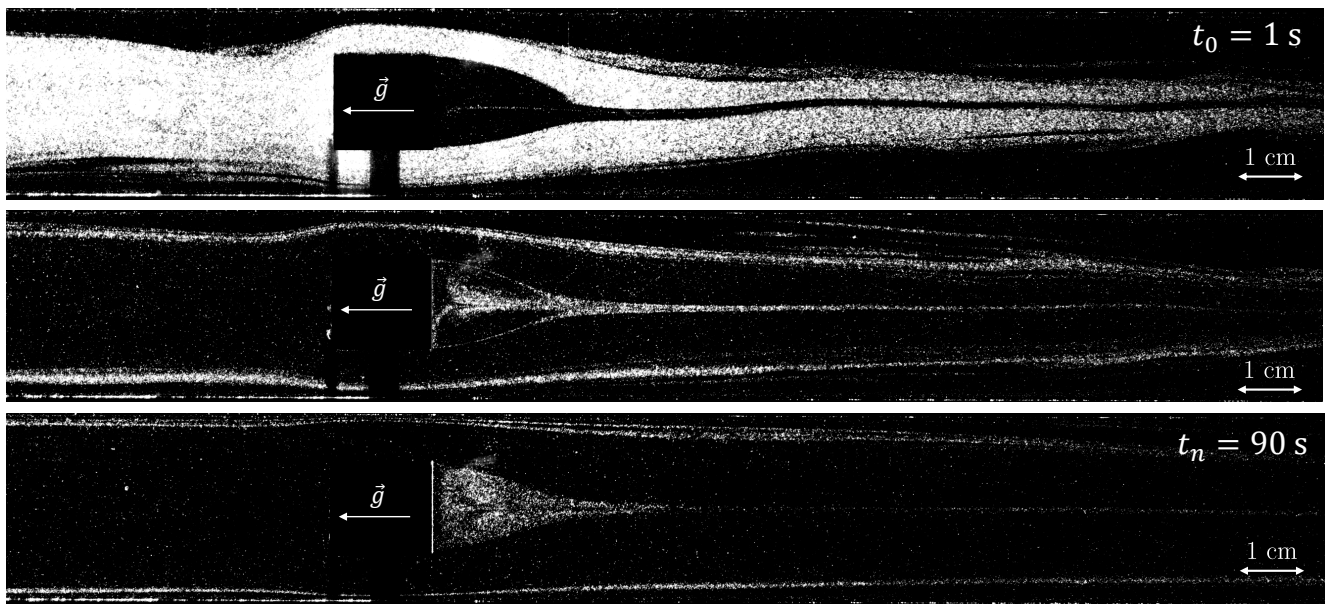


FIGURE IV.28 – *Remplissage du sillage du cylindre de section carrée avec les traceurs de la PIV à  $Re_f = 100$  : a) injection d'un paquet de traceurs à partir de l'entrée en bas du tube, la zone de recirculation en aval est quasi-dépourvue de traceurs ; b) environ 60 s après l'injection les traceurs rentrent dans la zone de recirculation aval ; c) 90 s après l'injection, la zone de recirculation aval est remplie de traceurs.*

Ces résultats préliminaires montrent dans un premier temps à quel point il est délicat d'ensemencer correctement un écoulement dans le but par exemple de faire de la PIV autour d'un obstacle. D'autre part dans le contexte de cette étude, ils présentent un certain intérêt et susciteront de prochaines études sur la cinétique de remplissage et de vidange des zones de recirculation.



## Conclusion générale : bilan et perspectives

Le colmatage est un phénomène complexe qui fait intervenir une multitude de mécanismes (thermique, physique, chimique, ...). Au laboratoire LTHC, des essais expérimentaux sur la boucle COLENTEC, reproduisant les conditions thermohydraulique et chimique de la partie supérieure d'un GV, ont montré une disposition particulière des dépôts sur une plaque étroite au niveau de singularités géométriques. Deux catégories de dépôts sont observées. La première issue de la précipitation du fer soluble, contient des particules bien cristallisées, maclées suivant des directions bien définies. La deuxième désigne un ensemble de particules véhiculées par le flux dont la répartition semble moins ordonnée que la première catégorie. L'objectif posé en début de thèse est de savoir dans quelle mesure l'hydrodynamique de l'écoulement explique le dépôt de particules sur un obstacle tel que la plaque étroite. Peu de travaux ont été réalisés sur le suivi expérimental de particules autour d'obstacle. On peut citer ceux de HADDADI, SHOJAEI-ZADEH, CONNINGTON *et al.* (2014) et HADDADI, SHOJAEI-ZADEH et MORRIS (2016), en microfluidique et à bas nombre de Reynolds  $Re_f < 18$ . Pour aborder cette problématique, nous avons d'abord posé des hypothèses simplificatrices pour établir un cas modèle et mener des études paramétriques sur des particules isolées en régime laminaire en considérant deux géométries d'obstacle. Les perspectives envisagées étaient de complexifier au fur et à mesure cette étude en passant d'un régime d'écoulement laminaire à un régime turbulent, en augmentant le nombre de particules transportées par l'écoulement, en changeant leur vitesse de sédimentation au sein du fluide et en injectant des bulles d'air au sein de l'écoulement. Notons que cette étude reste dans un cadre académique où ne sont pas considérées les conditions chimiques et thermohydrauliques présentes dans un générateur de vapeur et qui elles aussi ont une importance déterminante dans la création des dépôts.

Dans ce travail de thèse, nous avons étudié expérimentalement et numériquement les trajectoires de particules isolées autour d'obstacle avec un taux d'encombrement de 50 %. L'étude a été menée pour des valeurs de Reynolds de  $Re_f = 100$  et  $Re_f = 500$  autour de deux types d'obstacles : une marche et un cylindre de section carrée. Toutes les expériences de suivi de particules ont été réalisées avec le même type de particules de polystyrène et la même concen-

tration de saccharose dans la solution ( $\rho_f \approx \rho_p$ ). Dans toutes les expériences d'injections de particules isolées autour des deux obstacles, on n'observe aucun piégeage permanent de particules de polystyrène. Numériquement, les conditions aux limites considérées dans le modèle restent perfectibles. Expérimentalement pour compléter cette étude, il faudrait faire varier la masse volumique de la solution ou celle des particules pour évaluer le comportement de ces dernières. Cela a pour conséquence de modifier les ordres de grandeur des différentes forces auxquelles la particule est soumise dans l'écoulement.

Nous nous sommes intéressés à l'identification des zones de recirculation, qui sont susceptibles de piéger des particules, autour des deux obstacles et à leurs évolutions en fonction de la vitesse de l'écoulement. Les résultats montrent qu'il y a une forte corrélation entre  $Re_f$ , la taille et le nombre de ses zones de recirculation. La confrontation des résultats obtenus avec ceux issus de la littérature concernant l'évolution de la taille des sillages des deux obstacles en fonction de  $Re_f$ , montre un bon accord, ce qui a permis de valider le montage.

Pour calculer numériquement la trajectoire des particules, nous avons utilisé d'équation de Boussinesq-Basset-Oseen, valable pour des petits nombres de Reynolds ( $Re_p \ll 1$ ), pour une particule sphérique de taille finie. Ce modèle a été écrit en langage Python. La comparaison des résultats du calcul du modèle sur l'écoulement bidimensionnel obtenu expérimentalement avec la PIV, avec les trajectoires expérimentales a mis en avant l'importance du critère 3D de l'écoulement, essentiellement dans les zones d'intérêts, les zones de recirculation. Nous avons ainsi cherché à avoir cette cartographie 3D de l'écoulement avec un code de Calcul CFD, code\_Saturne pour mieux suivre l'expérience. Toujours dans cette optique de validation du modèle considéré, une comparaison des trajectoires calculées avec le modèle résolu en 3D sur l'écoulement simulé avec Code\_Saturne a été réalisée. Cette dernière nous a permis de valider le choix des forces considérées dans le modèle (chapitre 3). Cependant, des interventions sur la direction  $y^*$  sont parfois nécessaires pour bien suivre la trajectoire expérimentale. Plusieurs pistes restent à exploiter pour expliquer ce changement de plan (xz), à savoir : la prise en compte d'autres forces dans le modèle telle que la force d'histoire, une interpolation 3D non-linéaire des données de simulation, une discrétisation de l'écoulement plus fine autour de l'obstacle et des parois que celle que nous avons considérée, ou encore une étude paramétrique des conditions aux parois.

Une fois le modèle validé, l'idée était d'injecter numériquement des particules individuelles dans ces endroits qui sont inaccessibles expérimentalement (notamment les zones de recirculation), et de repérer les zones piégeant préférentiellement les particules autour des deux obstacles pour  $Re_f = 100$  et  $Re_f = 500$  (ces résultats sont présentés au chapitre 4). Une étude de sensibilité a été réalisée cette fois sur l'importance de la position initiale de la particule autour de la marche dans la détermination de sa trajectoire. Deux types de piégeages ont été observés sur



des particules injectées en amont de la marche aux différentes coordonnées  $(x^*, y^*, -0.5)$  : des particules qui se trouvent arrêtées à  $Re_f = 100$  dans le sillage ; et des particules qui se piègent temporairement à  $Re_f = 500$  dans la zone amont. Dans les deux cas, la particule est susceptible d'être piégée si elle est injectée près des parois du tube. Concernant l'étude de sensibilité de la trajectoire calculée, autour de la marche, au terme de masse ajoutée  $R$  et à la correction de Faxen  $P$  et au rapport des vitesses  $W$ , nous avons observé que les deux paramètres  $R$  et  $P$  ne jouent pas un rôle important dans la détermination de la trajectoire de la particule. En effet, leurs ordres de grandeur sont négligeables devant les autres termes du modèle, à savoir celui de la force de traînée. En ce qui concerne la sensibilité de la trajectoire à la valeur du rapport  $W$ , les résultats montrent que la particule est plus susceptible d'être soit arrêtée pour  $Re_f = 100$ , soit temporairement piégée pour  $Re_f = 500$  lorsque le rapport  $W$  est important. Une des principales interrogations de cette étude reste l'évaluation et l'impact des interactions entre les particules dans leur piégeage autour d'un obstacle. Des expériences préliminaires ont été menées et sont présentées à la fin du chapitre 4 où des particules de tailles différentes sont injectées autour de l'obstacle. Les observations montrent l'importance de s'intéresser de plus près aux cinétiques de remplissage et de vidage de ces zones, où il reste délicat de suivre individuellement les particules en considérant à la fois les interactions fluide-particule et les interactions particule-particule.

Notre objectif de départ était d'évaluer la contribution de l'hydrodynamique de l'écoulement dans le phénomène de colmatage au sein d'un générateur de vapeur. L'emplacement des zones de recirculation observées autour de l'obstacle, qui piègent des particules essentiellement lorsque leur concentration est importante, rappelle celui du dépôt au niveau des plaques entretoises, comme le montre la figure IV.29 a). Les lignes de courant observées en amont de la marche nous renseignent sur la direction de l'écoulement à ce niveau et donc sur l'orientation de la cristallisation observée sous COLENTEC (figure IV.29 b)). C'est pour cela qu'il est important de réaliser cette étude dans une configuration plus représentative du cas réel.

Cette dernière remarque justifie une des principales perspectives de notre étude qui concerne le suivi de particule dans un régime d'écoulement turbulent. Le but est de se rapprocher de la configuration réelle du générateur de vapeur en terme de régime d'écoulement. C'est pour cela qu'une étude expérimentale préliminaire a été lancée sur un dispositif expérimental (figure IV.30) qui a été conçu et réalisé durant la dernière année de thèse au CEA Cadarache. Les campagnes de mesures sont restées à un stade préliminaire par manque de temps. Le principe de ce dispositif expérimental est le même que pour le premier présenté dans le chapitre 2, à la différence de l'échelle qui est deux fois plus grande pour des besoins de stabilité et de résistance du montage aux vibrations engendrées par l'écoulement en régime turbulent. L'objectif est d'atteindre une turbulence établie à un nombre de Reynolds équivalant à celui du circuit secondaire d'un générateur de vapeur ( $Re_f = 10^5$ ).

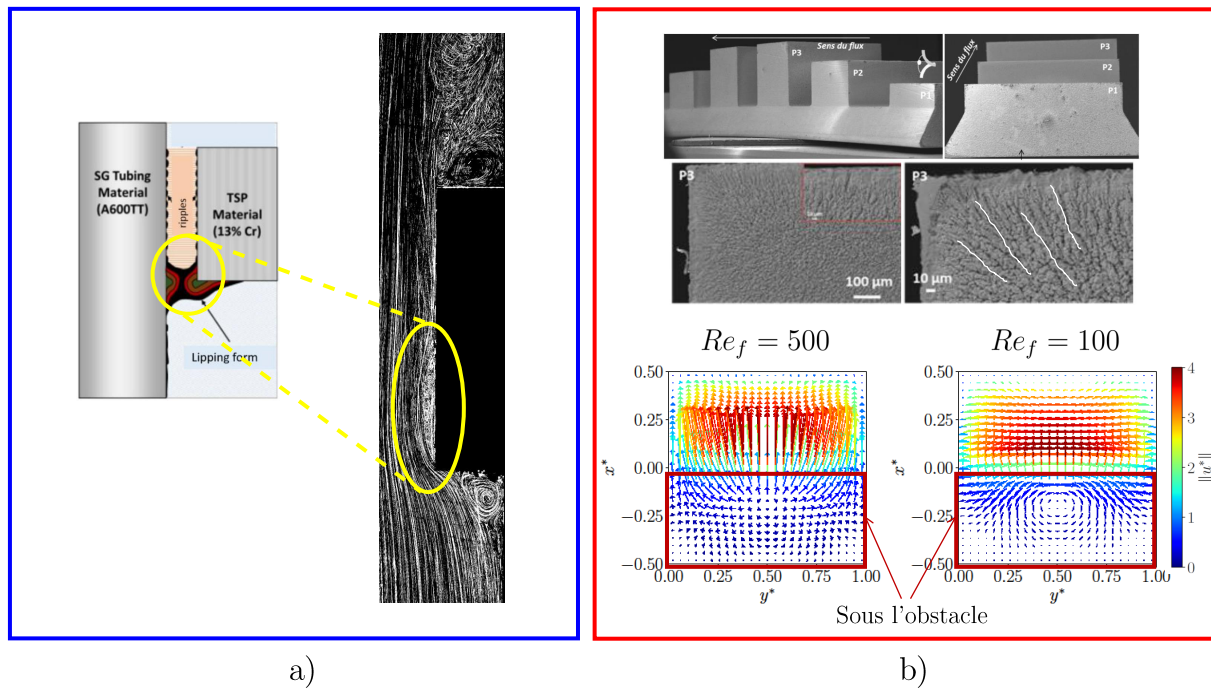


FIGURE IV.29 – **Lien avec le cas réel** : a) piégeage préférentiel dans les zones de recirculation ; b) orientation de la cristallisation suivant l'écoulement (source : V. Pointeau, 2017).

Les détails concernant ce montage, le fluide, les particules, le système PIV ainsi que les premières mesures réalisées dans ce régime d'écoulement turbulent font l'objet de l'annexe D. Des essais préliminaires ont été réalisés avec deux formes d'obstacle, dont un est similaire à celui dans les expériences menées sur COLENTEC (figure I.14 a), chapitre 1). La caractérisation de l'écoulement avec ce deuxième obstacle montre des zones de recirculation dans les cannelures, susceptibles de piéger des particules comme observé dans les résultats obtenus sur COLENTEC. Toutefois, nous ne sommes pas représentatifs des conditions physicochimiques expérimentées dans ces essais. En perspective, l'objectif serait de mener des essais sur ce dispositif dans des conditions qui se rapprochent de cette configuration, notamment en augmentant le taux de vide avec l'injection de l'air comprimé dans la conduite. En revanche, la présence des bulles complique l'observation et le suivi de particules autour de l'obstacle. D'autres pistes peuvent être exploitées pour élucider l'apport de la concentration des particules et de la variation de la masse volumique des particules ou celle du fluide dans le dépôt de particules suivant ces chemins préférentiels. Il est notamment possible d'avoir recours à des simulations numériques pour complexifier le système et tester certaines hypothèses, mais il reste important de commencer par un cas modèle permettant de valider celles-ci.

Une comparaison qualitative et quantitative de la distribution des particules injectée à  $Re_f = 10^5$  autour de ces deux obstacles avec celle observée au niveau de la plaque entretoise dans le cas des essais COLENTEC serait intéressante à réaliser avec une analyse approfondie des résultats.

Cela permettrait de compléter l'étude réalisée en régime d'écoulement laminaire et d'apporter des éléments de réponses quant à la contribution de l'hydrodynamique de l'écoulement dans le colmatage dans le cas réel d'un générateur de vapeur.

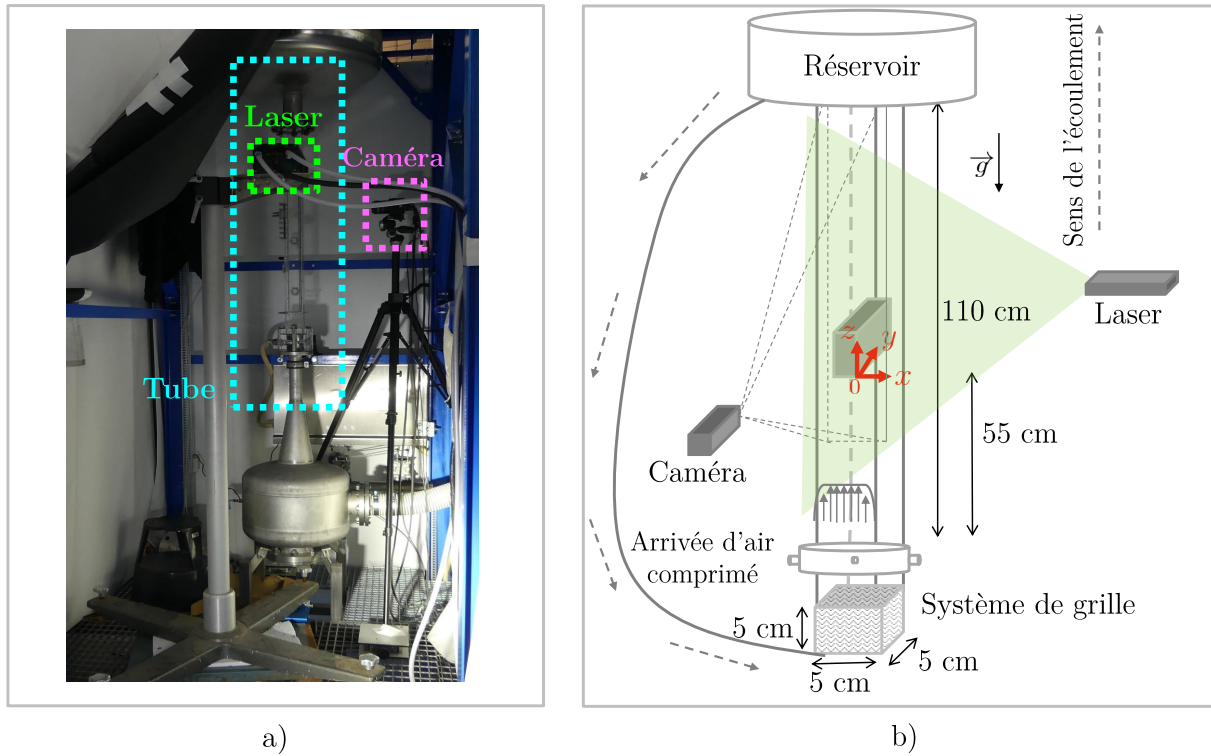


FIGURE IV.30 – *Montage expérimental* : a) Vue de l'ensemble du montage avec en bas du tube le réservoir lié à la pompe, le tube, encadré par les pointillés cyans, communique dans sa partie haute avec un réservoir ayant une capacité d'environ  $10^3 \text{ m}^3$ . Cette photo est prise derrière le laser délimité en pointillés vers sur la figure ; b) Schéma explicatif avec les dimensions.



# Bibliographie

ADRIAN, R. J. et WESTERWEEL, J. (2011). Particle Image Velocimetry. Cambridge University Press.

ADRIAN, R. (1991). "Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics". Annual Review of Fluid Mechanics 23, p. 261-304.

ALVES-VIEIRA, M., DIJOUX, M., BOUVIER, O. de, MAYOS, M. et COQUIO, N. (2011). "Impact of preventive and curative remedies for steam generators fouling and tube support plate blockage on secondary circuit materials". EDF, Division Ingénierie Nucléaire 1, p. 87-97.

ARMALY, B., DURSTS, F., PEREIRA, J. et SCHONUNG, B. (1983). "Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow". Journal of Fluid Mechanics 127, p. 473-496.

BALACHANDAR, S. et EATON, J. (2010). "Turbulent dispersed multiphase flow". Annual Review of Fluid Mechanics, p. 111-133.

BASSET, A. (1888). "A Treatise in Hydrodynamics". Deighton Bell, Cambridge 2, p. 285-297.

BELL, K. et MUELLER, A. (1984). "Engineering Data Book II". In : Wolverine Tube Corp, Decatur, AL.

BERGOUGNOUX, L., BOUCHET, G., LOPEZ, D. et GUAZZELLI, É. (2014). "The motion of solid spherical particles falling in a cellular flow field at low Stokes number". Physics of Fluids 26, p. 093302.

BLANC, F., PETERS, F. et LEMAIRE, E. (2011). "Experimental signature of the pair trajectories of rough spheres in the shear-induced microstructure in noncolloidal suspensions". Physical Review Letters 107, p. 208302.

BOMBARDELLI, F. et JHA, S. (2009). "Hierarchical modeling of the dilute transport of suspended sediment in open channels". Environment Fluid Mechanics 9(2), p. 207-235.

- BOUSSINESQ, V. (1903). “Theorie Analytique de la Chaleur”. L’École Polytechnique, Paris 2.
- CANDELIER, F., ANGILELLA, J. et SOUHAR, M. (2004). “On the effect of the Boussinesq–Basset force on the radial migration of a Stokes particle in a vortex”. *Physics Of Fluids* 16(5), p. 1765-1776.
- CHEN, S. et YE, X. (2000). “Faxen’s Laws of a Composite Sphere under Creeping Flow Conditions”. *Journal of Colloid and Interface Science* 221.1, p. 50-57.
- DELAUNAY, S. (2010). “Réactivité de la magnétite dans les conditions représentatives du circuit secondaire des réacteurs à eau sous pression”. Thèse de doct. Université de Pierre et Marie Curie, Paris VI.
- DELGADO, A., GONZALEZ-CABALLERO, F., HUNTER, R., KOOPAL, L. et LYKLEMA, J. (2007). “Measurement and interpretation of electrokinetic phenomena”. *Journal of Colloid and Interface Science* 309, p. 194-224.
- DUPUY, T. (2019). “Modélisation des transferts thermiques dans les dépôts d’encrassement des générateurs de vapeur.” Thèse de doct. École centrale Marseille.
- EDF (2017). Code Saturne 5.0.0 Theory Guide. Fluid Dynamics, Power Generation and Environment Department.
- FOURNIER, Y., VURPILOT, C. et BÉCHAUD, C. (2007). “Evaluation of fluid flow in the lower core of a PWR with Code\_Saturne”. In : t. 237. 15. NURETH-11, p. 1729-1744.
- FRASER, A. B., EASTER, R. C. et HOBBS, P. V. (1973a). “A Theoretical Study of the Flow of Air and Fallout of Solid Precipitation Over Mountainous Terrain : Part I. Airflow Model”. *Journal of the Atmospheric Sciences* 30, p. 801-812.
- (1973b). “A Theoretical Study of the Flow of Air and Fallout of Solid Precipitation Over Mountainous Terrain : Part II. Microphysics”. *Journal of the Atmospheric Sciences* 30, p. 813-823.
- GATIGNOL, R. (1983). “The Faxen formulae for a rigid particle in an unsteady non-uniform Stokes flow”. *J. Méca. Théo. Appli* 2, p. 143-160.
- GHAFFARIAN, H., LOPEZ, D., MIGNOT, E., PIEGAY, H. et RIVIERE, N. (2020). “Dynamics of floating objects at high particulate Reynolds numbers”. *Physical Review Fluids* 5, p. 054307.
- GIRARD, S., ROMARY, T., FAVENNEC, J. M., STABAT, P. et WACKERNAGEL, H. (2013). “Sensitivity analysis and dimension reduction of a steam generator model for clogging diagnosis”. *Reliability Engineering and System Safety* 113, p. 143-153.

GONDRET, P., LANCE, M. et PETIT, L. (2002). “Bouncing motion of spherical particles in fluids”. *Physics of Fluids* 14, p. 643-652.

GUILLODO, M., COMBRADE, P., DOSSANTOS, B., MULLER, T., BERTHOLLON, G., ENGLER, N., BRUN, C. et TURLUER, G. (2004). “Formation of Deposits in HT Water under High Velocity Conditions : a Parametric Study”.

HADDADI, H., SHOJAEI-ZADEH, S., CONNINGTON, K. et MORRIS, J. (2014). “Suspension flow past a cylinder : particle interactions with recirculating wakes”. *Journal of Fluid Mechanics* 760.

HADDADI, H., SHOJAEI-ZADEH, S. et MORRIS, J. (2016). “Lattice-Boltzmann simulation of inertial particle-laden flow around an obstacle”. *Physical Review Fluids* 1.024201.

HAIRER, E., NORSETT, S. et WANNER, G. (1993). *Solving Ordinary Differential Equations i. Nonstiff Problems*. Springer Series in Computational Mathematics, Springer-Verlag, 2.

HARLOW, F. et WELCH, J. (1965). “Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with a free surface”. *Physics of Fluids* 8, p. 2182-2189.

HATTORI, H. et NAGANO, Y. (2010). “Investigation of turbulent boundary layer over forward-facing step via direct numerical simulation”. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 312, p. 284-294.

HEYMAN, J. (2019). “TracTrac : A fast multi-object tracking algorithm for motion estimation.” *Computers and Geosciences* 128, p. 11-18.

HINSBERG, M. A. T. van, CLERCX, H. J. H. et TOSCHI, F. (2017). “Enhanced settling of nonheavy inertial particles in homogeneous isotropic turbulence : The role of the pressure gradient and the Basset history force”. *PHYSICAL REVIEW E* 95, p. 023106.

HOLVECK, I. (2018). *Mode Opérateur pour la réalisation des essais PIV sur la boucle MERCURE 200*. Laboratoire LETH, CEA Cadarache.

HUNT, J., ABELL, C., PATERKA, J. et WOO, H. (1978). “Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles ; applying topology to flow visualisation”. *Journal of Fluid Mechanics* 86, p. 179-200.

KLOTZ, L., GOUJON-DURAND, S., ROKICKI, J. et WESFREID, J. E. (2014). “Experimental investigation of flow behind a cube for moderate Reynolds numbers”. *Journal of Fluid Mechanics* 750, p. 73-98.

LOPEZ, D. et GUAZZELLI, E. (2017). “Inertial effects on fibers settling in a vortical flow”. *Physical Review Fluids* 2, p. 024306.

MANSOUR, C. (2007). “Spéciation des espèces soufrées dans les générateurs de vapeur des centrales nucléaires à réacteur à eau sous pression”. Thèse de doct. Université de Pierre et Marie Curie.

MARTINUZZI, R. et TROPEA, C. (1993). “The Flow Around Surface-Mounted, Prismatic Obstacles Placed in a Fully Developed Channel Flow”. *Journal of Fluids Engineering* 115, p. 85-92.

MATAS, J., MORRIS, J. et GUAZZELLI, É. (2004). “Inertial migration of rigid spherical particles in Poiseuille flow”. *Journal of Fluid Mechanics* 515, p. 171-195.

— (2003). “Influence of particles on the transition to turbulence in pipe flow”. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.* 361, p. 911-919.

MAXEY, M. (2016). “Simulation methods for particle flows and concentrated suspensions”. *Annual Review of Fluid Mechanics*, p. 171-193.

MAXEY, M. (1987). “The motion of small spherical particles in a cellular flow field”. *Physics of Fluids* 30, p. 1915-1928.

MAXEY, M. et RILEY, J. (1983). “Equation of motion for a small rigid sphere in a non-uniform flow”. *Physics of Fluids* 26, p. 883-889.

MEIJERING, E., DZYUBACHYK, O. et SMAL, I. (2012). “Methods for Cell and Particle Tracking”. *Methods in Enzymology* 504, p. 183-200.

METZGER, B. et BUTLER, J. (2012). “Clouds of particles in a periodic shear flow.” *Physics of Fluids* 24, p. 021703.

MEUNIER, P. et LEWEKE, T. (2003). “Analysis and minimization of errors due to high gradients in Particle Image Velocimetry”. *Exp. Fluids* 35.5, p. 408-421.

MORRISON, J., COOPER, C., PONTON, C., CONNOLLY, B. et BANKS, A. (2012). “Effect of water chemistry on corrosion of stainless steel and deposition of corrosion products in high temperature pressurised water.” *French Nuclear Energy Society* 46.

OSEEN, C. (1927). “Hydrodynamik”. Leipzig, p. 132.

PATIL, P. et TIWARI, S. (2008). “Effect of blockage ratio on wake transition for flow past square cylinder”. *Fluid Dynamics Research*, p. 753-773.

— (2010). “Three-Dimensional Numerical Investigations on Flow and Heat Transfert for Flow Past a Channel confined Square Cylinder”. *Progress in computational fluid dynamics*, p. 146-156.



POINTEAU, V., TEVISSSEN, E., SCHINDLER, P., YANG, G., CHAGNES, A., BRETELLE, J. L. et DELAUNAY, S. (2016). Synthesis and characterization of magnetite deposits on tube support plate in COLENTEC diphasic loop dedicated to the study of steam generator's clogging. 20th NPC International Conference, 145.

PRUSEK, T. (2012). "Modélisation et simulation numérique du colmatage à l'échelle du sous canal dans les générateurs de vapeur". Thèse de doct. Aix-Marseille Université et EDF.

REYNOLDS, O. (1883). "An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous and of the resistance in parallel channels". Phil. Trans. R. Soc. 174, p. 935-982.

RUMMENS, H. (1999). "The thermal hydraulics of tube support fouling in the nuclear steam Generator." Thèse de doct. Ottawa Carleton Institute for mechanicals et aerospace engineering.

RUMMENS, H., ROGERS, J. et TURNER, C. (2004). "The Thermal Hydraulics of Tube Support Fouling in Nuclear Steam Generators". Nuclear Technology 148, p. 268-286.

SAHA, A. (2004). "Three-dimensional numerical simulations of the transition of flow past a cube". Physics of Fluids 16, p. 1630-1646.

SAHIN, M. et OWENS, R. G. (2004). "A numerical investigation of wall effect up to high blockage ratios on two-dimensional flow past a confined circular cylinder." Physics of Fluid 16, p. 1305-1319.

SCHILLER, L. et NAUMAN, A. (1935). "A drag coefficient correlation". VDI Zeitung 77, p. 318-320.

SCHINDLER, P., TEVISSSEN, E., POINTEAU, V. et UNGAR, A. (2012). COLENTEC : A new approach to investigate tube support plate clogging of Steam Generators. NPC, Paris 2012.

SCHON, J. P., FOURNEL, T. et FOURNIER, C. (2007). "Mesures de caractéristiques d'écoulement par imagerie numérique." Techniques de l'ingénieur, R2162.

SEGRÉ, G. et SILBERBERG, A. (1962). "Behavior of macroscopic rigid spheres in Poiseuille flow Part 2. Experimental results and interpretation". Journal of Fluid Mechanics 14, p. 136-157.

SMITH, A. (1960). "Remarks on transition in a round tube". Journal of Fluid Mechanics 7, p. 565-576.

SQUIRES, K. D. et EATON, J. K. (1991). "Preferential concentration of particles by turbulence". Phys. Fluids A 3, p. 1169.

- STOMMEL, H. (1949). "Trajectories of small bodies sinking slowly through convection cells". *Journal of Marine Research* 6, p. 24-29.
- TANEDA, S. (1956a). "Experimental investigation of the wakes behind a sphere at low Reynolds numbers". *Journal of the physical society of Japan* 11, p. 1104-1108.
- (1956b). "Experimental investigation of the wakes behind cylinders and plates at low Reynolds numbers". *Journal of the physical society of Japan* 11, p. 302-307.
- TANG, Y. et PETERS, E. (2015). "A New Drag Correlation from Fully Resolved Simulations of Flow Past Monodisperse Static Arrays of Spheres". *Transport Phenomena and Fluid Mechanics* 61.2, p. 688-698.
- TEJADA-MARTINEZ, A., AKKERMAN, I. et BAZILEVES, Y. (2012). "Large-eddy simulation of shallow water Langmuir turbulence using isogeometric analysis and residual-based variational multiscale method." *Journal of Applied Mechanics* 79.
- TESTANIÈRE, S. (2018). Cahier des spécifications et des conditions techniques pour la conception et la réalisation d'une section d'essais pour les mesures optiques sur la boucle MERCURE 200. CEA/DEN/CAD/DTN/STCP/LTHC/2018-13-INDICE A.
- TRITTON, D. (1988). *Physical Fluid Dynamics*. Oxford Science Publications, p. 14-16.
- TURNER, C. (2013). "Fouling of nuclear steam generators : fundamental studies, operating experience and remedial measures using chemical additives". *AECL Nuclear Review* 613, p. 61-87.
- VASCHY, A. (1892). "Sur les lois de similitude en physique". *Annales Télégraphiques* 19, p. 25-28.
- WANG, L.-P. et MAXEY, M. R. (1993). "Settling velocity and concentration distribution of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence". *Journal of Fluid Mechanics* 256, p. 27.
- WESTERWEEL, J. (1997). "Fundamentals of digital particle image velocimetry." *Meas. Sci. Technol* 8, p. 1379-1392.
- WILLIAMSON, C. (1995). "Vortex dynamics in the wake of a cylinder. Fluid Vortices. Mechanical and Aerospace Engineering." In : p. 155-234.
- YANG, G. (2017). "Investigation of the Tube Support Plate (TSP) clogging phenomenon in PWR steam generators understanding and prioritization of its formation mechanisms". Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie, CEA Cadarache.

---

YANG, G., POINTEAU, V., TEVISSSEN, E. et CHAGNES, A. (2017). "A review on clogging of recirculating steam generators in Pressurized Water Reactors". *Progress in Nuclear Energy* 97, p. 182-196.

ZOVATTO, L. et PEDRIZZETTI, G. (2001). "Flow about a circular cylinder between parallel walls". *Journal of Fluid Mechanics* 440, p. 1-25.



# Annexe A : Étapes permettant d'adimensionner l'équation de Boussinesq-Basset-Oseen

Une particule qui se déplace dans un écoulement interagit avec ce dernier à travers différentes forces. Celles-ci sont résumées dans l'équation de mouvement d'une particule isolée injectée dans un écoulement stationnaire (sans variations temporelles des grandeurs qui le définissent) et non-uniforme (dont les caractéristiques varient d'une section à l'autre) à faible vitesse.

Le modèle, que nous avons considéré dans cette étude, est basé sur la résolution de l'équation de Boussinesq-Basset-Oseen (BBO) (GATIGNOL (1983) et M. MAXEY et RILEY (1983)), avec une correction dite de Faxén. Cette équation présentée dans le chapitre 3, permet de calculer la trajectoire d'une particule sphérique isolée dans un écoulement et s'écrit, sans la force d'histoire de Basset, sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 m_p \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= (m_p - m_f)\mathbf{g} \\
 &+ m_f \frac{D\mathbf{u}}{Dt} \\
 &- 6\pi\mu a_p \left( \mathbf{v} - \mathbf{u} - \frac{1}{6}a_p^2 \nabla^2 \mathbf{u} \right) \\
 &- \frac{1}{2}m_f \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{1}{2}m_f \frac{D}{Dt} \left( \mathbf{u} + \frac{1}{10}a_p^2 \nabla^2 \mathbf{u} \right)
 \end{aligned} \tag{V.1a}$$

$$\tag{V.1b}$$

Avec  $m_p = \frac{4}{3}\pi a_p^3 \rho_p$  la masse de la particule supposée sphérique de rayon  $a_p$ , de masse volumique  $\rho_p$  et de vitesse  $\mathbf{v}$ . Le fluide a une vitesse  $\mathbf{u}$ , une viscosité dynamique  $\mu$ , une masse volumique  $\rho_f$  et une masse déplacée par une particule sphérique de rayon  $a_p$  de  $m_f = \frac{4}{3}\pi a_p^3 \rho_f$ .

Nous rappelons que les termes à droite représentent respectivement : la poussée d'Archimède, avec  $\mathbf{g}$  l'accélération de la pesanteur ; l'accélération du fluide ; la force de traînée avec un terme en  $a_p^2 \nabla^2 \mathbf{u}$  représentant la correction de Faxén (GATIGNOL (1983)) ; et le terme de masse ajoutée.

La première étape consiste à regrouper les termes de cette équation (V.1) :

$$\begin{aligned} \left( m_p + \frac{1}{2} m_f \right) \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= (m_p - m_f) \mathbf{g} \\ &\quad - 6\pi\mu a_p \left( \mathbf{v} - \mathbf{u} - \frac{1}{6} a_p^2 \nabla^2 \mathbf{u} \right) \\ &\quad + m_f \left( \frac{3}{2} \frac{D\mathbf{u}}{Dt} + \frac{1}{20} a_p^2 \frac{D}{Dt} \nabla^2 \mathbf{u} \right) \end{aligned}$$

Nous divisons ensuite cette équation sur  $\left( m_p + \frac{1}{2} m_f \right)$  :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= \frac{6\pi\mu a_p}{m_p + \frac{1}{2} m_f} \left( \frac{m_p - m_f}{6\pi\mu a_p} \mathbf{g} + \mathbf{u} + \mathbf{v} + \frac{1}{6} a_p^2 \nabla^2 \mathbf{u} \right) \\ &\quad + \frac{m_f}{m_p + \frac{1}{2} m_f} \left( \frac{3}{2} \frac{D\mathbf{u}}{Dt} + \frac{1}{20} a_p^2 \frac{D}{Dt} \nabla^2 \mathbf{u} \right) \end{aligned} \quad (\text{V.2})$$

Le terme de la variation temporelle de la dérivée particulaire à une position donnée est nul ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ), l'équation (V.2) devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= \frac{6\pi\mu a_p}{m_p + \frac{1}{2} m_f} \left( \frac{m_p - m_f}{6\pi\mu a_p} g \frac{\mathbf{g}}{|g|} + \mathbf{u} + \mathbf{v} + \frac{1}{6} a_p^2 \nabla^2 \mathbf{u} \right) \\ &\quad + \frac{m_f}{m_p + \frac{1}{2} m_f} \left( \frac{3}{2} \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \frac{1}{20} a_p^2 \mathbf{u} \nabla \cdot \nabla^2 \mathbf{u} \right) \end{aligned} \quad (\text{V.3})$$

Pour adimensionner l'équation (V.3), les vitesses sont normalisées par la vitesse du fluide  $u_0$  ; les coordonnées par le diamètre hydraulique  $d_h$  et enfin le temps par le rapport des deux,  $\frac{d_h}{u_0}$ . Ce qui donne :

$$\mathbf{u}^* = \frac{\mathbf{u}}{u_0} \Leftrightarrow d\mathbf{u} = u_0 d\mathbf{u}^* \quad \text{et} \quad \mathbf{v}^* = \frac{\mathbf{v}}{u_0} \Leftrightarrow d\mathbf{v} = u_0 d\mathbf{v}^*$$

$$t^* = t \frac{u_0}{d_h} \Leftrightarrow dt = \frac{d_h}{u_0} dt^* \quad \text{et} \quad \nabla^* u^* = \frac{d_h}{u_0} \nabla \mathbf{u}$$

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{u_0^2}{d_h} \frac{d\mathbf{u}^*}{dt^*} \quad \text{et} \quad \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{u_0^2}{d_h} \frac{d\mathbf{v}^*}{dt^*}$$

En introduisant ces termes dans l'équation (V.3), elle se transforme en :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}^*}{dt^*} \left( \frac{u_0^2}{d_h} \right) &= \frac{6\pi\mu a_p}{m_p + \frac{1}{2}m_f} \left( \frac{m_p - m_f}{6\pi\mu a_p} g \frac{\mathbf{g}}{|g|} + \mathbf{u}^* u_0 - \mathbf{v}^* u_0 + \frac{1}{6} a_p^2 \left( \frac{u_0}{d_h^2} \right) \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \\ &+ \frac{m_f}{m_p + \frac{1}{2}m_f} \left( \frac{3}{2} \mathbf{u}^* u_0 \left( \frac{u_0}{d_h} \right) \nabla \mathbf{u}^* + \frac{1}{20} a_p^2 \mathbf{u}^* u_0 \left( \frac{1}{d_h} \right) \left( \frac{u_0}{d_h^2} \right) \nabla \cdot \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \end{aligned}$$

En divisant sur  $\left( \frac{u_0^2}{d_h} \right)$ , on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}^*}{dt^*} &= \frac{6\pi\mu a_p}{m_p + \frac{1}{2}m_f} \frac{d_h}{u_0} \left( \frac{m_p - m_f}{6\pi\mu a_p u_0} g \frac{\mathbf{g}}{|g|} + \mathbf{u}^* - \mathbf{v}^* + \frac{1}{6} \left( \frac{a_p^2}{d_h^2} \right) \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \\ &+ \frac{m_f}{m_p + \frac{1}{2}m_f} \left( \frac{3}{2} \mathbf{u}^* \cdot \nabla \mathbf{u}^* + \frac{1}{20} \mathbf{u}^* \left( \frac{a_p^2}{d_h^2} \right) \nabla \cdot \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \end{aligned} \quad (\text{V.4})$$

À présent, il est possible de définir les nombres sans dimension repérer dans l'équation (V.4) :

On distingue dans l'équation (V.4) les groupes adimensionnés suivants :

1. Le nombre de Stokes, St :

$$St = \frac{2 a_p^2 u_0}{9 \mu d_h} \left( \rho_p + \frac{1}{2} \rho_f \right)$$

2. Le rapport des masses volumique, R :

$$R = \frac{\rho_f}{\rho_p + \frac{\rho_f}{2}}$$

3. Le rapport des longueurs, P :

$$P = \frac{a_p}{d_h}$$

4. Le rapport de la vitesse de sédimentation de la particule et de celle du fluide, W :

$$W = \frac{v_{St}}{u_0}$$

L'équation (V.4) peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}^*}{dt^*} = & \frac{1}{St} \left( W \frac{\mathbf{g}}{|g|} + \mathbf{u}^* - \mathbf{v}^* + \frac{P^2}{6} \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \\ & + R \left( \frac{3}{2} \mathbf{u}^* \cdot \nabla \mathbf{u}^* + \frac{P^2}{20} \mathbf{u}^* \cdot \nabla \nabla^{*2} \mathbf{u}^* \right) \end{aligned} \quad (\text{V.5})$$

Dans notre étude, cette équation est modélisée et résolue sous Python, en 2D puis en 3D, pour calculer la trajectoire d'une particule injectée autour d'un obstacle.



## Annexe B : Programme Python pour la résolution de l'équation BBO

Dans cette annexe, nous présentons quelques parties du programme sous Python qui a été réalisé pour calculer la trajectoire d'une particule au passage d'un obstacle.

### **Interpolation et calcul des gradients de vitesses :**

La première étape est de calculer les gradients de vitesses, en linéaire, dans les trois directions en tout point de l'écoulement comme le montre ce bout de programme :

```

UXinterp = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), UX, method='linear')
UYinterp = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), UY, method='linear')
UZinterp = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), UZ, method='linear')
#print((UZinterp([0.5,0.5,0.5])))

gradtg1=gradient(UY) # dUX/dX
gradtg2=gradient(UX) # dUY/dY
gradtg3=gradient(UZ) # dUZ/dZ
# #print(shape(gradtg1))

intpxgrad11 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg1[0], method='linear') # % X
intpxgrad12 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg1[1], method='linear')
intpxgrad13 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg1[2], method='linear')

intpxgrad21 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg2[0], method='linear') # % Y
intpxgrad22 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg2[1], method='linear')
intpxgrad23 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg2[2], method='linear')

intpxgrad31 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg3[0], method='linear') # % Z
intpxgrad32 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg3[1], method='linear')
intpxgrad33 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg3[2], method='linear')

gradtg111=gradient(gradtg1[0]) # d2UX/dX2 + d2UX/dXdY + d2UX/dXdZ
gradtg112=gradient(gradtg1[1]) # d2UX/dXdY + d2UX/dY2 + d2UX/dYdZ
gradtg113=gradient(gradtg1[2]) # d2UX/dXdZ + d2UX/dYdZ + d2UX/dZ2

gradtg221=gradient(gradtg2[0]) # d2UY/dX2 + d2UY/dXdY + d2UY/dXdZ
gradtg222=gradient(gradtg2[1])
gradtg223=gradient(gradtg2[2])

gradtg331=gradient(gradtg3[0]) # d2UZ/dX2 + d2UZ/dXdY + d2UZ/dXdZ
gradtg332=gradient(gradtg3[1])
gradtg333=gradient(gradtg3[2])

intpxgrad1111 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg111[0], method='linear') # % X
intpxgrad1112 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg111[1], method='linear')
intpxgrad1113 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg111[2], method='linear')

intpxgrad1121 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg112[0], method='linear')
intpxgrad1122 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg112[1], method='linear')
intpxgrad1123 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg112[2], method='linear')

intpxgrad1131 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg113[0], method='linear')
intpxgrad1132 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg113[1], method='linear')
intpxgrad1133 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg113[2], method='linear')

intpxgrad2211 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg221[0], method='linear') # % Y
intpxgrad2212 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg221[1], method='linear')
intpxgrad2213 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg221[2], method='linear')

intpxgrad2221 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg222[0], method='linear')
intpxgrad2222 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg222[1], method='linear')
intpxgrad2223 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg222[2], method='linear')

intpxgrad2231 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg223[0], method='linear')
intpxgrad2232 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg223[1], method='linear')
intpxgrad2233 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg223[2], method='linear')

intpxgrad3311 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg331[0], method='linear') # % Z
intpxgrad3312 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg331[1], method='linear')
intpxgrad3313 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg331[2], method='linear')

intpxgrad3321 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg332[0], method='linear')
intpxgrad3322 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg332[1], method='linear')
intpxgrad3323 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg332[2], method='linear')

intpxgrad3331 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg333[0], method='linear')
intpxgrad3332 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg333[1], method='linear')
intpxgrad3333 = RegularGridInterpolator((XSimu1,YSimu1, ZSimu1), gradtg333[2], method='linear')

```

## Conditions aux limites :

Les conditions aux limites présentées dans le chapitre 3, sont résumées dans le tableau VI.7 :

Tableau VI.7 – Conditions aux limites intégrées dans le modèle résolu sous Python.

Au niveau des parois	$-0.5 < x^* < 0.5$	$0 < y^* < 1$	$-20 < z^* < 20$
Marche	$-0.5 < x^* < 0$	/	$0 < z^* < 2$
Cylindre de section carre	$-0.25 < x^* < -0.25$	/	$0 < z^* < 0.5$

Dans le code, ces conditions sont présentées pour la marche sous cette forme :

```

if ((Part[2]<Xmin or (Part[2]>Xmax) or (Part[0]<Zmin) or (Part[0]>Zmax) or (Part[1]<Ymin) or (Part[1]>Ymax)):
    PT = [Part[2],Part[1],Part[0]] # X Y Z
    Part[3]=UZinterp(PT)
    Part[4]=UYinterp(PT)
    Part[5]=UXinterp(PT)
    print('CDL')
if ((Part[2] <= XObst and (Part[2]>Xmin) and (Part[0]<ZObst and (Part[0]>0))): #Obstacle 1
    Part[3]=UZinterp(PT)
    Part[4]=UYinterp(PT)
    Part[5]=UXinterp(PT)
    print('Obst1',Part[0],Part[2])

```

Et pour le cylindre de section carrée :

```

if (Part[2]<Xmin or Part[2]>Xmax or Part[0]<Zmin or Part[0]>Zmax or Part[1]<Ymin or Part[1]>Ymax ):
    Part[3]=0.0
    Part[4]=0.0
    Part[5]=0.0
    print('CDL')
if (Part[2] <= 0.25 and Part[2]> -0.25 and Part[0]<0.5 and Part[0]>0): #Obstacle 2
    Part[3]=0.0
    Part[4]=0.0
    Part[5]=0.0
    print('Obst2')

```

## Résolution de l'équation BBO :

La résolution de l'équation différentielle se fait avec la fonction `odeint()`, une méthode d'intégration numérique de type Runge Kutta d'ordre 4(5). Les deux paramètres d'entrée ***rtol*** et ***atol*** déterminent le contrôle d'erreur effectué par le solveur. Ces deux paramètres sont fixés à  $10^{-8}$  pour toutes les trajectoires :

```
X1 = odeint(Xdot,Part1,time,args=(S,W,R,P,UZinterp,UYinterp,UXinterp,intpxgrad31,intpxgrad32,intpxgrad33,
intpxgrad21,intpxgrad22,intpxgrad23,intpxgrad11,intpxgrad12,intpxgrad13,
intpxgrad3311,intpxgrad3312,intpxgrad3313,intpxgrad3321,intpxgrad3322,
intpxgrad3323,intpxgrad3331,intpxgrad3332,intpxgrad3333,intpxgrad2211,
intpxgrad2212,intpxgrad2213,intpxgrad2221,intpxgrad2222,intpxgrad2223,
intpxgrad2231,intpxgrad2232,intpxgrad2233,intpxgrad1111,intpxgrad1112,
intpxgrad1113,intpxgrad1121,intpxgrad1122,intpxgrad1123,intpxgrad1131,
intpxgrad1132,intpxgrad1133),rtol=1.0e-8,atol=1.0e-8,)
```

Nous obtiendrons en sortie un vecteur avec le temps, et les coordonnées de la particule dans les trois directions. Cela permet de tracer sa trajectoire et l'évolution de sa vitesse et de sa position dans les trois directions en fonction du temps (voir chapitres 3 et 4).

## Annexe C : Présentation de Code\_Saturne

Code\_Saturne<sup>2</sup> est un logiciel libre de simulation numérique en mécanique des fluides (CFD : Computational Fluid Dynamics) développé par EDF depuis 1997. Placé en 2007 sous licence GNU GPL (licence établissant les droits de distribution d'un logiciel libre). Il permet de résoudre les équations de Navier-Stokes pour des écoulements 2D, 2D-axisymmetric et 3D, et également de modéliser des écoulements incompressibles ou faiblement dilatables, stationnaires ou instationnaires, dans des régimes d'écoulement laminaire ou turbulent, avec ou sans transfert de chaleur (FOURNIER *et al.* (2007) et EDF (2017)). Un certain nombre de modèles physiques spécifiques sont disponibles sous forme de modules : combustion de gaz, de charbon et de fioul lourd, transfert radiatif semi-transparent, arcs électriques, ... Code\_Saturne est basé sur une approche de volumes finis pouvant prendre en compte différents types de maillages.

Une simulation Code\_Saturne se compose de trois dossiers principaux : Case1, MESH et POST, comme le montre la figure VII.31.

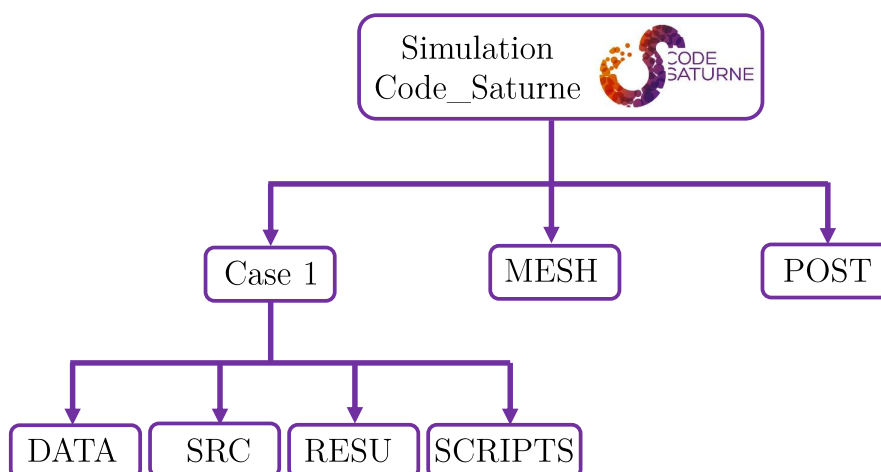


FIGURE VII.31 – Organigramme des principaux dossiers et sous-dossiers composant un calcul avec Code\_Saturne

2. <https://www.code-saturne.org/cms/>

Dans le dossier MESH se trouve les fichiers de maillage du domaine. Le dossier POST sert à stocker la documentation relative au cas étudié, ou des résultats déjà post-traités. Le dossier Case1 se décompose en 4 sous-dossiers (figure VII.31) :

**DATA** : dossier contenant l'exécutable de lancement de l'interface de Code\_Saturne, le fichier \*.xml, qui est le fichier de mise en donnée du calcul précisant : les conditions aux limites, les données d'entrée en température, vitesse, masse volumique ...

**SRC** : c'est le fichier dans lequel il faut copier les sous-routines pour le paramétrage de données avancées (par exemple le calcul de la moyenne spatiale de la température, ou des modifications spécifiques des conditions aux limites).

**RESU** : ce dossier contient les sorties du calcul pour la visualisation (sous Paraview par exemple), les fichiers résumant le calcul (temps de calcul, les erreurs et avertissements, les informations de convergence, les valeurs des champs moyens et les minimaux et maximaux).

**SCRIPTS** : dans ce dossier se trouve l'exécutable de lancement de Code\_Saturne appelé *runcase*. Il contient également des modules qui servent à définir l'environnement et l'exécution d'un calcul et notamment, les possibilités de couplage avec d'autres codes (Code\_Aster par exemple).

Les simulations sur Code\_Saturne peuvent être lancées aussi bien par l'interface graphique qu'en terminal de commande. Dans ce cas il suffit de se placer dans le dossier SCRIPTS et y taper la commande de lancement contenue dans le runcase. Dans cette étude, l'interface graphique (GUI : Graphical User Interface) a été utilisée pour rentrer les paramètres de l'étude (figure VII.32), lancer les calculs, et définir les conditions aux limites.

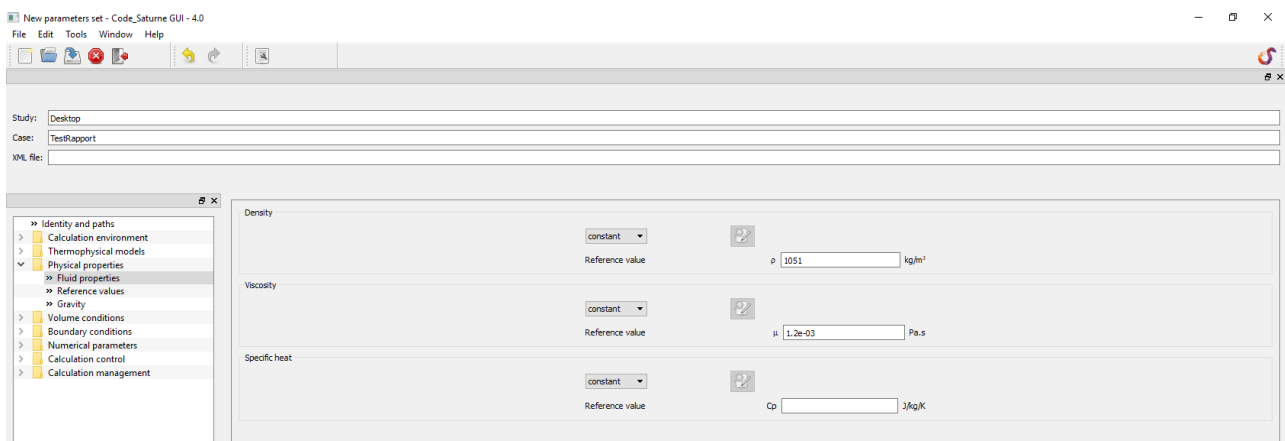


FIGURE VII.32 – Interface graphique (GUI : Graphical User Interface) utilisée pour rentrer les paramètres de l'étude avec Code\_Saturne.

a) **La géométrie** : c'est la première étape à considérer et qui permet de reproduire la géométrie réelle sur laquelle on souhaite travailler. Un logiciel libre de maillage, **Gmsh**, a été utilisé. Ce logiciel comporte quatre principaux modules : un module de géométrie, un module

de maillage, un module solveur et un module de post-traitement. L'utilisation du premier module permet de générer un script, contenant la géométrie. Ce dernier doit être enregistré avec l'extension \*.geo.

**b) Le maillage :** le choix du type et de la taille des mailles est l'un des aspects préliminaires aux simulations numériques. Nous avons choisi de travailler dans un premier temps avec des hexaèdres structurés de taille  $1 \text{ mm}^3$ , soit 4 fois  $a_p$ . Pour générer le maillage, nous avons utilisé le deuxième module du logiciel **Gmsh**. Une fois le fichier \*.geo chargé sur **Gmsh**, nous allons choisir de générer un maillage 3D, hexaèdre structuré (8 nœuds, 12 arêtes et 6 faces) du tube (figure VII.33). Nous avons choisi ce type de mailles puisque la géométrie est simple et ne nécessite pas un maillage de forme complexe.

Le fichier contenant le maillage sera par la suite utilisé dans la simulation de l'écoulement avec Code\_Saturne.

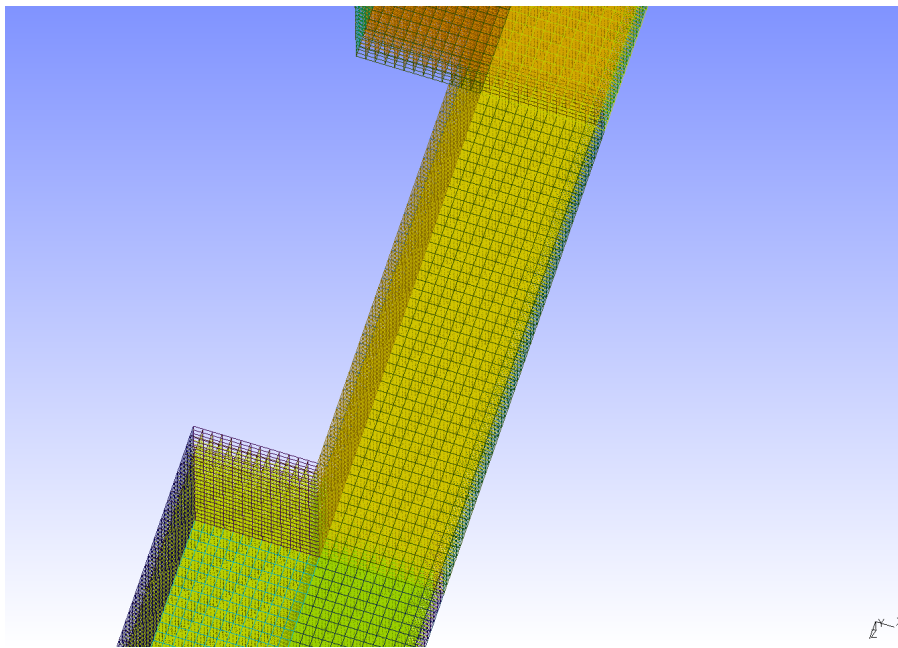


FIGURE VII.33 – Maillage réalisé sur Gmsh autour de la marche pour  $Re_f = 500$ .

**c) Le modèle :** le choix du modèle considéré est conditionné par les données expérimentales. Pour le modèle thermo-physique, l'écoulement est laminaire et maintenu à température constante, le modèle est donc stationnaire, pas de modèle de turbulence ni de modèle thermique. Pour les conditions aux limites, on considère que l'écoulement est injecté à l'entrée du tube avec une vitesse uniforme. La vitesse au niveau des parois est nulle (profil de Poiseuille), et la rugosité est nulle également.

## Test de convergence du calcul

Une fois le calcul terminé, nous passons à l'étape la plus chronophage et délicate, celle de l'extraction des données des résultats de simulation. Le premier test important qui permet de vérifier les calculs est celui de la convergence du calcul.

### Test de convergence pour la simulation Code\_Saturne :

La résolution de l'équation non-linéaire de Navier-Stokes dans le Code\_Saturne nécessite une série d'étapes de calculs élémentaires (itérations). Ce calcul converge lorsqu'une variable particulière la vitesse dans notre cas ne varie plus d'une étape à l'autre du calcul.

La figure (VII.34) montre que pour un  $Re_f = 500$  la solution stationnaire est obtenue à partir de 25 itérations. Les données considérées dans la suite de ce document sont prises à  $N = 100$  au plan  $(x, z)$   $y^* = 0.5$ , au milieu de la conduite.

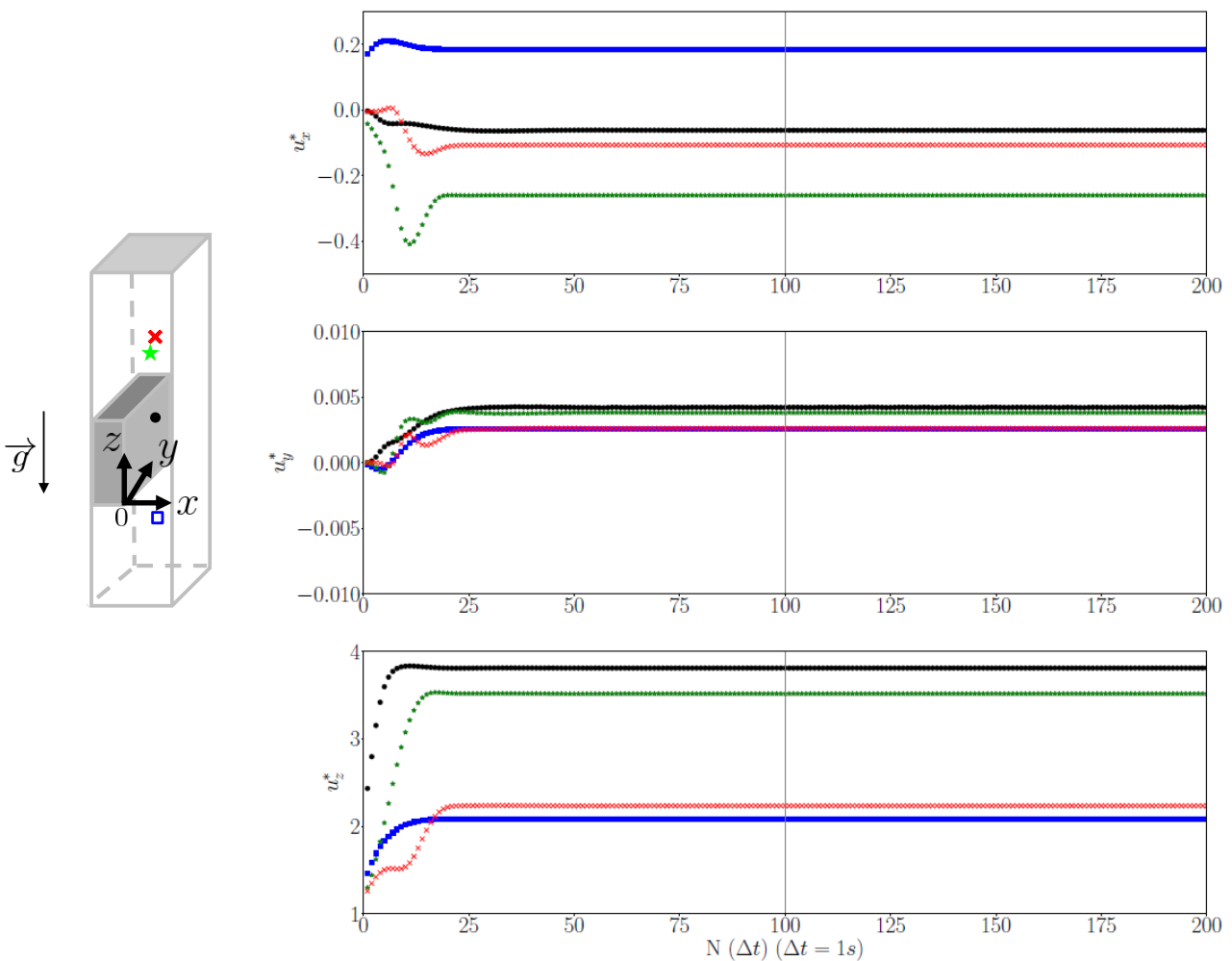


FIGURE VII.34 – Vérification de la convergence du calcul avec Code\_Saturne de l'écoulement autour de la marche pour  $Re_f = 500$ , vitesses  $u_x^*$ ,  $u_y^*$  et  $u_z^*$  en fonction du nombre d'itérations.



---

Lorsque le profil de vitesse est pleinement établi,  $u_z^*$  vaut  $2u_0$  ((★, ×), respectivement aux coordonnées  $(x^*, y^*, z^*) = (0.2, 0.5, 3)$  et  $(x^*, y^*, z^*) = (0.3, 0.5, 3.6)$ ). Au niveau de l'obstacle ((●),  $(x^*, y^*, z^*) = (0.3, 0.5, 1.8)$ ) la vitesse vaut  $\approx 4u_0$  par conservation de débit, en revanche, elle est beaucoup plus faible dans la zone en aval de l'obstacle ((□),  $(x^*, y^*, z^*) = (0.3, 0.5, -0.5)$ ).

Un test de convergence a également été réalisé pour le choix de la taille de maille à considérer. Ce test montre qu'à partir d'une taille de maille de  $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$ , le profil de vitesse ( $u_x, u_z$ ) reste inchangé et équivalent à celui obtenu expérimentalement dans le plan de la PIV. Nous avons choisi de travailler avec une taille de maille de  $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ mm}^3$ , qui correspond à la taille des particules suivies expérimentalement.



# Annexe D : Dispositif expérimental conçu au CEA pour le régime turbulent

## Montage

La section d'essais est installée sur la boucle MERCURE 200 et est entourée d'une armature bleue qui permet le maintien d'un réservoir pouvant contenir un volume  $\approx 1000$  l et dans lequel l'eau distillée arrive (écoulement ascendant), et permet d'autre part l'accès à ce réservoir par des escaliers afin d'y injecter des traceurs pour la PIV. La zone de pilotage est composée d'un ordinateur et d'une tour de contrôle permettant les réglages de débits sur une pompe centrifuge. Enfin, ce dispositif expérimental comporte trois principaux composants : le tube, la caméra et le laser (figure [VIII.35](#)), qui sont détaillés dans la suite de cette annexe.

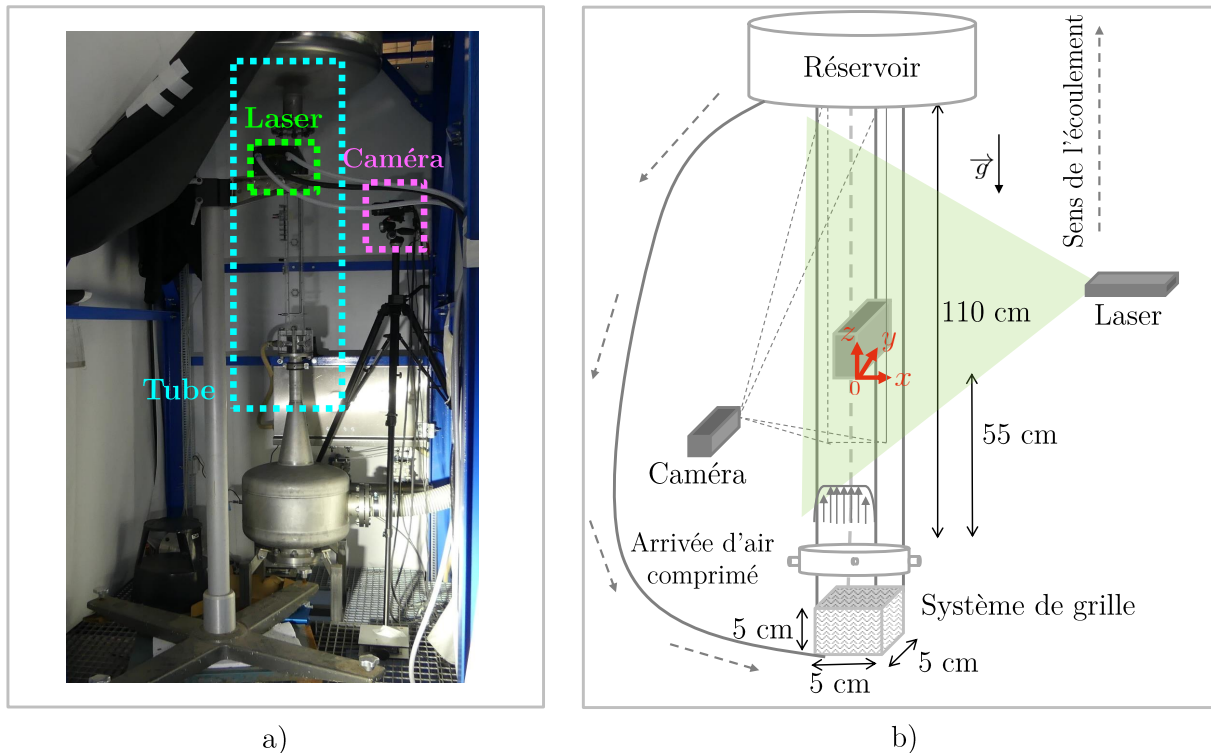


FIGURE VIII.35 – **Montage expérimental** : a) Vue de l'ensemble du montage avec en bas du tube le réservoir lié à la pompe, le tube, encadré par les pointillés cyans, communique dans sa partie haute avec un réservoir ayant une capacité d'environ  $10^3 m^3$ . Cette photo est prise derrière le laser délimité en pointillés vers sur la figure ; b) Schéma explicatif avec les dimensions.

Nous avons dimensionné et conçu ce dispositif avec le logiciel de conception assistée par ordinateur 3D **SolidWorks** (TESTANIÈRE (2018)). Il a été installé dans la boucle MERCURE 200 au laboratoire LTHC du CEA Cadarache. La section d'essais est composée de deux parties principales : un tube qui pourra intégrer plusieurs modules pour différentes configurations (différents obstacles, des points d'injection de particule le long de ce tube, qui peuvent être utilisés également pour des prises de pression, ...) (figure VIII.36 (à gauche)). Le tube est en PMMA transparent avec une qualité de finition optique sur les quatre faces intérieures et extérieures. La deuxième partie est une arrivée d'air qui permet d'injecter différents débits d'air comprimé (figure VIII.36 (à droite)) dans le tube. Celui-ci est représentatif de la phase vapeur dans le cas des essais sur COLENTEC.

Deux obstacles ont été utilisés dans les essais : le premier est une marche similaire à celle utilisée dans les essais en régime laminaire (figure VIII.37 (à gauche)) de  $2.5\text{ cm}$  de largeur et  $5\text{ cm}$  de hauteur. Le deuxième représente une marche avec des cannelures, figure VIII.37 (à droite). C'est une forme d'obstacle qui a été utilisée sur la boucle COLENTEC<sup>3</sup> pour tester l'influence de la présence d'une succession de restrictions sur le piégeage des particules à ce niveau. Les

3. Installation au CEA Cadarache qui recrée les conditions thermodynamiques, chimiques et géométriques représentatives de la huitième plaque entretoise dans un générateur de vapeur de centrale de type réacteur à eau pressurisée

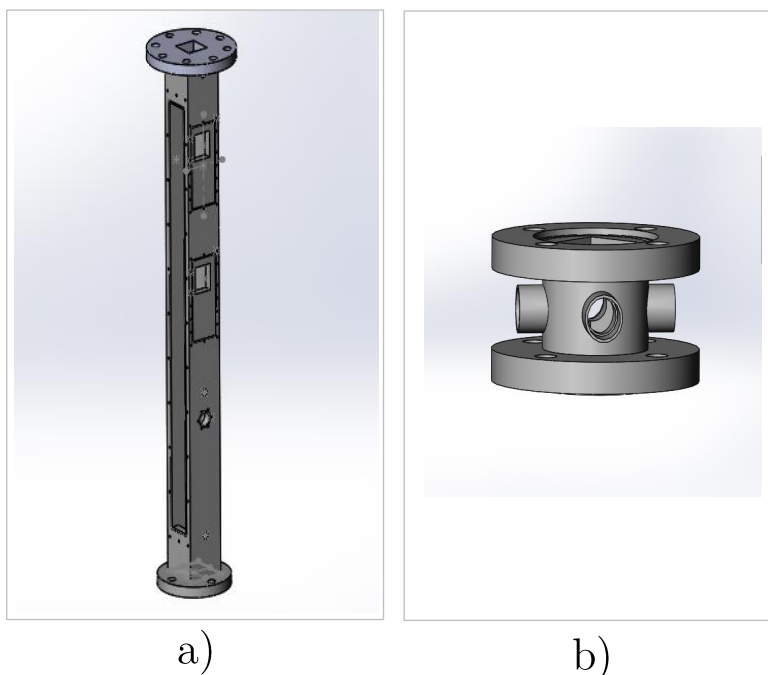


FIGURE VIII.36 – **Parties de la section d’essai** : a) section de mesure et b) section d’arrivée d’air comprimé dans le dispositif expérimental. TESTANIÈRE (2018).

deux obstacles sont en PMMA transparent. Nous avons observé dans l’étude réalisée dans un régime d’écoulement laminaire, l’apparition de ces 3 zones de recirculation, en amont, en aval et sur le bord d’attaque de l’obstacle, raison pour laquelle nous avons décidé de mettre des trous vers ces 3 zones, sur les deux obstacles.

Une caméra CCD<sup>4</sup> de 4 *Megapixels*, modèle 630091 de chez TSI est utilisée, avec une résolution spatiale de  $2048 \times 2048$  *pixels* et une fréquence d’acquisition de 15 images par seconde pour chaque couple d’images. Ce  $\delta t$  est synchronisé avec le laser et correspond au temps entre deux séquences de tir. Il est fixé, sous la rubrique "Timing setup", de manière à ce que le déplacement des particules n’excède pas le quart de la taille de la zone d’interrogation ( $64 \times 64$  *pixels*<sup>2</sup>). L’objectif utilisé est un Nikon de focale fixe de 50 *mm*. La profondeur de champ de l’objectif doit être supérieure à l’épaisseur de la nappe laser (1.5 *mm*) de sorte que toutes les particules éclairées par le laser soient visibles nettement par la caméra.

## Fluide

De l’eau distillée a été utilisée pour tous les essais réalisés en turbulence et présentés dans cette partie. En effet, vu l’importance du volume d’eau pour chaque essai  $\approx 700$  *litres*, nous avons renoncé à l’utilisation d’une solution d’eau et de saccharose, même pour les tests de suivi de

4. Charge Coupled Device

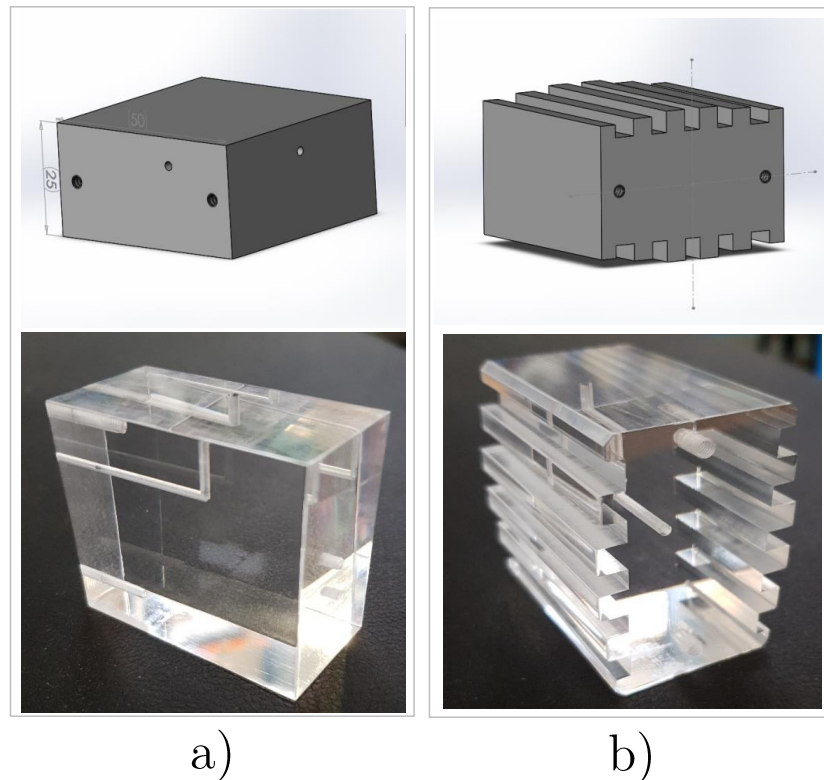


FIGURE VIII.37 – *Les deux géométries d'obstacles utilisés sur la section d'essais en régime d'écoulement turbulent : a) une marche et b) une marche cannelée*, TESTANIÈRE (2018).

particules. La section d'essais est remplie avant chaque campagne d'essais avec de l'eau distillée à température et pression ambiantes  $T \approx 22^\circ\text{C}$ ,  $P \approx 1\text{atm}$ .

## Particules

Les particules utilisées pour la PIV sont les mêmes que celles utilisées sur le premier dispositif expérimental (détaillé dans le chapitre 2), à savoir : des billes creuses de verre enrobées d'argent, de taille  $a_p = 7.5 \mu\text{m}$  et de masse volumique  $\rho_p = 1400 \text{kg.m}^{-3}$ .

Préalablement trempées dans de l'eau distillée, des particules de polystyrène de rayon  $a_p = 250 \pm 20 \mu\text{m}$  et de masse volumique  $\rho_p = 1050 \text{kg.m}^{-3}$  (voir chapitre 2) ont été utilisées pour tester le suivi de particules autour de l'obstacle dans ces régimes d'écoulement.

## Système PIV

Le principe de la technique est le même que celui détaillé dans le chapitre 2. En revanche, les composants nécessaires sont différents. Le matériel nécessaire à la réalisation de mesures par PIV est listé ci-dessous (figure VIII.38) :

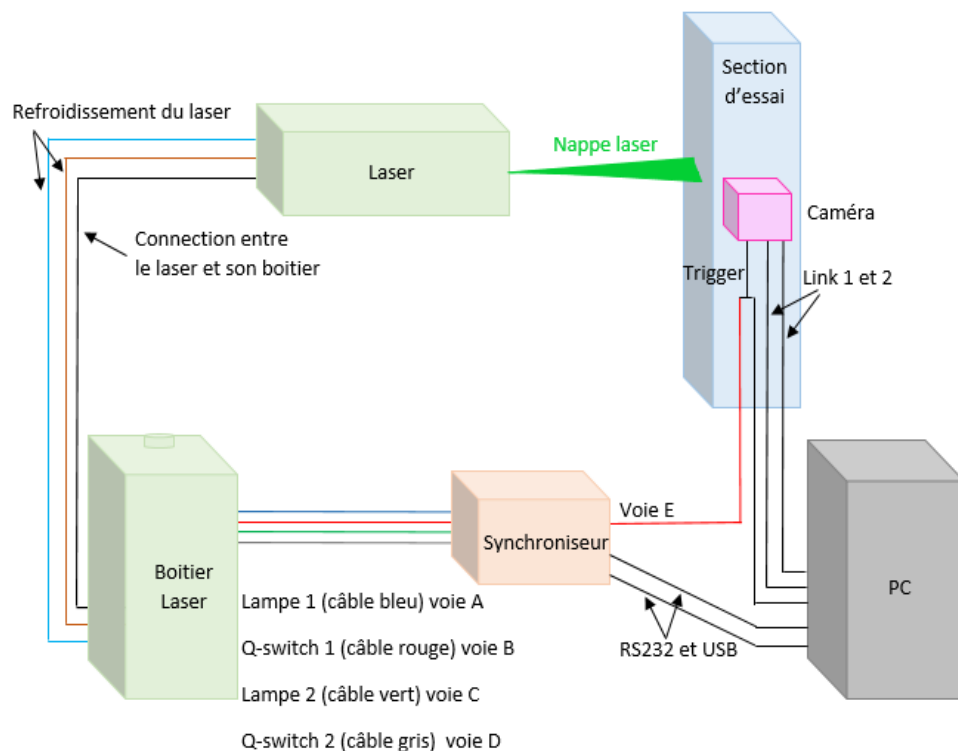


FIGURE VIII.38 – *Différents composants du système PIV utilisé.* HOLVECK (2018).

Un laser *EverGreen 200 (Quantel)* : qui est un système laser double impulsion Nd :YAG, émettant dans le domaine visible à une longueur d'onde de  $532 \text{ nm}$ . Son niveau d'énergie est de  $200 \text{ mJ}$  à une fréquence maximale de  $15 \text{ Hz}$  par impulsion.

Une optique pour génération de la nappe laser qui se compose de deux parties : un module de focalisation qui permet d'ajuster en continu la distance focale et une lentille cylindrique pour étaler le faisceau laser incident suivant une seule direction, générant ainsi une nappe laser (modèle 610026 TSI).

Un synchroniseur qui sert de contrôleur principal pour les différents éléments du système. Il synchronise de façon automatique les impulsions laser, la caméra, les interfaces de caméra et tout dispositif externe lors de la configuration du système et de l'acquisition d'images. Pour les mesures PIV, la durée du délai d'impulsion et le temps entre les impulsions nécessaires à l'acquisition des images doubles impulsions sont contrôlés par ce composant par le biais du logiciel INSIGHT 4G™.

Un ordinateur d'acquisition doté du logiciel INSIGHT™ 4G a été utilisé pour l'acquisition, l'analyse et l'affichage des données en PIV. Celui-ci est capable de contrôler plusieurs équipements (laser, synchroniseur, ...) et d'analyser rapidement les résultats.

## Caractérisation de l'écoulement à haut Reynolds

Une étude expérimentale préliminaire portant sur la caractérisation de l'écoulement, autour des deux obstacles présentés dans l'annexe D, et à un Reynolds équivalant à celui dans le circuit secondaire,  $Re_f = 10^5$ , a été réalisée. La première étape consiste à ensemencher l'écoulement avec les traceurs, figure VIII.39.

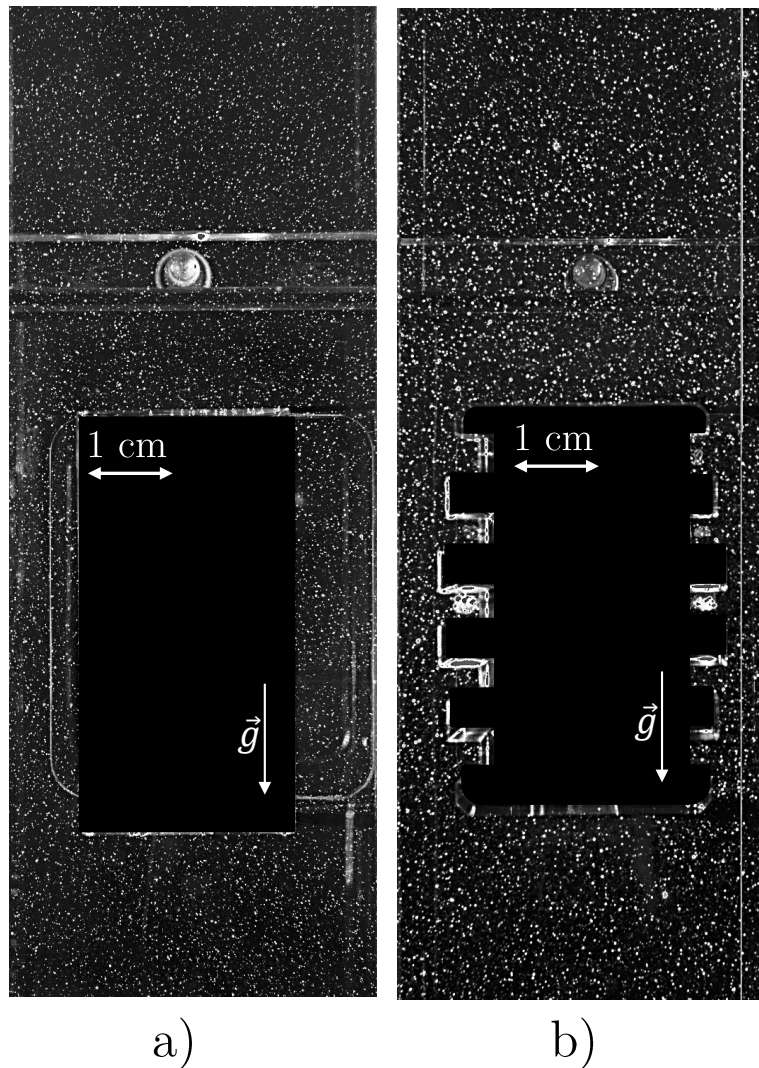


FIGURE VIII.39 – *Ensemencement de l'écoulement à  $Re_f = 10^5$  : a) distribution des traceurs autour du premier obstacle ; b) distribution des traceurs autour du deuxième obstacle cannelé.*

Une cartographie des vitesses suivant la direction  $z^*$ , autour du premier obstacle est présentée dans la figure VIII.40. Celle-ci montre une accélération de l'écoulement dans les zones de restriction. Des zones de vitesses faibles ( $< u_0$ ) sont observées en amont et à l'aval de l'obstacle.



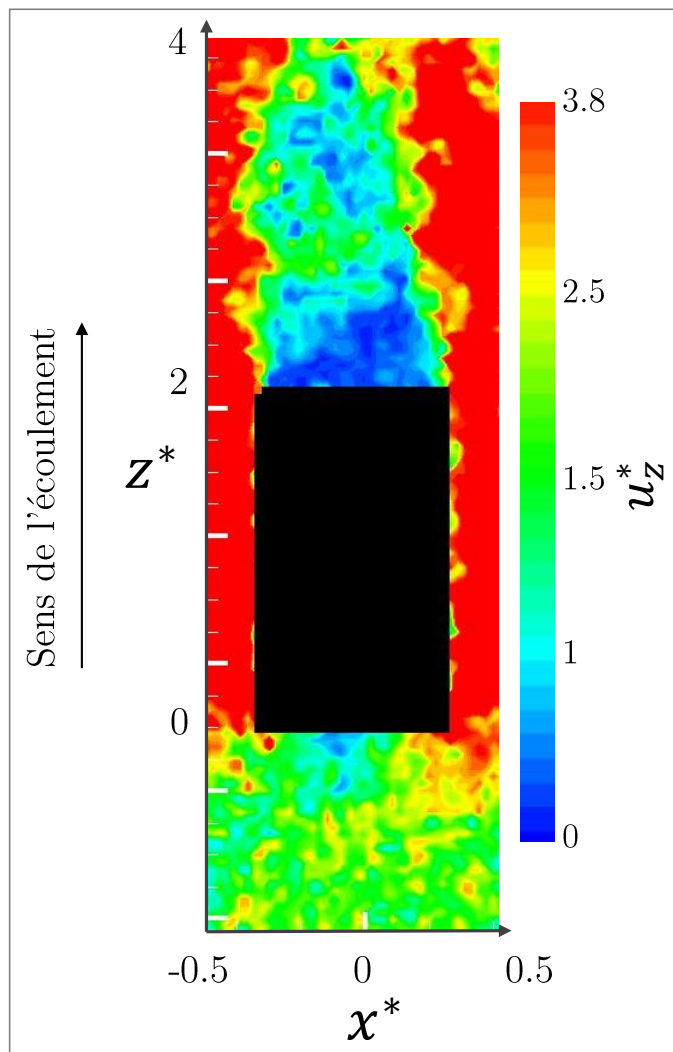


FIGURE VIII.40 – *Écoulement autour du premier obstacle à  $Re_f = 10^5$ , cartographie de la vitesse de l'écoulement suivant la direction principale  $u_z^*$ . Des zones de faibles vitesses sont formées au niveau de la zone aval mais également en amont et de part et d'autre de l'obstacle.*

Dans cette zone, des tourbillons se forment de manière aléatoire, on peut en distinguer trois, de différentes tailles, sur la figure VIII.40. Celle-ci montre également la formation de "bourelets" sur le bord d'attaque, de part et d'autre de cet obstacle. Comme pour les cas précédents, ces zones de recirculation représentent des zones de potentiel piégeage de particules. Le calcul des nombres sans dimensions donne les valeurs suivantes :  $St = 0.02$ ,  $W = 1.4 \cdot 10^{-6}$ ,  $R = 0.545$  et  $P = 3 \cdot 10^{-4}$ . La valeur du nombre de Stokes indique que les particules utilisées, peuvent ne pas être des traceurs de l'écoulement. Malgré cela, les observations montrent le piégeage de ces particules dans des zones particulières autour de l'obstacle.

Dans le cas du deuxième obstacle, la figure VIII.41 montre que l'écoulement subit une accélération dans les zones de restriction de part et d'autre de l'obstacle.

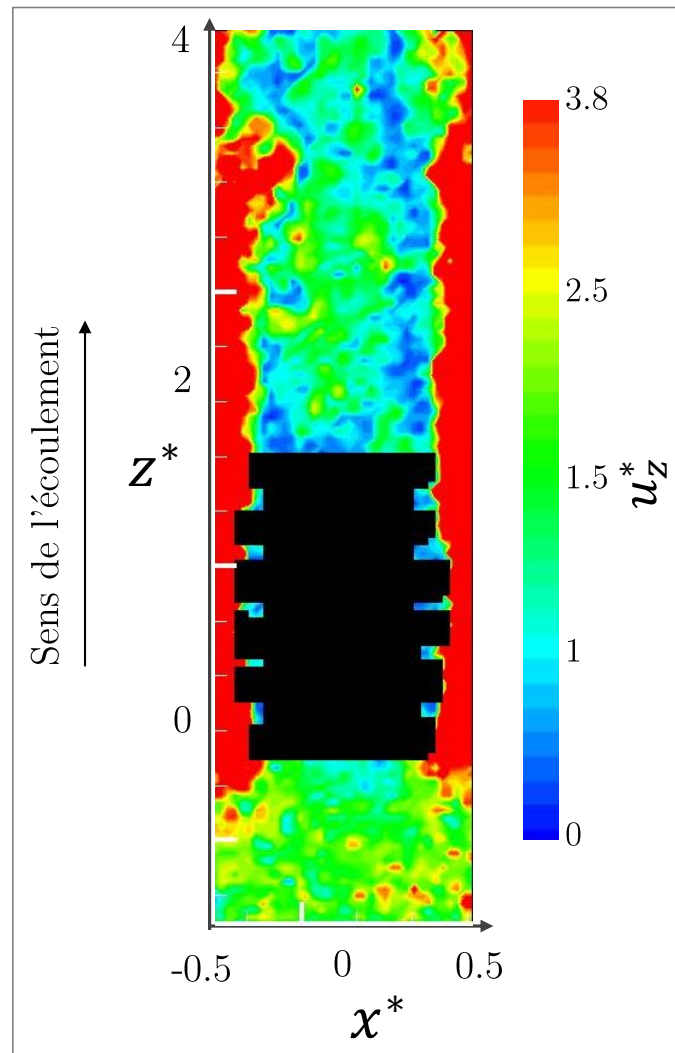


FIGURE VIII.41 – *Écoulement autour du deuxième obstacle à  $Re_f = 10^5$ , cartographie de la vitesse de l'écoulement suivant la direction principale  $u_z^*$  qui présente d'intéressantes zones à faibles vitesses à l'intérieur des cannelures, mais aussi dans la zone de recirculation aval.*

En revanche, on observe qu'à l'intérieur des cannelures et dans la zone aval de cet obstacle, la vitesse suivant la direction principale, n'excède pas  $1.5 u_0$ . Ces observations sont intéressantes puisque leur confrontation aux résultats obtenus avec cette même géométrie d'obstacle sous COLENTEC, permet de voir que ces zones de recirculation au niveau des cannelures, correspondent aux zones de piégeage des particules.

Le rôle de la présence de l'air dans un écoulement turbulent autour d'un obstacle dans le piégeage de particules autour de ce dernier reste une piste à exploiter pour expliquer davantage l'impact de l'hydrodynamique de l'écoulement dans le colmatage. Dans notre dimensionnement de la section d'essai pour les expériences dans un régime d'écoulement turbulent, une partie qui permet d'injecter de l'air qui est représentatif de la phase vapeur dans le cas réel du circuit secondaire a été intégrée (page 196, arrivée d'air comprimé). Il est compliqué de visualiser des particules à travers les bulles (figure VIII.42), mais c'est une des perspectives de cette étude que nous avons souhaité explorer.

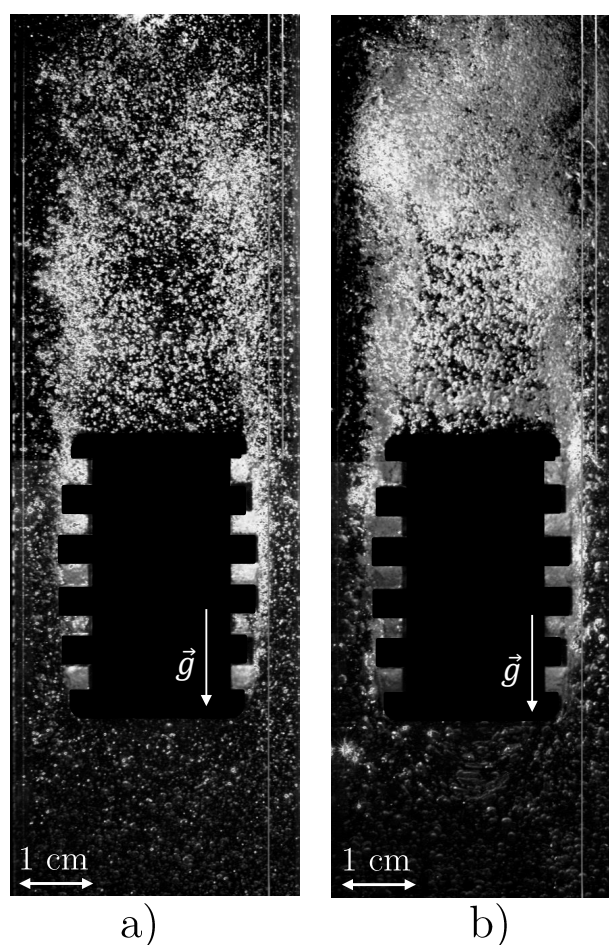


FIGURE VIII.42 – *Injection d'air autour de l'obstacle 2 à  $Re_f = 10^5$ .*

**Résumé :** Les écoulements de particules sont présents dans de nombreux phénomènes naturels et applications industrielles. Lorsque ceux-ci rencontrent un ou plusieurs obstacles, les particules peuvent se retrouver piégées et se déposer contribuant ainsi à colmater la conduite où s'écoule la suspension. C'est ainsi que dans l'industrie nucléaire, un des problèmes récurrents est le colmatage des générateurs de vapeur présents dans les centrales nucléaires. L'obstruction progressive de l'écoulement au niveau des plaques entretoises maintenant les tubes de cet échangeur de chaleur réduit l'efficacité de celui-ci et peut induire une fissuration des tubes entraînant une rupture et des dommages. Le générateur de vapeur perd alors son rôle de barrière de sécurité de la centrale nucléaire. D'un point de vue fondamental, le transport de particules par un écoulement laminaire ou turbulent a fait l'objet d'une attention croissante au cours de la dernière décennie. Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés au transport de particules solides autour d'obstacles au sein d'un écoulement confiné. Nous avons développé un dispositif expérimental modèle sous la forme d'un tube vertical dans lequel un fluide circule en régime laminaire. À mi-hauteur de ce tube est inséré un obstacle autour duquel nous avons étudié les trajectoires de particules injectées depuis différents endroits le long du tube et nous avons observé des particules piégées dans la zone de recirculation présente en aval de l'obstacle. En parallèle, nous avons modélisé la trajectoire de particules individuelles en nous appuyant sur l'équation de Boussinesq-Basset-Oseen et en utilisant soit une caractérisation 2D de l'écoulement mesuré par PIV, soit une caractérisation 3D calculée par le logiciel Code\_Saturne, code CFD. Les comparaisons que nous avons faites entre expériences et modélisation ont montré un bon accord, nous permettant d'utiliser le modèle pour une étude paramétrique plus étendue que celle que nous avons pu faire expérimentalement. Cependant en régime laminaire et lorsque fluide et particules sont isodenses, nous n'avons pas observé de piégeage permanent de particules autour de l'obstacle. Les perspectives de cette étude sont de s'intéresser au comportement de suspension diluées dans la même configuration. Des résultats préliminaires ont montré un mécanisme intéressant de remplissage puis de vidange en particules des zones de recirculation autour de l'obstacle. Une autre perspective est d'étudier le couplage entre la nature de l'écoulement et le piégeage des particules. Le dispositif expérimental permettant de faire cette étude a été réalisé au cours de cette thèse.

**Abstract :** Particle flows are found in many natural phenomena and industrial applications. When the particles encounter one or more obstacles, they can be trapped and settled, triggering the clogging of the pipe containing the suspension. For example, in the nuclear industry, the clogging of steam generators in nuclear power plants is common. Progressive obstruction at the support plates holding the tubes of this heat exchanger reduces the efficiency of the heat exchanger and can induce cracking of the tubes leading to breakage and damage. The steam generator then loses its role as a safety barrier in the nuclear power plant. From a fundamental point of view, particle transport by laminar or turbulent flows has received increasing attention over the last decade. In this PhD dissertation, we focus on the transport of solid particles around obstacles in a confined flow. We developed a model experimental device consisting of a vertical tube in which a fluid flows in a laminar regime. An obstacle was inserted at the middle height of the tube and neutrally-buoyant particles were injected at different locations along the tube. We investigated the particle trajectories and observed trapping of particles in the recirculation zone downstream of the obstacle. We also modeled the trajectories of individual particles based on the Boussinesq-Basset-Oseen equation and using either a 2D characterization of the flow measured by PIV or a 3D characterization calculated by the software Code\_Saturne, CFD code. Decent agreement between experiments and modeling can be achieved when the 3D nature of the flow is accounted for in a very fine manner. However, in the laminar regime with neutrally buoyant particles, we did not observe any permanent trapping of particles around the obstacle. This study could be extended to the investigation of the behavior of dilute suspensions in the same configuration. Preliminary results have shown an interesting mechanism of a filling followed by an emptying of particles in the recirculation zones around the obstacle. Another perspective is to study the coupling between the nature of the flow and the trapping of the particles. The experimental set-up used in this study was built up during the PhD thesis.

