

Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :
Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :
Dynamique des Fluides

Présentée et soutenue par :
Nicolas BROSSE

le : mercredi 15 décembre 2010

Titre :
Trajectoire et sillage d'un corps en chute libre
en interaction avec un autre corps
ou en présence d'un confinement

JURY

WESFREID José-Eduardo, Directeur de recherche CNRS-ESPCI Paris Tech (Président)
SHERWOOD John, Chercheur, Université de Cambridge (Membre)
VERZICCO Roberto, Professeur de recherche, Università di Roma "Tor Vergata" (Membre)
MAGNAUDET Jacques, Directeur de recherche, CNRS-INP Toulouse (Membre)
ERN Patricia, Chargée de recherche, INPT (Membre)

Ecole doctorale :
Mécanique, Énergétique, Génie civil et Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :
Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT)

Directeur(s) de Thèse :
MAGNAUDET Jacques (Directeur de thèse)
ERN Patricia (co-Directrice de thèse)

Rapporteurs :
CLANET Christophe, Laboratoire LadHyX, Ecole Polytechnique, Palaiseau
SCHOUVEILER Lionel, Maître de conférences, IRPHE, Marseille

Si l'idée n'est pas a priori absurde, elle est sans espoir.

Albert Einstein

Résumé

Un corps en chute libre dans un fluide sous l'effet de la gravité peut être soumis à des perturbations. De façon générale, celles-ci peuvent être dues aux mouvements propres du fluide porteur, à la présence d'autres corps mobiles ou encore à la présence de parois. Dans un premier temps, nous avons choisi de nous intéresser à l'interaction de deux disques identiques chutant dans un fluide de densité proche de celle du corps. Différents comportements d'interaction sont observés pour des disques de rapports de forme variable (diamètre sur épaisseur) et des nombres de Reynolds (effets inertiel sur effets visqueux) couvrant des trajectoires rectilignes et périodiques oscillantes. Lorsque les disques sont lâchés en tandem, ils s'attirent et se rencontrent. Après le contact, le comportement dépend du rapport de forme : les disques épais se séparent et tombent côte à côte, tandis que les disques minces continuent leur évolution ensemble dans une configuration relative stable. Lorsque les corps sont lâchés côte à côte, on observe une répulsion des corps qui se traduit par un éloignement horizontal. Une modélisation pour chacun de ces comportements (attraction, répulsion) a été proposée. Dans un deuxième temps, nous avons étudié l'effet de parois fixes sur le mouvement d'un disque isolé en chute libre. Les disques sont lâchés dans des tubes cylindriques créant différents rapports de confinement (diamètre du disque sur diamètre du tube). Nous avons mis en évidence que le comportement du corps dépendait du rapport de forme : la trajectoire d'un disque mince est déstabilisée par le confinement, alors que celle d'un disque épais est stabilisée. Des visualisations des sillages à l'aide de colorants ainsi que des simulations numériques de l'écoulement autour de disques fixes ont été réalisées et ont permis de mieux comprendre le rôle du sillage sur les interactions.

Mots-Clés :

Corps mobiles, sillage de corps tridimensionnels, instabilité, trajectoire, interaction, confinement.

Abstract

A body falling in a fluid under the effect of gravity may be perturbed by the presence of other bodies or fixed boundaries. We first focused our attention on the interaction of two identical disks in freefall. We investigated the kinematics of disks with different aspect ratios χ (ratio of diameter to thickness) and with different initial relative positions, for a range of Reynolds numbers (ratio of inertial effects to viscous effects) covering both rectilinear trajectories and periodic, oscillating trajectories. When the disks are falling in tandem, the trailing body accelerates until it catches up the leading one. After the contact, the behaviour depends on the aspect ratio. Thicker disks ($\chi = 3$) separate and fall side by side and separated while thinner disks ($\chi = 10$) continue their fall together in Y or T reversed position. A model of the different types of interaction (entrainment by the wake and horizontal repulsion) is proposed. The second part of the study is devoted to the effect of fixed walls on the kinematics of freely falling bodies. The behaviour again depends strongly on the aspect ratio: a thin disk is destabilized when the blockage ratio (ratio of disk diameter to tube diameter) increases, whereas thicker disks are stabilized. In addition, visualizations of the wakes using dyes and numerical simulations for fixed disks were performed and provide a better understanding of the role of the wake in the interaction.

Key-Words :

Freely moving body, interaction, instability, body wake, path, blockage ratio.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Patricia Ern de m'avoir fait confiance pour ce sujet, de son suivi tout au long de la thèse ainsi que de ses conseils scientifiques et de la relecture attentive de ce manuscrit. Elle a su m'aiguiller au cours de ces trois années tout en me laissant la liberté d'explorer mes idées.

Je remercie les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ce travail. Je suis en particulier reconnaissant envers Christophe Clanet et Lionel Schouveiller d'avoir accepté de rapporter sur ce mémoire.

Je remercie Jacques Magnaudet, directeur du laboratoire, Francois Charru et Dominique Legendre, responsables successifs du groupe, de m'avoir accueilli à l'IMFT au sein du groupe Interface ainsi que les membres du groupe Interface pour le cadre idéal de travail qu'ils ont su créer.

Je remercie Olivier Thual et Valdimir Bergez responsables successifs du département Hydraulique et Mécanique des Fluides de l'ENSEEIH de m'avoir permis d'effectuer le monitorat au sein de ce département. Je remercie également tout les enseignants du département auprès desquels j'ai pu entrevoir le métier d'enseignant.

Je remercie Marie Hélène Manzato pour m'avoir aidé dans les méandres de la partie administrative.

Je remercie tous les doctorants du groupe Interface, notamment pour les moments de détente lors des pauses café, ainsi que pour leur aide. En espérant n'oublier personne : Yacine, Jérôme, Bernardo, Irène, Serge, Eric, Yannick, Olivier, Sylvain, Brian, Marco, Agathe, Max, Jérémie, Cedric, Julie, Emma, Antoine, Bastien, Christophe, Pauline, Benjamain, Manel, Vincent, Mélanie, Thomas, Romain, Lucia, Emmanuella...

Merci aux personnes de l'atelier Jean-Marc Sfedj, Laurent Mouneix, Jean-Pierre Escafit pour leur aide et leurs conseils lors de la modification du dispositif expérimental et des réparations de fuites. Je tiens aussi à remercier les personnes de signaux images Hervé Ayrolle et Sébastien Cazin pour leur aide dans la mise en place du système d'acquisition, ainsi que Gregory Ehese pour son soutien technique et sa bonne humeur.

Un remerciement spécial à Franck Auguste qui m'a donnée sa version du code JADIM clé en main avec service après vente, pour la réalisation des simulations numériques.

Enfin je remercie ma famille pour son soutien durant ces trois années.

Table des matières

Introduction générale	1
1 Contexte général	3
1.1 Motivations	3
1.2 Interaction hydrodynamique de deux corps placés en tandem	5
1.3 Interaction hydrodynamique de deux corps placés côte à côte	8
1.4 Sillages et trajectoires de corps isolés fixes et mobiles	11
1.4.1 Instabilité du sillage d'un corps fixe placé dans un écoulement incident	12
1.4.2 Mouvement d'un corps en ascension ou en chute libre dans un fluide au repos	13
1.4.3 Cas des disques de rapport de forme variable	14
1.5 Sillages et trajectoires de corps confinés	18
2 La manipulation et les techniques mises en œuvre	23
2.1 Le dispositif expérimental	24
2.1.1 Caractéristiques des corps utilisés	24
2.1.2 La cellule d'essai	24
2.2 Trajectographie tridimensionnelle	27
2.2.1 Acquisition et traitement d'image	27
2.2.2 Traitement d'image lorsque les disques sont confondus	29
2.2.3 Traitement d'image des corps chutant en géométrie confinée	32
2.3 Traitement du signal	33
2.4 Visualisation du sillage à l'aide de colorant	34
2.5 Simulation numérique de disques fixes	37
2.6 Conclusion	41
3 Interaction de corps mobiles en chute libre	43
3.1 Cartographie des différents comportements d'interaction	43
3.2 Disques chutant en tandem	46
3.2.1 Corps en tandem ayant des trajectoires rectilignes	47
3.2.1.1 Trajectoire et séparation horizontale	47
3.2.1.2 Vitesse des corps dans le référentiel du laboratoire	48
3.2.1.3 Modélisation de l'entraînement	51

3.2.1.4	Interaction des sillages de disques en tandem	53
3.2.1.5	Simulation numérique de deux disques fixes en tandem	56
3.2.2	Corps en tandem ayant des trajectoires périodiques	59
3.2.2.1	Entraînement par le sillage	59
3.2.2.2	Caractéristiques des oscillations	61
3.2.3	Interaction de corps proches du seuil de l'instabilité de trajectoire	64
3.2.4	Synthèse sur les corps chutant en tandem	68
3.3	Corps accrochés	68
3.3.1	Corps accrochés stables	69
3.3.2	Caractéristique du mouvement des corps accrochés	70
3.3.3	Autres trajectoires observées	74
3.4	Corps chutant côte à côte	74
3.4.1	Cinématique de la répulsion pour des trajectoires rectilignes	77
3.4.2	Modélisation de la répulsion	80
3.4.3	Interaction de corps chutant côte à côte suivant des trajectoires périodiques	82
4	Chute libre d'un disque dans un tube vertical	85
4.1	Conditions de l'étude	86
4.2	Position des disques dans le tube	88
4.3	Cartographie des comportements	88
4.4	Modification de la vitesse de chute et du coefficient de traînée	93
4.5	Nature des trajectoires périodiques	95
4.6	Fréquence des oscillations	97
4.7	Amplitude des oscillations	99
4.8	Phase relative des oscillations de vitesse et d'inclinaison	101
4.9	Effet du confinement sur les disques de la "twilight zone"	102
4.10	Conclusion	104
	Conclusions et perspectives	105
	Références bibliographiques	107
A	Propriétés des disques utilisés dans les manipulations	113
B	Interaction de deux corps en chute libre	
	<i>19ème Congrès Français de Mécanique - 2009</i>	117
C	Paths of stable configurations resulting from the interaction of two disks falling in tandem	
	<i>Soumis à Journal of Fluids and Structures - 2010</i>	125

Nomenclature

α	angle relatif entre les disques dans le plan vertical perpendiculaire à celui oscillations ($^{\circ}$)
χ	rapport de forme
Δ_h	distance horizontale entre les centres de gravité des disques (m)
Δ_h^*	distance horizontale entre les centres de gravité adimensionnée par le diamètre d
Δ_h^{**}	distance horizontale entre les surfaces adimensionnée par le rayon $d/2$
Δ_z	distance verticale entre les centres de gravité des disques (m)
Δ_z^*	distance verticale entre les centres de gravité adimensionnée par le diamètre d
Δ_ρ	différence de masse volumique ($kg.m^{-3}$)
$\Delta_{h_{moyen}}$	distance horizontale entre les dérivées des centres de gravité (m)
$\Delta_{h_{traject}}$	distance horizontale entre les trajectoires des disques (m)
Δ_U	différence de vitesse verticale entre les disques ($m.s^{-1}$)
λ	longueur d'onde de la trajectoire (m)
μ	viscosité dynamique du fluide ($kg.m^{-1}.s^{-1}$)
ν	viscosité cinématique du fluide ($m^2.s^{-1}$)
ω	pulsation des oscillations principales (s^{-1})
ρ_f	masse volumique du fluide ($kg.m^{-3}$)
ρ_s	masse volumique du disque solide ($kg.m^{-3}$)
θ_x, θ_y	angles d'orientation du disque dans le plan principal des oscillations($^{\circ}$)
θ_X, θ_Y	angles d'orientation du disque par rapport à l'axe vertical ($^{\circ}$)
θ_{axe}	angle entre la projection verticale de la droite joignant les centres de gravité des disques et l'axe horizontal X ($^{\circ}$)
θ_d	angle entre la direction de la dérive horizontale des disques et l'axe x ($^{\circ}$)
θ_p	angle entre le plan principal des oscillations et l'axe X ($^{\circ}$)
ϑ	volume du disque (m^3)

Ar	nombre d'Archimède
Cd	coefficient de traînée
d	diamètre d'un disque (m)
f	fréquence des oscillations principales (s^{-1})
F_g	force de flottabilité ($kg.m.s^{-1}$)
g	accélération de la gravité ($m.s^{-2}$)
h	épaisseur d'un disque (m)
I^*	moment d'inertie adimensionnel du disque
L_t	longueur de la zone de recirculation du sillage proche du corps (m)
m_a	masse ajoutée dans la direction axiale (kg)
m_b	masse ajoutée dans la direction transversale (kg)
m_f	masse du liquide équivalente au volume du disque (kg)
m_s	masse du disque (kg)
r_{eg}	rayon équivalent (m)
Re	nombre de Reynolds
Re_c	nombre de Reynolds critique de l'instabilité de trajectoire
Re_{c1}	nombre de Reynolds critique du sillage d'un corps fixe (perte de symétrie axiale)
Re_{c2}	nombre de Reynolds critique du sillage d'un corps fixe (perte de stationnarité)
S	rapport de confinement entre le diamètre d du disque et le diamètre D du tube
S_{ref}	maître couple du disque (m^2)
St	nombre de Strouhal
T	période des oscillations principales (s)
t	temps (s)
t^*	temps adimensionné par U_m/d
t_{acc}	temps auquel les disques entrent en contact pour la première fois (s)
U^*	vitesse adimensionnée par la vitesse verticale de chute U_m d'un corps isolé
U_g	vitesse gravitationnelle ($m.s^{-1}$)
U_m	vitesse moyenne verticale de chute d'un corps isolé ($m.s^{-1}$)
U_n	vitesse verticale de chute théorique obtenue par simulation numérique ($m.s^{-1}$)
U_s	vitesse verticale de chute obtenue à partir d'un modèle ($m.s^{-1}$)

- U_z vitesse verticale de chute obtenue expérimentale ($m.s^{-1}$)
- U_{fz} vitesse axiale du fluide ($m.s^{-1}$)
- V_t vitesse maximale de recirculation dans le sillage proche ($m.s^{-1}$)
- X, Y coordonnées horizontales du disque (m)
- x, y coordonnées horizontales du disque dans le repère principal des oscillations (m)
- Z (ou z) coordonnée verticale du disque (m)

Introduction générale

Depuis longtemps, le mouvement d'inclusions dans un fluide au repos sous l'effet de la gravité a été l'objet de nombreuses attentions. Les premiers travaux datant du 16ème siècle sont attribués à Léonard de Vinci pour une bulle en ascension dans de l'eau. Ces inclusions peuvent être par exemple des bulles, des gouttes ou des objets solides. En fonction des paramètres qui contrôlent le problème, ces inclusions peuvent avoir différents comportements, avec des trajectoires qui peuvent en particulier être rectilignes ou présenter des oscillations périodiques. D'un autre côté, dans de nombreuses applications industrielles ou naturelles, les inclusions sont soumises à des perturbations qui modifient leurs mouvements par rapport à une situation de fluide au repos. De manière générale, ces perturbations peuvent être dues à la présence d'un écoulement dans le fluide porteur, à la présence d'autres inclusions ou encore d'obstacles solides à proximité.

L'interaction entre un grand nombre de particules, qui peuvent être de taille, de forme et de densité différentes, peut faire intervenir un grand nombre de paramètres. Afin d'avoir accès aux mécanismes élémentaires qui régissent ces interactions, nous nous sommes focalisés sur des situations simplifiées, à savoir deux corps mobiles identiques en interaction hydrodynamique par l'intermédiaire de l'écoulement qu'ils induisent. De récents travaux ont montré que la dynamique d'un disque en chute libre, dont la densité ρ_s est proche de celle du fluide ρ_f , présentait une grande richesse de comportements qui dépendent fortement du rapport de forme du corps (rapport entre son diamètre et son épaisseur). La motivation principale de ce travail est donc d'étudier le comportement de tels corps en interaction. Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à l'effet du confinement, et donc de parois fixes, sur le comportement de ces corps.

Dans le chapitre 1, nous commencerons par rappeler le contexte général de l'étude et les objectifs qui ont motivé ce travail. Nous ferons également dans cette partie une brève synthèse des travaux précédents. Au chapitre 2, nous décrirons les moyens expérimentaux et numériques qui ont été mis en œuvre afin d'obtenir des données sur les mouvements et également sur le sillage des disques. Dans une troisième partie nous décrirons les différents comportements d'interaction de deux disques identiques en chute libre. Nous étudierons en particulier quantitativement la cinématique que crée l'interaction, à savoir s'il y a attraction, répulsion, ou indifférence entre les disques en fonction de leur position relative. Enfin, nous étudierons au chapitre 4 le cas de disques en chute libre dans un tube cylindrique. Nous regarderons les effets de la proximité de la paroi du tube sur la cinématique des disques en faisant varier le diamètre des tubes. Nous terminerons par les conclusions ainsi que les perspectives qu'ouvrent ce travail.

Chapitre 1

Contexte général

Après un positionnement général du problème au paragraphe 1.1, les sections suivantes présentent une brève synthèse des connaissances actuelles sur l'interaction entre un corps mobile et un autre objet mobile. On considérera ici des nombres de Reynolds intermédiaires de l'ordre de la dizaine à quelques centaines. Nous nous intéresserons plus précisément au cas de deux objets identiques en interaction par l'intermédiaire de l'écoulement qu'ils induisent, placés dans différentes configurations relatives, à savoir en tandem (§ 1.2), côte à côte (§ 1.3) ou dans une position relative quelconque par rapport à l'écoulement incident. Afin de quantifier l'influence de l'interaction sur le comportement du corps, il convient tout d'abord de connaître la dynamique propre du corps dans le cas isolé et non-confiné. C'est pourquoi nous rappellerons les principaux résultats obtenus pour les sillages et les efforts sur un corps fixe ainsi que ceux concernant la trajectoire d'un corps mobile isolé en ascension ou en chute libre dans un liquide au repos (§ 1.4). Enfin, nous présenterons au paragraphe 1.5 l'effet du confinement sur les sillages et les trajectoires de corps fixes et mobiles.

1.1 Motivations

Les écoulements multiphasiques avec une phase fluide continue et une phase dispersée sont utilisés dans de nombreuses applications industrielles, par exemple les réacteurs à bulles (transfert de masse) ou les lits fluidisés. Dans ce dernier cas, la mise en suspension de particules solides plus denses que le fluide par un écoulement ascendant a été l'objet de nombreuses études (Fortes *et al.* (1987) et références associées). Elles s'intéressent notamment aux conditions de mise en suspension des particules ainsi qu'à la forme du lit. Différents régimes sont observés dans ce cadre, l'interaction entre les particules solides semble jouer un rôle prépondérant dans la topologie du lit. Les particules peuvent se répartir uniformément dans l'écoulement ou au contraire avoir tendance à s'agréger en laissant d'autres zones vides de particules. Ce dernier phénomène est appelé "void cracking", des poches fluides se formant, comme sur la figure 1.1. Les mécanismes élémentaires d'interaction entre les particules jouent un rôle dans la disposition du lit fluidisé. De même, si on considère des écoulements à phases dispersée fluide-fluide ou fluide-gaz, par exemple l'ascension d'un essaim de bulles dans un fluide au repos. Le comportement d'un nuage de bulles pose encore de nombreuses questions, notamment le fait qu'il y ait des agrégations horizontales (clusters) de bulles ou pas. Différents mécanismes entrant en jeu,

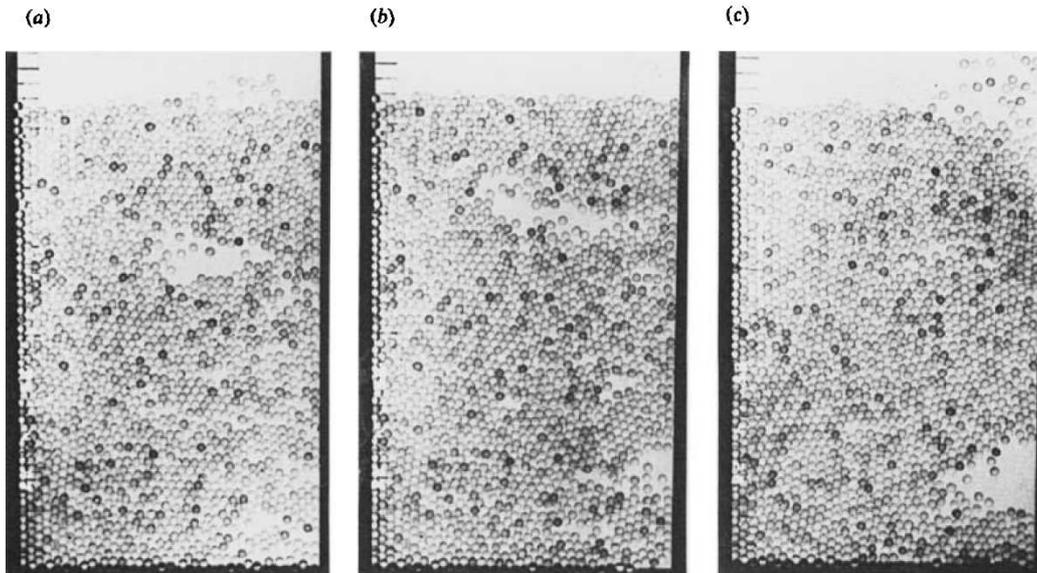


FIGURE 1.1 – Fluidisation de billes de verre avec un taux de vide de 0,53 en deux dimensions dans un écoulement incliné à $Re = 1080$, d’après Fortes *et al.* (1987).

l’agitation induite par le nuage de bulles tend à homogénéiser l’écoulement (Riboux *et al.*, 2010), alors que l’interaction entre deux bulles tend à aligner les bulles selon un axe horizontal (voir Hallez & Legendre (2010) et références associées) et favorise les clusters. L’étude la plus simple pour comprendre une partie de ces mécanismes est l’interaction entre seulement deux particules. Elle sera pertinente pour l’aide à la description de tels écoulements si la concentration des particules est faible, et qu’une particule n’interagit au plus qu’avec une autre.

L’interaction entre des corps par l’intermédiaire de leurs sillages a également des applications dans le domaine de la biomécanique. Des groupes d’animaux peuvent avoir un comportement coopératif et coordonner leurs déplacements. Certaines études développées dans ce contexte ont en effet pour objectif de comprendre de quelle façon certaines espèces animales (insectes, oiseaux ou poissons), d’une part, utilisent le couplage entre le battement de leurs appendices locomoteurs et l’écoulement qui en résulte à des fins de propulsion, de changement rapide de direction ou, au contraire, pour maintenir leur position, et, d’autre part, mettent à profit les structures tourbillonnaires et la turbulence déjà présente dans le fluide environnant pour économiser leur énergie. Le but est alors de diminuer l’énergie nécessaire pour se déplacer. On peut citer pour exemple le phénomène d’aspiration dans les courses cyclistes (Kyle, 1979) ou les files de homards pendant leur migration sous-marine (Bill & Herrkind, 1976). Les corps suiveurs voient leurs forces de traînée réduites par rapport au leader. En effet, le sillage du corps de tête fait que le corps suiveur est placé dans des vitesses relatives de fluide moindres. Le résultat est souvent une agrégation et une diminution de la force de traînée de l’ensemble. Les approches utilisées pour décrire ces phénomènes consistent soit en des expériences employant des animaux vivants (Fish & Lauder, 2006; Bartol *et al.*, 2003) soit en des études numériques de corps épurés fixes ou partiellement mobiles (Eldredge & Pisani, 2008; Zhu, 2009), d’où l’intérêt d’une étude avec des corps mobiles, dont le mouvement est couplé aux forces qu’ils subissent ou imposent aux autres corps avoisinants.

D'un point de vue théorique, ce problème est également une situation modèle pour l'étude de l'interaction d'oscillateurs hydrodynamiques, dont le but est d'identifier et de modéliser les modes d'instabilités qui en résultent. On sait en effet que, dans un régime où les sillages des corps fixes ont des lâchers tourbillonnaires périodiques, ils peuvent se synchroniser. Les lâchers tourbillonnaires se font par exemple en phase ou en opposition de phase en fonction de la distance relative séparant les deux objets (cf. figure 1.4). Ce travail rejoint également ainsi les études expérimentales et théoriques menées, par exemple, pour des sillages couplés de deux corps fixes (Peschard & Le Gal, 1996) ou partiellement fixes (Zhou *et al.*, 2001) placés côte à côte dans un écoulement incident.

Une première approche de l'interaction de deux corps en interaction hydrodynamique par l'intermédiaire de leur sillage, la plus courante dans la littérature (Mittal *et al.*, 1997; Eldredge & Pisani, 2008), consiste à étudier le sillage résultant de l'interaction entre deux corps fixes, ou partiellement attachés, placés dans un écoulement incident. Ces études permettent également d'avoir accès aux forces agissantes sur les solides. Une autre approche consiste à étudier des objets mobiles. Il y a alors couplage entre les degrés de liberté du corps (en rotation et en translation) et les efforts hydrodynamiques induits par l'écoulement. Dans ce cadre, différents corps ont été étudiés, à savoir des bulles, des gouttes et des corps solides de forme variés. Le comportement des inclusions fluides (bulles ou gouttes) diffère de celui des corps solides car, d'une part, elles peuvent se déformer et d'autre part, la condition à la limite qui autorise le glissement à l'interface, modifie la production de vorticité à la surface du corps par rapport à un corps solide sur lequel une condition de non-glissement s'applique. De plus, pour les bulles et les gouttes, il peut également y avoir coalescence lors de leur rencontre. Nous consid  rerons dans cette partie uniquement des bulles indéformables ou des corps solides.

Nous présenterons donc une brève revue des comportements des sillages de deux corps fixes en interaction et des trajectoires de corps mobiles dans différentes positions relatives modèles, à savoir des corps placés en tandem (§ 1.2) par rapport à l'écoulement incident dans le cas de corps fixes, ou par rapport à la direction moyenne de déplacement dans le cas de corps mobiles. Une autre configuration est celle des corps placés côte à côte (§ 1.3). Pour les nombres de Reynolds considérés, les corps ont soit un sillage stationnaire, soit instationnaire avec des lâchers tourbillonnaires périodiques et les trajectoires des objets mobiles sont rectilignes ou périodiques oscillantes.

1.2 Interaction hydrodynamique de deux corps placés en tandem

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la configuration de deux corps placés en tandem par rapport à un écoulement incident dans le cas où les corps sont fixes ou par rapport à leur direction moyenne de déplacement lorsqu'ils sont mobiles a des applications dans les domaines de la biomécanique et du transport, notamment pour la réduction de traînée qu'elle peut procurer. Le cas modèle de deux cylindres fixes en tandem a été l'objet de nombreuses études par voie numérique dans des cas bidimensionnels (Mittal *et al.*, 1997; Meneghini *et al.*, 2001) pour des raisons de temps de calcul et plus récemment en trois dimensions (Carmo & Meneghini, 2006). Ces études mettent en évidence la réduction de la force de traînée sur le cylindre suiveur. Mizushima & Norihisa (2005) notent dans le cas d'un sillage instationnaire une diminution importante de la traînée pour des séparations autour

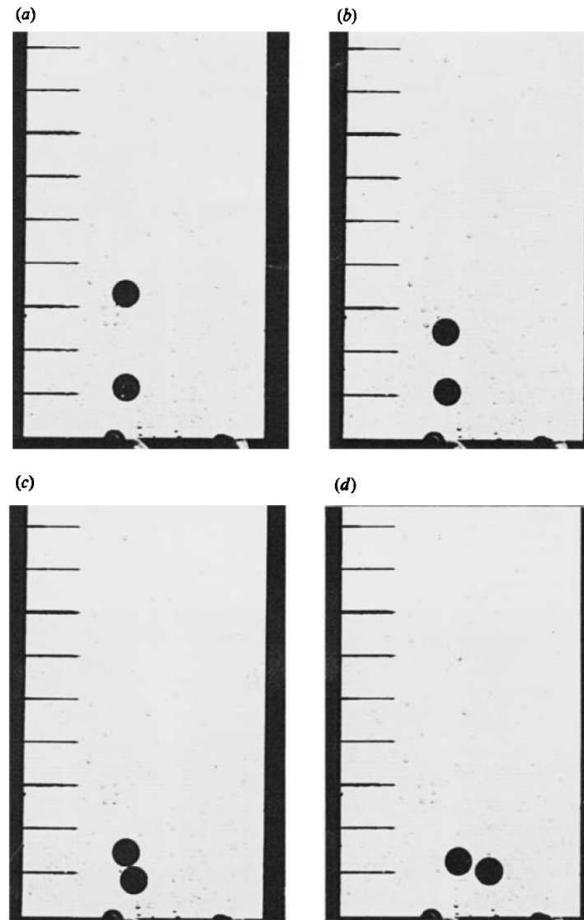


FIGURE 1.2 – (a,b) “Drafting” Entraînement de la sphère suiveuse dans le sillage de la sphère de tête (c) “Kissing” Contact entre les sphères (d) “Tumbling” Séparation après rotation, la sphère suiveuse passe devant la sphère de tête, d’après Fortes *et al.* (1987).

de $\Delta_z^* = 3.3$ (Δ_z^* est la distance entre les centres de gravité des cylindres adimensionnée par leur diamètre d). Ils trouvent également que cette configuration a un effet stabilisant sur l’écoulement. Le nombre de Reynolds critique ($Re = \frac{U_m d}{\nu}$), notée Re_{c2} , entre un sillage stationnaire et instationnaire peut atteindre $Re_{c2} \approx 85$ pour $\Delta_z^* = 2.5$ et est supérieur à celui d’un cylindre isolé qui est $Re_{c2} \approx 46$.

Cette configuration a également été étudiée pour des objets tridimensionnels, en particulier pour deux sphères fixes placées en tandem. Des études expérimentales de Tsuji *et al.* (1982) puis Zhu *et al.* (1994) se sont intéressées à l’évolution des efforts et de l’écoulement lorsque la distance entre les corps varie. La sphère suiveuse a une traînée réduite par rapport à la sphère isolée. La sphère de tête voit également sa traînée modifiée, elle peut diminuer ou augmenter d’environ 15% suivant la distance relative entre les centres de gravité des sphères. Zhu *et al.* (1994) ont proposé un modèle dynamique simulant la vitesse de la sphère suiveuse lors du rapprochement des deux sphères en prenant en compte la force de Basset. Ils trouvent que cette vitesse augmente linéairement avec le rapprochement des sphères pour des distances relatives $\Delta_z^* < 3$. Plus récemment, Tsuji *et al.* (2003) se sont intéressés numériquement aux sphères solides. Ils notent que comme dans le cas des cylindres bidimensionnels, la configuration en tandem stabilise l’écoulement. En effet, les sillages restent axisymétriques stationnaires jusqu’à des

nombre de Reynolds de 250 pour une distance $\Delta_z^* = 3$ entre les sphères, alors que pour une sphère isolée la bifurcation entre un sillage axisymétrique stationnaire et celui à symétrie plane stationnaire trouvée par [Johnson & Patel \(1999\)](#) se situe à $Re \approx 210$. [Yuan & Prosperetti \(1994\)](#) ont, quant à eux, étudié numériquement les efforts sur deux bulles sphériques pour des nombres de Reynolds compris entre 50 et 200. Ils trouvent qu’il existe une distance d’équilibre, notée $\Delta_{z_1}^*$, dont la valeur augmente avec le nombre de Reynolds ($\Delta_{z_1}^* = 3$ pour $Re = 50$ et $\Delta_{z_1}^* = 5.6$ pour $Re = 200$). Lorsque $\Delta_z^* < \Delta_{z_1}^*$ les bulles se repoussent, et pour $\Delta_z^* > \Delta_{z_1}^*$ elles s’attirent. Ils déduisent de leurs résultats que si les bulles étaient libres de se mouvoir latéralement par rapport à l’écoulement incident, la sphère suiveuse s’écarterait du sillage de la sphère de tête.

Pour des corps mobiles, la distance relative entre les corps peut évoluer au cours du temps. [Jayaweera & Mason \(1965\)](#) sont à notre connaissance les premiers qui s’intéressent expérimentalement à l’interaction en tandem entre deux disques à des nombres de Reynolds compris entre 1 et quelques centaines. L’attraction entre les deux disques chutant en tandem est visible pour des distances supérieures à 40 diamètres. Ils mentionnent que lorsque le disque suiveur se rapproche du disque de tête, il peut se mettre à osciller pour des distances relatives Δ_z^* comprises entre 2 et 3 diamètres. Puis, lorsqu’ils sont plus proches, les deux disques se mettent à osciller. Enfin, après le contact, les deux disques restent accrochés avec une position en Y et un angle de 30° entre les deux à des nombres de Reynolds de 100. [Pan et al. \(2005\)](#) ont également décrit numériquement cette position relative d’équilibre en Y entre deux ellipsoïdes à nombre de Reynolds 60. Pour des nombres de Reynolds faibles compris entre 1 et 10, [Jayaweera et al. \(1964\)](#) se sont intéressés à l’interaction de deux sphères identiques chutant librement dans un fluide au repos. Ils ont observé différentes situations. Lorsque les sphères sont placées l’une derrière l’autre, la sphère suiveuse est accélérée dans le sillage de la première. Puis, lorsqu’elles se rejoignent, la ligne joignant leurs centres de gravité tend à devenir horizontale et les deux sphères s’éloignent l’une de l’autre. Dans des cas bidimensionnels de particules cylindriques, [Feng et al. \(1994\)](#) et [Aidun & Ding \(2003\)](#) ont regardé numériquement cette configuration également pour des nombres de Reynolds faibles proches de 2. Leurs résultats diffèrent de ceux de [Jayaweera et al. \(1964\)](#), car, au final, les sphères se trouvent décalées l’une par rapport à l’autre et leurs positions relatives varient de façon périodique. La différence peut être due à la présence de parois proches dans les simulations ou à la différence entre le cas tridimensionnel et bidimensionnel. Pour des nombres de Reynolds supérieurs, de l’ordre de quelques centaines, [Fortes et al. \(1987\)](#) ont étudié expérimentalement le mouvement de deux sphères en tandem. Ils ont décrit un scénario dynamique intitulé “drafting, kissing and tumbling” (cf. figure 1.2). La sphère suiveuse est aspirée dans le sillage de celle de tête, elles se rencontrent puis la sphère suiveuse dépasse la sphère de tête et le scénario se répète, le rôle de chaque sphère étant alors interverti. Le scénario peut se répéter un grand nombre de fois. [Hu et al. \(1992\)](#) ont confirmé numériquement ce résultat pour des particules cylindriques bidimensionnelles à des nombres de Reynolds de 30.

Notons que si l’on considère que l’écoulement autour des deux sphères est potentiel il est possible de déterminer les efforts qui s’exercent sur elles. Cette approche n’est pas réaliste ([Harper, 1997](#)) car elle ne prend pas en compte les effets de vorticités et de sillage. Elle prévoit notamment que deux sphères placées l’une derrière l’autre se repoussent. Une première correction à ces prédictions permettant de

prendre en compte les effets de vorticité pour une bulle isol e est la correction de Moore (1963). Elle a été introduite pour une paire de sphères en ascension dans un fluide au repos par Kok (1993a). Les bulles s'attirent (respectivement se repoussent) entre elles lorsque l'angle θ_c entre la ligne qui joint leurs centres et la direction de l'écoulement est incluse (resp. en dehors) de $[\theta_c, 180^\circ - \theta_c]$, avec $\theta_c = 35^\circ$ quand les bulles sont en contact et $\theta_c = 54^\circ$ quand elles ont une distance de séparation importante. Ces études concluent que la position stable entre les deux bulles est lorsqu'elles entrent en contact, la ligne passant par leurs centre étant perpendiculaire à la vitesse d'ascension. Kok (1993b) a r ealis e une étude expérimentale de deux bulles dans un fluide non contamin e à $Re = 240$. Il trouve des résultats cohérents avec ce qui précède, à savoir que les bulles initialement en tandem ou légèrement désaxées se rapprochent puis ont tendance à tourner pour s'aligner et monter en ligne, puis elles s'attirent et coalescent. Lorsqu'elles sont contaminées, elles se comportent comme des sphères solides, elles ont tendance à se toucher puis à rebondir et se retrouvent côte à côte avant de se repousser légèrement. Plus récemment, Hallez & Legendre (2010) ont simul e numériquement l'interaction entre deux bulles sphériques fixes, considérées chacune comme indéformable, à $Re = 200$. Ils ont apport e une correction supplémentaire aux résultats précédents qui prend en compte l'effet du sillage dans l'interaction. Pour le cas côte à côte, ces études concluent qu'il existe une distance d'équilibre stable pour le nombre de Reynolds consid er e. Nous reviendrons sur ce résultat dans la section suivante qui s'intéresse à l'interaction de deux corps plac es côte à côte.

Le nombre d'études concernant l'interaction de deux corps solides mobiles plac es en tandem est donc restreint, notamment pour des nombres de Reynolds de l'ordre de la centaine. De plus, il n'existe pas à notre connaissance de description fine de la cinématique et du sillage des disques de rapport de forme variable dans une telle configuration. Nous nous pencherons donc sur l'étude expérimentale de cette configuration dans le cas de trajectoires rectilignes et périodiques. Notre objectif est de décrire avec précision la cinématique des corps, de la relier aux sillages observ es et de comprendre le rôle du rapport de forme du corps sur les comportements observ es. Enfin, nous proposerons une modélisation de la dynamique de rapprochement des corps dans la gamme des paramètres  tudi es.

1.3 Interaction hydrodynamique de deux corps plac es côte à côte

Une autre configuration intéressante est le cas d'objets plac es côte à côte par rapport à l'écoulement incident. Un premier objectif de ces études est la détermination de la force d'interaction entre les deux objets, qui peut-être attractive ou répulsive. En effet, deux mécanismes sont en compétition : un effet potentiel, qui tend à attirer les corps entre eux, la diminution de pression entre les corps étant due à l'augmentation de la vitesse du fluide et un effet li e à la vorticité qui est produite à la surface du corps. Celle-ci diffuse dans la couche limite qui se forme sur le corps et est ensuite advectée dans le sillage. La présence d'un corps à côte induit une dissymétrie dans ce processus et conduit à une force répulsive entre les corps. Ces deux mécanismes sont discut es par Legendre *et al.* (2003) dans le cas de bulles sphériques côte à côte.

Pour des objets tridimensionnels fixes, les cas de sphères solides (Kim *et al.*, 1993) ou de bulles sphériques (Legendre *et al.*, 2003) placées côte à côte ont été  tudi es numériquement. Les nombres

de Reynolds couverts vont de la dizaine à quelques centaines et le sillage reste stationnaire. Lorsque les nombres de Reynolds sont inférieurs à 30, les bulles se repoussent toujours. Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 30, le comportement dépend de la position relative (figure 1.3). Notons $\Delta_h^* = \Delta_h/d$, la distance entre les deux centres de gravité des corps côte à côte adimensionnée par leur diamètre d . Il existe deux seuils $\Delta_{h1}^*(Re)$ et $\Delta_{h2}^*(Re)$ ($\Delta_{h1}^* < \Delta_{h2}^*$) tels que : entre les deux seuils les bulles s'attirent, à l'extérieur elles se repoussent. La position Δ_{h1}^* est donc une position d'équilibre stable alors que la position Δ_{h2}^* est instable. Donc, si $\Delta_{h\text{ initiale}}^* < \Delta_{h2}^*$ les bulles se retrouvent en Δ_{h1}^* et si $\Delta_{h\text{ initiale}}^* > \Delta_{h2}^*$, les bulles se repoussent à l'infini ($\Delta_{h1}^* = 1,5$ à $Re = 30$ puis tend vers 1 quand Re augmente, figure 1.3). Pour les sphères solides, [Kim et al. \(1993\)](#) ont trouvé, pour des nombres de Reynolds compris entre 50 et 150, un comportement similaire à celui des bulles, mais seule la distance d'équilibre Δ_{h1}^* existe ($\Delta_{h1}^* = 3.4$ à $Re = 150$ et $\Delta_{h1}^* = 8$ à $Re = 50$). Comme attendu, la distance d'équilibre Δ_{h1}^* est plus faible pour les bulles que pour les sphères solides. La production de vorticité étant plus importante dans le cas d'une condition à la limite de non glissement, la force de répulsion entre les sphères solides est plus importante que pour les bulles. La distance d'équilibre Δ_{h1}^* diminue avec le nombre de Reynolds, les effets potentiels attractifs deviennent prépondérants devant les effets répulsifs li es à la production de vorticité lorsque le nombre de Reynolds augmente. Une modélisation du coefficient de portance li e à l'interaction a été développée pour des bulles. Elle prend en compte les effets potentiels attractifs et les effets de vorticité répulsifs ([Legendre et al., 2003](#))

$$C_L = -6 \Delta_h^{**4} \left[\left(1 - \frac{40}{Re} + O(Re^{-3/2}) \right) + \Delta_h^{**3} + O(Re^{-1} \Delta_h^{**2}, \Delta_h^{**5}) \right] \quad \text{pour } Re \geq 30 ; \Delta_h^{**} \geq 3 \quad (1.1)$$

avec $\Delta_h^{**} = 2\Delta_h^* - 2$, distance entre les surfaces des bulles adimensionnée par leur rayon $d/2$. Le premier terme en Δ_h^{**4} correspond à l'effet potentiel attractif alors que celui en $-1/Re$ est le terme répulsif li e à la production de vorticité. D'autres études ([Chen & Wu, 2000](#); [Yoon & Yang, 2007, 2009](#)) se sont intéressées numériquement à l'interaction entre deux sphères fixes dans une position quelconque par rapport à l'écoulement incident. Pour des nombres de Reynolds de 300, le sillage est instationnaire. Ils trouvent que les sphères se repoussent pour les distances relatives étudiées à savoir $\Delta_h^* < 5$ quand elles sont côte à côte, et s'attirent toujours quand elles sont en tandem pour $\Delta_z^* < 5$.

Dans le cas de corps mobiles, [Wu & Manasseh \(1998\)](#) ont  tudi e expérimentalement l'interaction entre deux particules sphériques côte à côte pour des nombres de Reynolds compris entre 0,02 et 2000 et un rapport de densités $\rho_s/\rho_f = 1,38$. Ils notent que, lorsque les particules sont côte à côte, à $Re = 100$, la distance entre les particules est au final comprise entre 3 et 7 diamètres, et les vitesses terminales de chute sont les mêmes que pour la particule isolée. Pour ce qui est de la synchronisation des trajectoires, des études numériques concernant des ellipsoïdes bidimensionnels ([Aidun et al., 1998](#)) pour des $Re < 6$ ou tridimensionnels ([Pan et al., 2005](#)) pour $Re = 100$, trouvent qu'il peut y avoir une synchronisation des oscillations de l'inclinaison et de la trajectoire des ellipsoïdes en opposition de phase.

Un deuxième ensemble d'études s'est int eress e à l'interaction entre les sillages de deux corps fixes côte à côte. Leur objectif était d'identifier et de caractériser les différents modes d'instabilité pouvant se développer en fonction de la distance de séparation des corps. Pour des cylindres fixes, il existe de

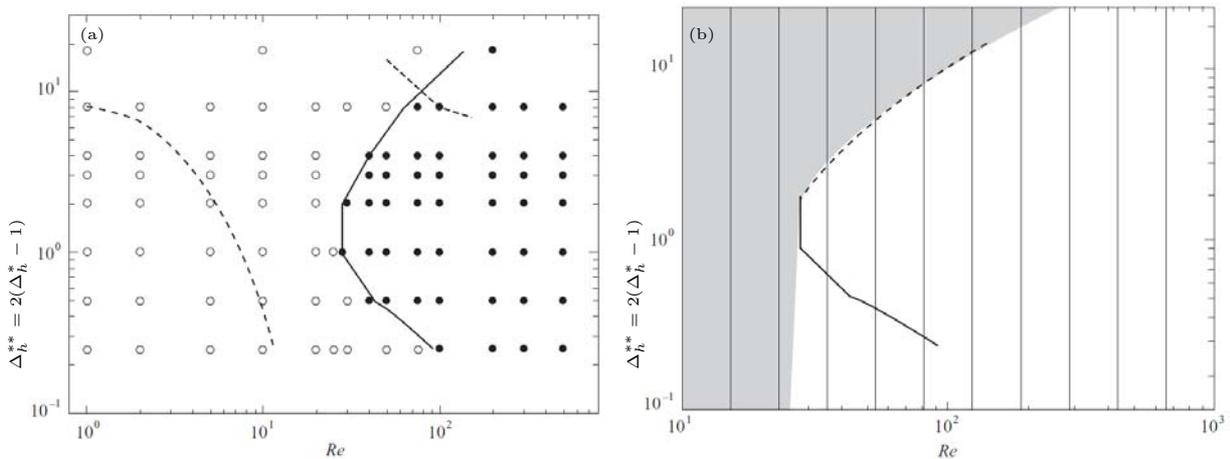


FIGURE 1.3 – Signe de la force d’interaction dans le plan (Re, Δ_h^{**}) . (a) \bullet : les bulles s’attirent ; \circ : les bulles se repoussent ; — courbe limite correspondant à $C_L = 0$; \cdots courbe limite correspondant à $C_d(Re, \Delta_h^{**}) = C_{d\infty}(Re)$; \cdots courbe limite correspondant à $C_L = 0$ pour deux sphères rigides (Kim *et al.*, 1993). (b) —, courbes d’iso-trainée ; —, $\Delta_h^{**} = \Delta_{h1}^{**}(Re)$; - - -, $\Delta_h^{**} = \Delta_{h2}^{**}(Re)$. La zone grise correspond à la sous-région des séparations initiales pour laquelle les bulles se séparent ensuite à l’infini, tandis que la zone blanche est le bassin d’attraction de la position d’équilibre stable $\Delta_h^{**} = \Delta_{h1}^{**}(Re)$, d’après Legendre *et al.* (2003).

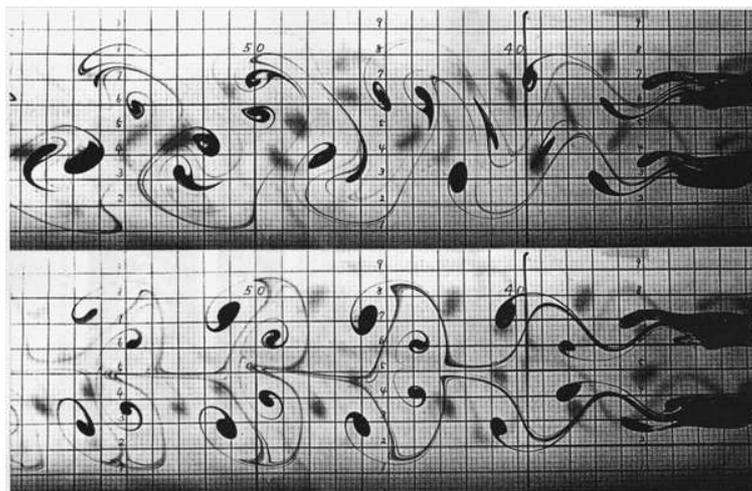


FIGURE 1.4 – Visualisation par colorant des lâchers tourbillonnaires derrière deux cylindres fixes, l’écoulement incident est de droite à gauche. $Re = 200$ $\Delta_h^* = 5$. En haut : régime en phase, En bas : régime d’opposition de phase, d’après Williamson (1985).

nombreuses études et nous pouvons citer ici les travaux pionniers de [Williamson \(1985\)](#). Il a observé expérimentalement le sillage de deux cylindres côte à côte dont les axes sont parallèles mais perpendiculaires à l'écoulement incident. Il s'est placé dans un régime où pour un cylindre isolé, le sillage présente un lâcher tourbillonnaire périodique alterné. Pour $\Delta_h^* > 7$, il n'y a pas d'interaction visible. Pour $3 < \Delta_h^* < 7$, des phénomènes de synchronisation des lâchers tourbillonnaires se produisent. Ceux-ci se retrouvent soit en phase (figure 1.4 en haut) soit en opposition de phase (figure 1.4 en bas). Enfin si $\Delta_h^* < 3$, il remarque que la fréquence du lâcher tourbillonnaire devient différente pour les deux cylindres, et que dans le sillage lointain, il y a fusion des tourbillons pour ne former qu'un seul sillage. [Peschard & Le Gal \(1996\)](#) ont étudié le même problème de manière théorique et expérimentale. Ils décrivent également un lâcher tourbillonnaire en phase et en opposition de phase mais observent deux autres régimes : tout d'abord, un régime asymétrique où les lâchers tourbillonnaires de même fréquence sont en déphasage et dont l'amplitude est plus importante pour un cylindre que pour l'autre, puis, un autre régime quasi-périodique, identique au précédent mais où le déphasage et la différence d'amplitude entre les deux lâchers tourbillonnaires évoluent lentement au cours du temps. Pour des sphères placées côte à côte, [Schouveiler et al. \(2004\)](#) ont étudié numériquement et expérimentalement l'interaction de lâchers tourbillonnaires à un nombre de Reynolds de 300. Pour des distances Δ_h^* inférieures à 1,05 diamètre un seul sillage se forme, pour $1,05 < \Delta_h^* < 1,3$ il y a deux sillages asymétriques, pour $1,3 < \Delta_h^* < 3$, il y a deux sillages symétriques qui présentent un accrochage de phase. Pour des distances supérieures, les sillages sont décorrélés.

Dans le cas de corps en chute libre côte à côte, il existe relativement peu d'études. Nous nous focaliserons ici sur les effets d'attraction ou de répulsion observés pour des bulles ou des sphères fixes et regarderons si ces effets se retrouvent dans le cas de disques mobiles de rapport de forme variable lorsque la distance horizontale est libre d'évoluer. Nous proposerons ensuite une modélisation de la répulsion des corps lorsqu'ils sont proches. Enfin, des phénomènes d'accrochage en phase sont observés dans le cas des sillages de corps fixes, ou des trajectoires de corps mobiles en chute libre. Nous regarderons donc si ces accrochages de phase se retrouvent pour des disques tridimensionnels.

1.4 Sillages et trajectoires de corps isolés fixes et mobiles

Avant de pouvoir décrire l'interaction entre deux objets, il convient de savoir quel est le comportement d'un objet isolé. Le sillage de corps fixes ou le mouvement d'inclusions solides ont fait l'objet de nombreuses études pour des géométries variées et une large gamme de nombres de Reynolds. Nous rappelons d'abord quelques résultats concernant le sillage de corps fixes placés dans un écoulement incident. Nous verrons comment l'étude du sillage de corps fixes, et en particulier de ses instabilités, permet de mieux comprendre le comportement de corps mobiles. Ensuite, pour des corps mobiles en déplacement sous l'effet de la gravité dans un fluide newtonien au repos nous décrirons les différentes trajectoires observées et les sillages associés.

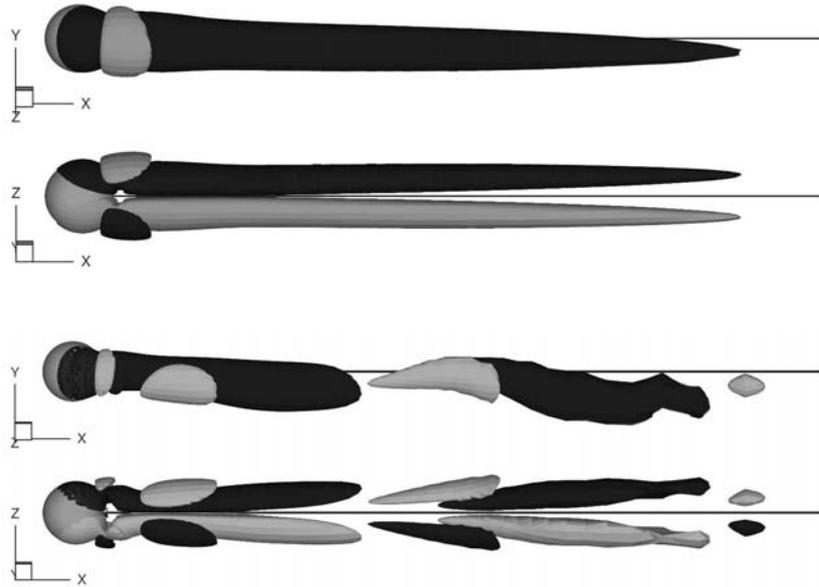


FIGURE 1.5 – Evolution du sillage d’une sphère fixe avec le nombre de Reynolds. En haut : après la première bifurcation à $Re = 250$. En bas : sillage instationnaire après la deuxième bifurcation à $Re = 280$. L’écoulement vient de la direction x . Les iso-surfaces correspondent aux valeurs de la vorticité axiale positive (gris) et négative (noire), d’après [Fabre *et al.* \(2008\)](#).

1.4.1 Instabilité du sillage d’un corps fixe placé dans un écoulement incident

Ces dernières années des progrès considérables ont été réalisés quant à notre connaissance de l’instabilité du sillage autour d’un corps fixe isolé placé dans un écoulement incident, pour différentes géométries tridimensionnelles : sphères ([Johnson & Patel, 1999](#); [Natarajan & Acrivos, 1993](#)), disques ([Shenoy & Kleinstreuer, 2008](#); [Auguste, 2010](#); [Fabre *et al.*, 2008](#)) et bulles sphériques ou ellipsoïdales ([Magnaudet & Mougin, 2007](#)). A faibles nombres de Reynolds, quels que soient les corps précédemment cités, le sillage est axisymétrique stationnaire. Le corps est alors soumis à un effort uniquement dirigé dans la direction de l’écoulement (force de traînée) et il n’y a pas de force dans la direction perpendiculaire à l’écoulement (force de portance nulle). Au-dessus d’un premier nombre de Reynolds critique Re_{c1} qui dépend de l’obstacle, une première bifurcation apparaît, le sillage est toujours stationnaire mais il n’a plus qu’un plan de symétrie (figure 1.5a), il y a alors apparition d’une force de portance stationnaire. Au dessus d’un second seuil critique Re_{c2} , le sillage devient instationnaire avec des lâchers tourbillonnaires périodiques (figure 1.5b), la traînée et la portance présentent des oscillations périodiques. Les valeurs des deux premières bifurcations Re_{c1} et Re_{c2} sont rappelées dans la figure 1.9 pour différentes géométries. Récemment, [Auguste *et al.* \(2010\)](#) et [Auguste \(2010\)](#), ont montré que la forme du sillage observé derrière un disque solide fixe dans le régime instationnaire (au dessus du seuil critique Re_{c2}) dépend fortement du rapport de forme $\chi = d/h$ (diamètre sur épaisseur du disque) et du nombre de Reynolds. Ils ont notamment identifié quatre modes de sillage instationnaires périodiques qui peuvent être définis à partir des efforts agissant sur le disque. Suivant les modes, les efforts instationnaires peuvent être à symétrie plane avec une force de portance oscillante

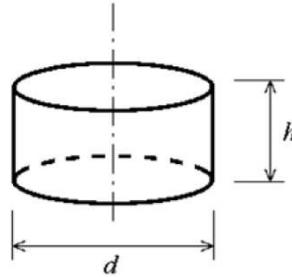


FIGURE 1.6 – Définitions des caractéristiques géométriques des disques plus ou moins épais utilisés ici. Les rapports de forme considérés sont $\chi = d/h = 3, 6$ et 10 .

et périodique de moyenne nulle (appelée Zig-Zag), dissymétriques avec une force de portance moyenne non nulle, cette force de portance oscille dans la même direction que cette moyenne (Zig-zig), ou au contraire perpendiculairement à cette valeur moyenne (Yin-Yang), ou dans les deux directions en même temps (Knit-Knot, bipériodique). En augmentant progressivement le nombre de Reynolds, ces modes dégèrent, ils perdent leur caractère périodique et le comportement hydrodynamique devient progressivement turbulent. Pour des corps mobiles, on peut se demander si la diversité des sillages observés dans le cas fixe se retrouve dans les trajectoires suivies par les corps.

1.4.2 Mouvement d'un corps en ascension ou en chute libre dans un fluide au repos

Dans le cas d'un objet en ascension ou en chute libre sous l'effet de la gravité, le couplage entre les efforts hydrodynamiques et les degrés de liberté du disque peut l'amener à avoir différentes trajectoires. Dans la nature on peut observer que des objets tombants ne suivent pas forcément une trajectoire rectiligne, par exemple la chute d'une feuille d'arbre qui peut osciller voire même effectuer des rotations complètes. Nous nous intéressons plus particulièrement ici au cas d'objets solides tridimensionnels.

L'analyse dimensionnelle montre que trois nombres adimensionnels contrôlent le problème pour un corps axisymétrique, les variables physiques intervenant étant la gravité g , la densité ρ_f et la viscosité dynamique μ du fluide ainsi que la densité ρ_s , le diamètre d et l'épaisseur h des disques (ou le grand axe a et le petit axe b pour des ellipsoïdes de révolution). Un premier nombre adimensionnel est le nombre d'Archimède, notée Ar , il compare les effets de flottabilité et les effets visqueux. Il est équivalent au nombre de Reynolds construit sur l'échelle de vitesse liée à la gravité réduite $u = \sqrt{|\rho_f - \rho_s|/\rho_f g r_{eq}}$, r_{eq} est le rayon de la sphère de même volume que le corps

$$Ar = \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} g r_{eq}} \frac{r_{eq}}{\nu} \quad \text{avec} \quad \frac{4}{3} \pi r_{eq}^3 = \frac{\pi d^2}{4} h \quad \text{pour un disque.} \quad (1.2)$$

Des études préfèrent travailler avec le nombre de Reynolds ($Re = \frac{U_m d}{\nu}$) plutôt qu'avec le nombre d'Archimède, mais celui-ci est en fait un résultat du problème, car la vitesse moyenne terminale de chute U_m n'est pas connue a priori. Un deuxième nombre adimensionnel est le rapport de densité entre le solide ρ_s et le fluide ρ_f . Il détermine la sensibilité du corps aux sollicitations hydrodynamiques.

Enfin, le dernier nombre adimensionnel est le rapport de forme χ entre le diamètre d du disque et son épaisseur h ($\chi = d/h$, figure 1.6) qui mesure l'anisotropie du corps.

Récemment, [Jenny et al. \(2004\)](#) et [Horowitz & Williamson \(2010\)](#) ont étudié le mouvement et le sillage de sphères en ascension ou en chute libre dans un fluide au repos. Le problème dépend ici de deux paramètres adimensionnels (le rapport de forme étant de un pour des sphères). Pour des nombres de Reynolds faibles ($Re < 210$), le mouvement de la sphère est rectiligne avec un sillage axisymétrique stationnaire. Lorsque le nombre de Reynolds dépasse ce seuil, noté Re_c , différents régimes sont observés, avec une trajectoire qui peut être oblique, intermittente oblique ou en zigzag en fonction du nombre de Reynolds et du rapport des densités ρ_s/ρ_f . Pour des disques aplatis, différentes études se sont intéressées à leur cinématique ([Willmarth et al., 1964](#); [Stringham et al., 1969](#); [Field et al., 1997](#); [Fernandes et al., 2007](#); [Auguste, 2010](#)). Certains auteurs préfèrent utiliser à la place du rapport de forme le moment d'inertie adimensionnel du disque $I^* = I/I_f = I/\rho_f d^5$ où I est le moment d'inertie du disque par rapport à son diamètre et I_f le moment d'inertie ajoutée du fluide ($I^* = \pi/64 \rho_s/\rho_f 1/\chi$). La figure 1.7 présente les différents régimes suivis par les disques dans le plan (Re, I^*) qui sont les trajectoires rectilignes stables (le disque chutant avec son axe de symétrie aligné avec la gravité), périodiques oscillantes, virevoltes (c'est-à-dire avec une rotation complète autour d'un de ses diamètres) et enfin chaotiques. Pour cette étude, nous avons utilisé des disques avec différents rapport de forme, nous allons donc détailler leur comportements dans la partie suivante.

1.4.3 Cas des disques de rapport de forme variable

Dans cette partie, nous rappelons les résultats obtenus pour des disques mobiles dont la densité est proche de celle de l'eau ($\rho_s/\rho_f \approx 1$), en faisant varier le nombre de Reynolds et le rapport de forme χ . Ces résultats servent de référence aux expériences menées lors de cette étude. Ils ont principalement été obtenus par [Fernandes \(2005\)](#) lors d'une thèse précédente sur la même expérience et affinés par l'étude numérique de la thèse de [Auguste \(2010\)](#).

Sur la figure 1.8 est tracé le nombre d'Archimède en fonction du nombre de Reynolds pour de tels disques. Il existe une relation quasi-linéaire entre les deux grandeurs. Dans la suite de cette étude, nous n'utiliserons que le nombre de Reynolds, qui est en fait un résultat du problème et n'est donc pas connu a priori. Le nombre d'Archimède, paramètre adimensionnel qui contrôle le problème peut être déduit à partir de la figure 1.8 à partir du moment où l'on connaît par la mesure le nombre de Reynolds.

La figure 1.9 compare les seuils d'instabilité des oscillations du mouvement de corps mobiles, Re_c , à ceux correspondants aux deux bifurcations successives du sillage du corps lorsqu'il est fixe : Re_{c1} pour la perte du caractère axisymétrique de l'écoulement, Re_{c2} pour la perte du caractère stationnaire. Pour les corps épais ($1 < \chi < 5$), Re_c est égal à Re_{c1} . La perte de la symétrie axiale du sillage et l'apparition d'une force de portance et d'un couple sur le corps sont donc suffisantes pour déclencher les oscillations de la position et de l'orientation du corps lorsqu'il est libre. Pour $\chi > 6$, le comportement des corps libres se sépare de celui du sillage des corps fixes. La valeur de Re_c commence alors à augmenter avec χ . Pour $\chi > 7$, elle dépasse même la valeur du seuil de la transition instationnaire

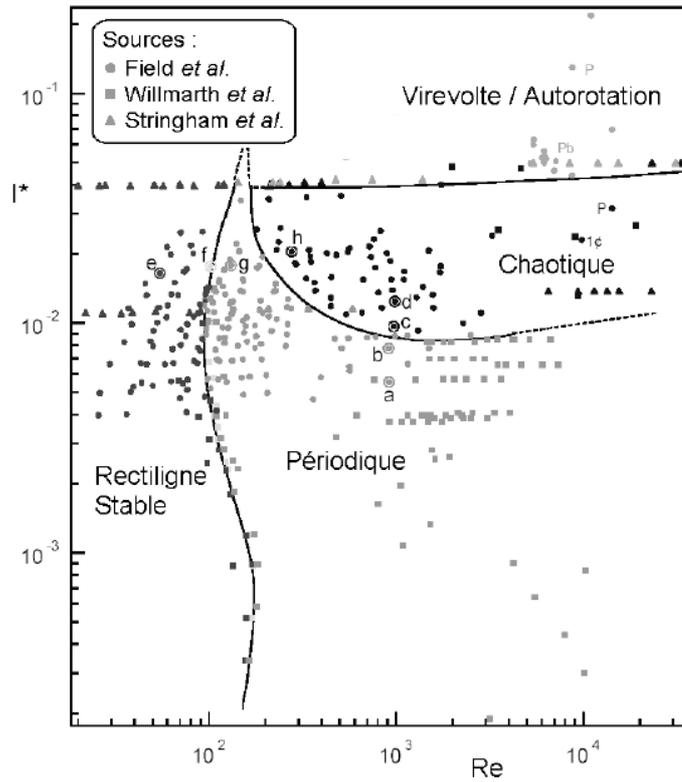


FIGURE 1.7 – Diagramme montrant les différents comportements de disques minces en chute libre observés par Willmarth *et al.* (1964), Stringham *et al.* (1969) et Field *et al.* (1997) : rectiligne stable, périodique, chaotique et virevolte (ou autorotation).

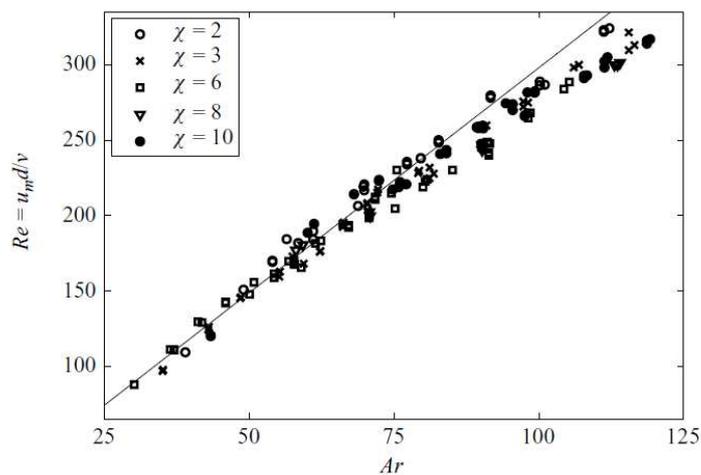


FIGURE 1.8 – Nombre de Reynolds en fonction du nombre d'Archimède pour des disques de différents rapports de forme, d'après Fernandes *et al.* (2007).

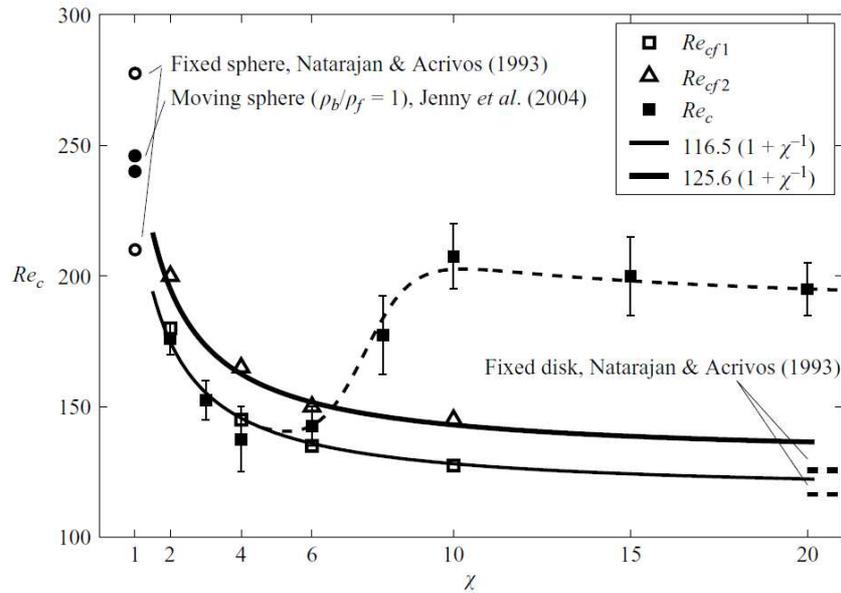


FIGURE 1.9 – Diagramme de stabilité du mouvement des corps mobiles et seuils des bifurcations du sillage de corps fixes, d’après [Fernandes et al. \(2007\)](#).

du sillage derrière un corps fixe ($Re_c > Re_{c2}$). Pour $\chi = 10$, Re_c atteint une valeur proche de 200. L’ajout de degrés de liberté au disque en translation et en rotation par rapport au cas fixe conduit à un retard dans l’apparition des oscillations auto-entretenues régulières, alors que dans le cas fixe le sillage est instationnaire périodique. Récemment, [Auguste \(2010\)](#) a montré que, dans cette zone nommée “Twilight zone”, il existe en fait différents modes d’instabilité des disques mobiles qui sont tous de très faible amplitude, les angles d’inclinaison étant toujours inférieurs à 2° et les solutions associées sont soit stationnaires soit instationnaires. Pour les cas instationnaires, la fréquence dominante est associée à un nombre de Strouhal ($St = f d/U_m$) de l’ordre de $St = 0,12$ (fréquence naturelle de l’instabilité de sillage). Ces modes de faible amplitude sont difficiles à caractériser expérimentalement. Nous avons néanmoins observé dans le cadre de cette étude des oscillations de faible amplitude (angles d’inclinaison inférieurs à 3°) dans la “Twilight zone”. Le nombre de Strouhal expérimental est proche de $St = 0,15$, ce qui est cohérent avec les résultats numériques obtenus par [Auguste \(2010\)](#).

Les caractéristiques de la trajectoire périodique ont été étudiées en détail dans les thèses de [Fernandes \(2005\)](#) et [Auguste \(2010\)](#). Au-dessus du seuil d’instabilité de trajectoire Re_c , les disques présentent des oscillations périodiques de leur centre de gravité et de leur inclinaison. Ces oscillations s’inscrivent quasiment dans un plan, on peut les qualifier de zig-zag. En ce qui concerne le sillage, des lâchers tourbillonnaires alternés en phase avec ces oscillations se produisent. Nous rappelons ici les principales caractéristiques de ces oscillations en termes de fréquence, d’amplitude, de déphasage entre la vitesse transversale et l’orientation.

La figure 1.10 montre l’évolution du nombre de Strouhal de trajectoire pour les disques mobiles, $St = f d/U_m$ (où U_m est la vitesse moyenne verticale), qui compare la fréquence $f = \omega/(2\pi)$ au temps inertiel d/U_m . Le nombre de Strouhal correspond également au rapport entre le diamètre du corps et la longueur d’onde de la trajectoire, $St = d/\lambda$. A rapport de forme donné, le nombre de Strouhal

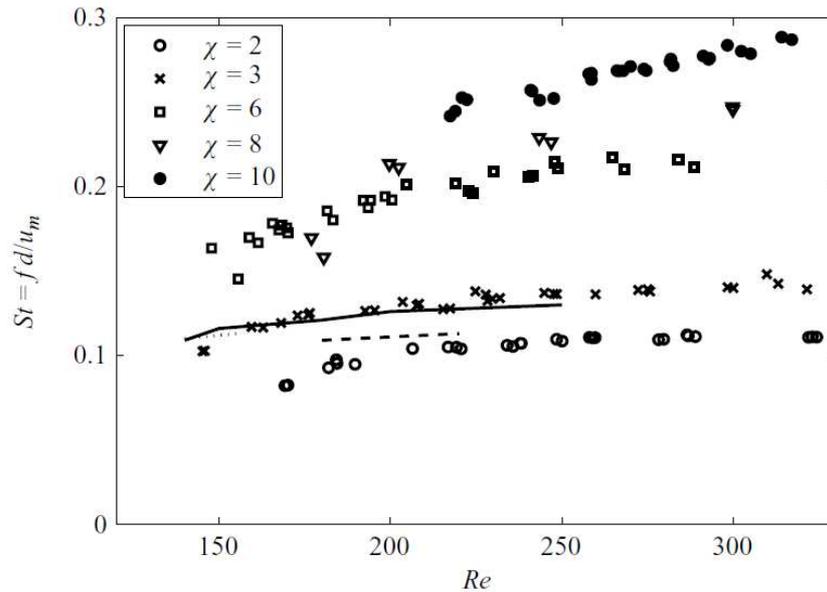


FIGURE 1.10 – Fréquence adimensionnelle, donnée par le nombre de Strouhal St , en fonction du nombre de Reynolds pour des disques de différents rapports de forme. Les lignes présentent les résultats des simulations numériques de disques fixes, ligne pointillée $\chi = 2$, tirets $\chi = 6$, pleine $\chi = 10$, d’après [Fernandes et al. \(2007\)](#).

dépend peu du nombre de Reynolds. Par contre le nombre de Strouhal dépend fortement du rapport de forme. Pour les corps épais, il est proche de la fréquence naturelle du lâcher tourbillonnaire derrière un disque fixe. Pour les disques minces, la fréquence est plus élevée, elle est intermédiaire entre la fréquence naturelle du sillage et la fréquence prédite par la théorie potentielle ([Fernandes, 2005](#)).

La figure 1.11 montre, pour $Re = 250$, les contours d’un corps épais ($\chi = 2$) et d’un corps mince ($\chi = 10$) à différents instants le long d’une trajectoire en zigzag. Pour conduire le regard, l’axe de symétrie du corps et la trajectoire (dont la tangente est le vecteur vitesse) ont été tracés : alors que le corps épais a tendance à aligner son axe avec la vitesse, l’orientation et la vitesse horizontale étant en phase, le corps mince préfère en quelque sorte glisser sur la trajectoire, l’orientation et la vitesse horizontale étant alors déphasées de 90° . Entre ces deux situations, il existe une continuité de styles de zigzag dépendants du rapport de forme du corps. Le comportement des corps épais et des corps minces apparaît donc comme différent, l’anisotropie influençant le couplage entre les efforts dus à la production de vorticité à la surface du corps et les efforts inertiels.

Les efforts en translation et en rotation qui s’exercent sur les disques peuvent être modélisés par les équations de Kirchhoff. Dans cette modélisation, l’inertie propre du corps et l’inertie ajout  e due au fluide vont être égale à deux contributions :    la force de flottabilité et aux efforts dus à la production de vorticité. L’équilibre entre ces efforts agissants sur le disque est très dépendant du rapport de forme. Le rapport entre les masses ajout  es dans la direction axiale et dans la direction transversale ainsi que les forces et les couples dus à production de vorticité sont modifiés par le rapport de forme. Cette différence conduit à la diversité des comportements décrits précédemment ([Fernandes et al., 2008](#); [Ern et al., 2009](#)).

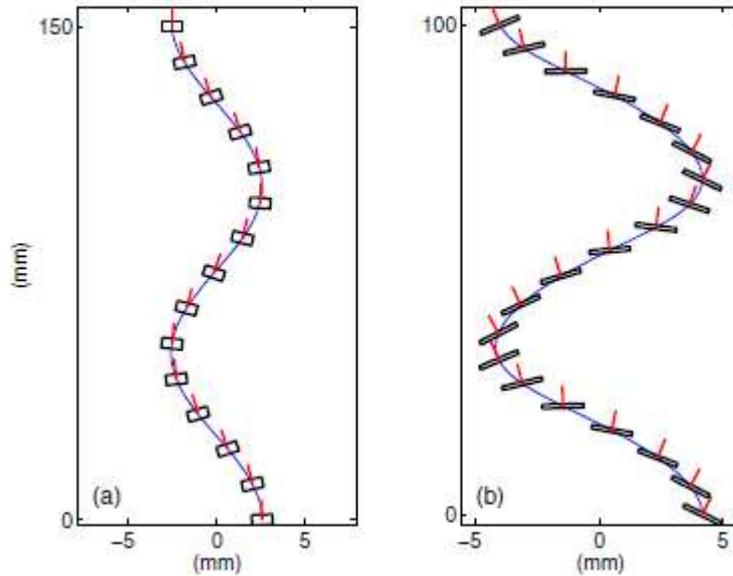


FIGURE 1.11 – Contours des corps en ascension dans un fluide au repos représentés le long de leur trajectoire pour $Re = 250$ ($Ar = 90$) et pour (a) $\chi = 2$ ($d = 10,45$ mm, $U_m = 24,8$ mm.s⁻¹) et (b) $\chi = 10$ ($d = 18,50$ mm, $U_m = 14,3$ mm.s⁻¹). Les corps ne sont pas tracés à l'échelle, d'après [Fernandes *et al.* \(2005\)](#).

Ces différents résultats ont montré que le rapport de forme joue un rôle important sur la dynamique de disques isolés en ascension ou en chute libre dans un fluide au repos. On peut donc s'attendre à ce que le rapport de forme joue également un rôle sur le comportement de disques en interaction. C'est pourquoi nous utiliserons dans cette étude différents rapports de forme χ caractéristiques du comportement de disques minces ou épais.

Le dernier chapitre de la thèse sera consacré à l'étude de l'effet d'un confinement sur les comportements décrits précédemment. Nous étudierons la chute des disques dans des tubes cylindriques verticaux. On s'intéressera à l'évolution des modes d'oscillations avec le confinement, en particulier à la stabilisation ou à l'amplification de ces modes d'oscillations avec le rapprochement des parois. Nous verrons que là encore, le rapport de forme joue un rôle important. En attendant, nous présentons ici les résultats de la littérature concernant l'effet du confinement sur les sillages et les trajectoires de corps fixes et mobiles.

1.5 Sillages et trajectoires de corps confinés

Un objet fixe placé dans un écoulement incident ou un corps mobile entre des parois fixes est une situation courante dans les domaines de l'ingénierie et de la biomécanique. Par exemple, les écoulements dans des conduites obstruées par un objet solide, ou, pour le cas de corps mobiles, le transport des globules rouges dans des vaisseaux sanguins. Pour ces raisons, l'effet du confinement autour d'un obstacle ou le déplacement de corps en présence d'un confinement a été largement étudié. Le paramètre de confinement, noté $S = d/D$, est défini comme le rapport entre le diamètre d du corps

sur le diamètre D du tube. Il tend vers 0 en milieu infini et vers 1 pour un confinement maximal. [Smythe \(1961, 1964\)](#) a décrit théoriquement l'écoulement potentiel autour de sphères et d'ellipses confinées dans un tube. Les études s'attachent en premier lieu à décrire l'augmentation du coefficient de traînée sur le corps (fixe ou mobile) due à la présence des parois (voir [Clift *et al.* \(1978\)](#), [Wham *et al.* \(1996\)](#), [Chhabra *et al.* \(2003\)](#) et références associées) en fonction du confinement. Deux approches sont généralement utilisées, l'approche fluidisée où le corps est placé dans un écoulement de Poiseuille incident et une autre approche où le corps est en chute libre entre des parois solides.

Dans les régimes d'écoulement qui nous concernent, la présence des parois modifie les seuils d'apparition de l'instabilité de sillage Re_{c1} et Re_{c2} (on remarquera que pour le cas bidimensionnel, seule Re_{c2} existe, la transition se faisant directement entre un sillage à symétrie plane stationnaire et un sillage instationnaire). Les études bidimensionnelles pour des cylindres fixes de [Chen *et al.* \(1995\)](#) et [Sahin & Owens \(2004\)](#) et tridimensionnelles pour des sphères fixes de [Tavener \(1994\)](#) et [Cliffe *et al.* \(2000\)](#) se sont intéressées à la variation du seuil Re_{c1} avec le confinement par analyse de stabilité linéaire et simulation numérique. Elles trouvent toutes la même tendance : pour des confinements $S < 0,5$, l'écoulement est stabilisé, c'est-à-dire que les valeurs des seuils Re_{c1} et Re_{c2} augmente. Puis pour des confinements supérieurs à 0,5, le seuil diminue, mais reste supérieur à la valeur de Re_{c1} en milieu infini. En effet, la vorticité de la couche limite produite à la paroi et celle produite à la surface du corps sont de signe opposé. La vorticité produite à la surface du corps est  tir e par interaction avec la vorticité de paroi. Cet étirement augmente la dissipation d'énergie dans l'écoulement et a pour conséquence de retarder l'apparition de l'instabilité de sillage. Pour des cylindres en présence de confinements importants $S > 0,7$, [Sahin & Owens \(2004\)](#) ont montré que des bifurcations plus complexes apparaissent : l'écoulement peut par exemple être déstabilisé puis restabilis  avec l'augmentation du nombre de Reynolds à confinement S fixé. Pour ce qui est de la fréquence des lâchers tourbillonnaires, le nombre de Strouhal qui les caractérise augmente avec le confinement.

D'autres études concernent un obstacle fixe non-centré entre les parois. [Zovatto & Pedrezzetti \(2001\)](#) et [Bhattacharyya & Maiti \(2006\)](#) ont étudié numériquement les efforts et le seuil de transition pour un confinement fixe de $S = 0,2$ et un cylindre ou un carré en deux dimensions placés à différentes distances de la paroi dans un écoulement de Poiseuille incident. Ils observent que le seuil d'instabilité est retardé quand le cylindre se rapproche de la paroi. Ce retard à l'instabilité peut être dû à deux effets : un premier est la diminution du nombre de Reynolds de l'écoulement lorsque le cylindre se rapproche de la paroi, où la vitesse est nulle. Le second est celui précédemment décrit de l'interaction entre les couches limite de la paroi et du corps qui sont de signe de vorticité opposé.

Certaines études ont regardé plus finement la forme du sillage derrière des obstacles confinés fixes. Pour un sillage stationnaire, en-dessous du seuil d'instabilité, [Tavener \(1994\)](#) et [Maheshwari *et al.* \(2006\)](#) ont montré numériquement que la longueur de la zone de recirculation d'une sphère fixe diminue avec le confinement. Ceci confirme que le confinement a un effet stabilisant sur le sillage d'un corps. [Camarr  & Giannetti \(2007, 2010\)](#) se sont intéressés numériquement dans le cas fixe aux all es de von K rm n derrière un carré bidimensionnel ou un cylindre allongé dans le cas tridimensionnel. Ils trouvent que dans le sillage lointain d'un cylindre carré placé dans un écoulement de Poiseuille incident, l'allée de von K rm n peut s'inverser, c'est-à-dire que le vortex généré d'un côté du corps

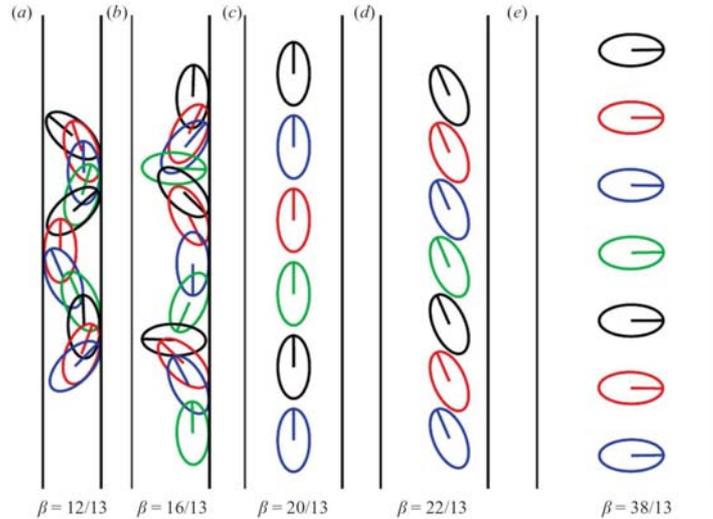


FIGURE 1.12 – Contours des ellipses pour cinq différents modes de sédimentation bidimensionnelle $Re = O(10)$, avec $\rho_s/\rho_f = 1.1$, $\chi = 2$ et différents confinements $S = d/D$ ($S = \beta$), d’après [Xia et al. \(2009\)](#).

peut passer de l’autre côté de la ligne de symétrie du problème. Il apparaît que c’est l’interaction entre la vorticité de l’écoulement de Poiseuille incident et la vorticité produite à la surface de l’obstacle qui crée cette inversion.

Dans le cas de corps solides en ascension/chute libre, relativement peu d’études existent. Récemment, [Xia et al. \(2009\)](#) se sont intéressés numériquement à la sédimentation d’ellipses en deux dimensions, pour un rapport de forme $\chi = 2$ et $\rho_s/\rho_f = 1, 1$, avec des nombres de Reynolds de l’ordre de la dizaine. Ils notent 5 modes différents de sédimentation en fonction du confinement, qui sont présentés figure 1.12. L’ellipse peut soit chuter en oscillant et en touchant les parois, soit de façon stable avec différentes inclinaisons. [Feng et al. \(1994\)](#) ont regardé la sédimentation de particules sphériques et d’ellipses en deux dimensions. Leur étude s’est entre autre focalisé sur la phase transitoire qui suit le lâcher ainsi que la position finale moyenne de la particule dans le tube. Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 60, la position finale est centr e dans le tube et la particule sphérique n’oscille pas ou très faiblement. Au-dessus de $Re = 60$, elle oscille fortement, d’abord périodiquement puis irrégulièrement lorsqu’on augmente le nombre Reynolds ($Re > 300$). Dans ces deux derniers cas, la position moyenne est d centr e dans le tube, reli e à une rotation moyenne non nulle de la particule. Les particules elliptiques ont, elles, une position moyenne finale qui est toujours centr e dans le tube car elles ne réalisent pas de rotation complète. [Yu et al. \(2004\)](#) ont étudié par simulation numérique la chute d’une sphère dans un tube avec un rapport de confinement de $1/4$, pour des trajectoires rectilignes et oscillantes. Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 100 la sphère se centre, à 200 elle est centr e et oscille, et pour des nombres de Reynolds de 300 et 400, elle oscille en rentrant en contact avec la paroi du tube. [Figuroa-Espinoza et al. \(2008\)](#) ont observé expérimentalement l’ascension d’une bulle non contamin e entre deux plaques planes. Ils trouvent que, contrairement au cas d’un corps fixe dans un écoulement incident, le seuil d’apparition de l’instabilité de trajectoire diminue avec le confinement,

la présence des parois ayant un effet déstabilisant sur la trajectoire des bulles. Il relie cette instabilité à l'action qu'a une paroi fixe sur une bulle en ascension : Takemura & Magnaudet (2003) ont montré qu'une bulle peut être repoussée ou attirée par une paroi verticale en fonction du nombre de Reynolds et de la distance à la paroi. Les effets potentiels attractifs et de vorticités répulsifs sont ici encore en compétition, comme dans le cas des corps côte à côte. Les cas où la bulle est attirée par la paroi conduisent à l'instabilité de trajectoire.

Le cas de corps tridimensionnels en chute libre avec un effet de confinement a donc fait l'objet d'un nombre restreint d'études qui se sont plus particulièrement intéressées à la phase transitoire qui suit le lâcher ainsi qu'à la position finale des objets dans le tube. Le cas de bulles entre deux plaques planes montre qu'une déstabilisation des trajectoires peut apparaître avec l'augmentation du confinement, contrairement au cas des corps fixes qui eux voient leur sillage se stabiliser avec le confinement. On peut donc se demander si pour des corps solides, on observe également des modifications du seuil Re_c d'instabilité de trajectoire ainsi que de la cinématique des oscillations. Comme le rapport de forme joue un rôle important dans la production de vorticités à la surface du corps, on peut s'attendre à ce que, dans ce cas également, il joue rôle important dans les comportements observés. Cette étude fera l'objet du chapitre 4.

Chapitre 2

La manipulation et les techniques mises en œuvre

Les résultats de cette thèse s'appuient sur des expériences permettant la caractérisation du mouvement de corps en chute libre sous l'effet de la gravité dans un fluide au repos. Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental utilisé ainsi que des méthodes et techniques mises en œuvre. Au paragraphe 2.1 nous présenterons les corps solides qui ont été utilisés, les caractéristiques de la cellule expérimentale ainsi que les dispositifs de lâcher, de suivi et de récupération des corps.

Nous présenterons ensuite la technique de mesure du mouvement des corps utilisée au cours de cette étude. Elle fournit une caractérisation de la cinématique des corps en translation et rotation dans les différents régimes étudiés. Cette technique sera présentée au § 2.2. Notons que dans certains essais, un corps pouvant en cacher un autre, nous n'avons parfois qu'une vision partielle de chaque disque. Une méthode spécifique a été développée afin d'extraire dans ce cas les caractéristiques de la cinématique des corps.

Deux autres outils ont été utilisés dans le but d'obtenir des informations sur le mouvement du liquide associé aux mouvements des corps. Une première méthode expérimentale, qualitative, utilise des colorants initialement déposés sur les corps et entraînés par l'écoulement dans le sillage. Elle sera présentée au paragraphe 2.4. Une seconde méthode utilise la simulation numérique directe pour des corps fixes. Elle nous permet de comparer le comportement des corps en chute libre à celui de corps fixes placés dans un écoulement incident. Nous avons effectué une série de simulations numériques bidimensionnelles directes de deux corps fixes en tandem à différentes distances de séparation soumis à un écoulement incident. Nous avons également réalisé des simulations tridimensionnelles directes d'un corps isolé fixe dans un tube avec un confinement variable. Les détails techniques de ces simulations seront présentés au paragraphe 2.5.

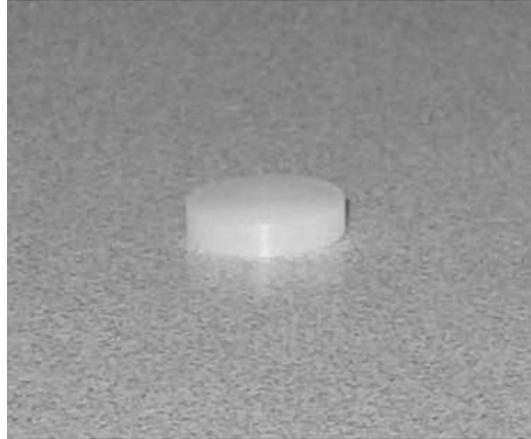


FIGURE 2.1 – Exemple des corps utilisés : cylindre aplati.

2.1 Le dispositif experimental

2.1.1 Caractéristiques des corps utilisés

Les corps utilisés dans les manipulations sont des cylindres aplatis (disques) de rapport de forme $\chi = d/h$ supérieur à l'unité (figure 2.1). Les corps ont été usinés au laboratoire à partir de barres cylindriques en Nylon dont la densité est proche de celle de l'eau : $\rho_s \approx 1,02 \text{ g/cm}^3$. Des corps similaires avaient été utilisés dans la thèse de [Fernandes \(2005\)](#). Notre étude se concentre sur trois rapports de forme différents, représentatifs des différents comportements des corps épais ($\chi = 3$), intermédiaire ($\chi = 6$) et minces ($\chi = 10$) mis en évidence dans la thèse de [Fernandes \(2005\)](#). Pour chaque rapport de forme différents volumes de corps permettent d'obtenir des nombres de Reynolds différents, le diamètre des corps varient de 6 à 19 mm et leurs épaisseurs de 0.9 à 4 mm, tous rapports de forme confondus. Pour chaque valeur du rapport de forme et du diamètre au moins deux cylindres identiques ont été usinés, afin d'étudier leur interaction. La liste des caractéristiques géométriques des disques utilisés pour les expériences est disponible dans l'annexe [A](#).

La méthode de fabrication des disques garantit une grande précision sur la forme, les diamètres et hauteurs étant obtenus à $\pm 0,01\text{mm}$. Au final, pour les corps utilisés, l'erreur sur le rapport de forme du corps et son volume est inférieure à 1 %.

2.1.2 La cellule d'essai

La cellule d'essai est constituée d'une cuve vertical de 1,70 m de haut, de section carrée de 40 cm de côté (figure 2.2). Cette cuve est celle utilisée par [Fernandes \(2005\)](#) dans sa thèse, mais il a été nécessaire d'en refaire l'étanchéité au cours de ce travail. Le cuve est fixé à une structure portant un chariot qui peut être déplacé manuellement selon la verticale. Le chariot transporte deux caméras d'axes optiques perpendiculaires et deux éclairages (backlight) leur faisant face. Sa position verticale est mesurée à l'aide d'une règle magnétique de haute précision (pas de $5\mu\text{m}$). Deux ordinateurs assurent l'acquisition ; l'un s'occupe des images prises par les caméras, l'autre de l'enregistrement de la position verticale du chariot.

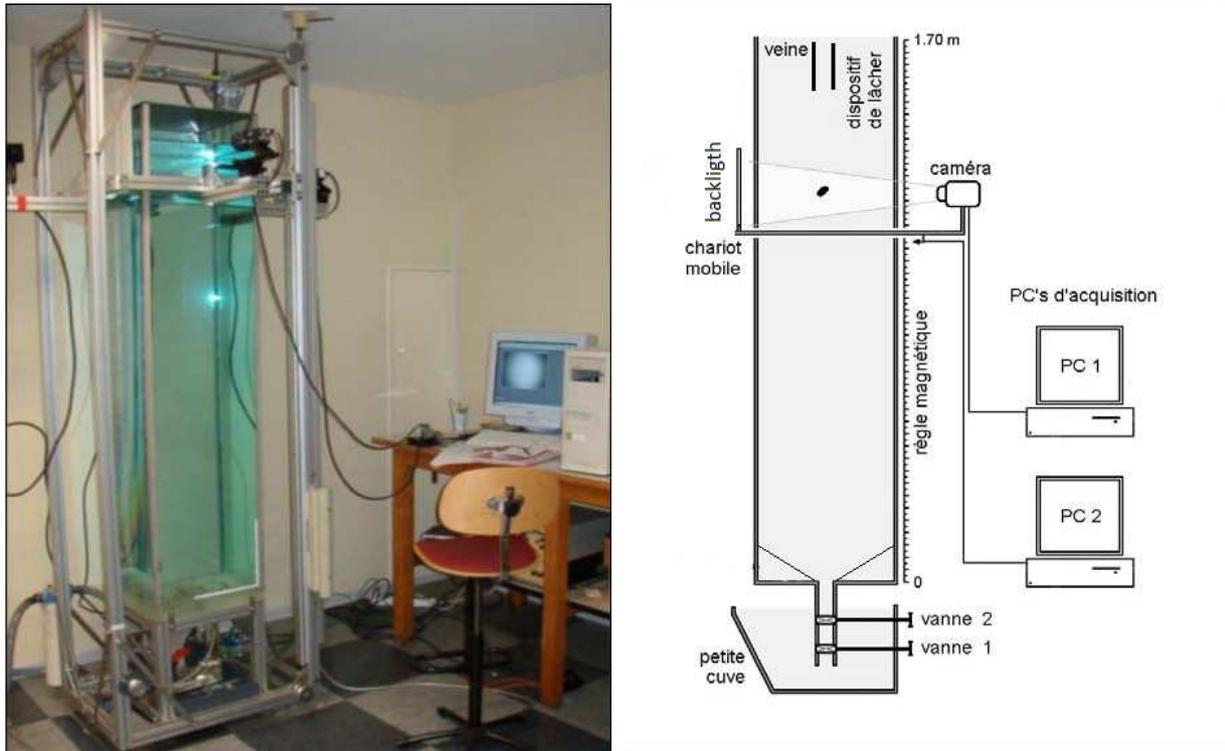


FIGURE 2.2 – Photographie et schéma du dispositif expérimental d'étude des corps mobiles (Photographie d'après [Fernandes 2005](#)).

Pour les essais de deux corps en chute libre, nous avons disposé en haut de la cuve, sous la surface libre, un système de tubes parallèles verticaux de 20 cm de longueur et de différents diamètres intérieurs (12, 16, 22, et 30 mm), permettant de s'adapter aux différents diamètres des corps. Ces tubes peuvent être placés à différentes distances horizontales relatives, ce qui permet de lâcher simultanément (corps côte à côte) ou consécutivement (en tandem) les corps. Le lâcher simultané est réalisé grâce à une plaque coulissante sectionnant l'entrée des tubes et sur laquelle reposent les corps au moment du lâcher. Le parcours des disques dans les tubes permet aux corps de commencer à développer leur sillage et d'acquérir une certaine vitesse verticale tout en limitant leur déplacement latéral. Au fond de la cuve, est placé le système de récupération. Il est constitué d'un convergent conduisant les corps dans leur chute vers un compartiment fermé par deux vannes et plongé dans un récipient extérieur le maintenant immergé.

Pour les expériences en géométrie confinée, nous avons placé des tubes cylindriques en plexiglas d'environ 110 cm de long au centre de la cuve. Les tubes sont entièrement immergés. Ils sont fixés par le haut et placés verticalement avec une précision meilleure que 2 pour 1000. Onze tubes ont été utilisés afin de faire varier progressivement l'effet du confinement, le diamètre intérieur des tubes allant de 9 mm à 114 mm. Le tableau 2.1 détaille leurs caractéristiques géométriques. Le diamètre intérieur des tubes est connu avec une précision de $\pm 0.1\text{mm}$ et le rapport de confinement $S = d/D$ (rapport entre le diamètre du disque d et celui du tube D) avec une précision de $\pm 1\%$. Pour chaque tube, nous avons effectué une calibration avec une grille millimétrée afin de nous assurer que les tubes n'engendraient

Diamètre intérieur D (mm)	9,7	11,7	15,8	20,8	25,7	33,6	43,9	53,5	63,8	84,4	113,6
Longueur (cm)	95,2	109,8	111,0	106,8	106,4	105,1	99,8	100,5	94,9	90,4	90,8

TABLE 2.1 – Propriétés des tubes utilisés pour les manipulations en géométrie confinée.

pas de distorsion trop importante sur l'image des caméras. Ceci est bien le cas au centre du tube, la distorsion peut seulement être importante sur une zone proche des bords du tube (à une distance inférieure à 1,5 mm des parois), ce qui n'affecte pas les mesures réalisées.

La cuve est remplie d'eau salée avec une concentration ajustée de façon à produire une gamme de nombres de Reynolds compris entre 80 et 300, incluant le seuil d'apparition des trajectoires périodiques pour les disques isolés. Pour les dimensions des disques utilisés, ces valeurs des paramètres imposent une très faible différence de densité entre le fluide et les corps solides, entre 5.10^{-3} g/cm³ et 10^{-2} g/cm³. Cette différence est obtenue en rajoutant typiquement 4 kg de sel aux 250 litres d'eau contenus dans la cuve ($\rho_f=1,010$ g/cm³). La procédure utilisée pour la mise en place de la solution d'eau salée homogène est la même que celle qui a été validée dans la thèse de [Fernandes \(2005\)](#) par le prélèvement et la mesure de haute précision de la densité d'échantillons de la solution.

Avant chaque série d'essai, nous avons enregistré le comportement du disque lorsqu'il chute de façon isolé dans la cuve, afin de vérifier que ses caractéristiques cinématiques sont en accord avec la littérature ([Fernandes et al., 2007](#); [Auguste, 2010](#)). Chaque corps utilisé pour l'étude de deux corps en interaction ou pour l'étude de son mouvement en géométrie confinée a donc préalablement fait l'objet d'une étude de chute libre. Nous avons de plus attendu au moins 10 minutes entre chaque essai afin de pouvoir considérer le fluide au repos, l'échelle de temps caractéristique que met le fluide pour revenir au repos après la perturbation due au passage d'un corps étant de l'ordre de $d^2/\nu \sim 0,02^2/1,02.10^{-6} \sim 6$ min.

Enfin, pour assurer une bonne précision des résultats, il est également nécessaire de contrôler la température car les propriétés physiques du liquide, la viscosité en particulier, dépendent de celle-ci. Les expériences ont donc été réalisées en salle climatisée. De plus, deux thermocouples placés en haut et en bas de la cuve assurent que la température du liquide est toujours comprise entre 20° et 22°C avec parfois un léger écart entre le haut et le bas de la cuve d'environ 0,5°C. La masse volumique du liquide ρ_s (proche de 1,010 g/cm³) et la viscosité cinématique de la solution ν (proche de 1,020 mm².s⁻¹) ont été déterminées à partir d'un tableau ([Wolf et al., 1981](#)) donnant la masse volumique et la viscosité de l'eau salée à 20°C en fonction de la concentration en sel. La valeur de la viscosité est donc connue avec une précision de 1 %. Le rapport des masses volumiques est proche de l'unité : $\rho_s/\rho_f = 1 \pm 1$ %. Les écarts maximaux de températures entre le haut et le bas de la cuve conduisent à un écart densité de 2.10^{-4} g/cm³ et de viscosité cinématique de 0,02 mm²/s ([Wolf et al., 1981](#)).



FIGURE 2.3 – Exemple d’image de deux disques identiques chutant côte à côte ($\chi = 10$, $Re = 255$, $d = 16$ mm, $U_m = 16,1$ mm.s⁻¹).

2.2 Trajectographie tridimensionnelle

Dans cette section, nous présentons les techniques de mesure et de traitement d’image permettant d’obtenir les lois horaires de la position et de l’orientation des corps lors de leur chute dans la veine d’essai.

2.2.1 Acquisition et traitement d’image

Nous décrivons tout d’abord le traitement d’image pour un corps isolé, les traitements d’images spécifiques aux cas de deux corps en interaction ou d’un corps confiné dans un tube sont détaillés dans la suite, respectivement aux paragraphes 2.2.2 et 2.2.3. La technique de traitement d’image utilisée pour un corps isolé est la même que celle mise en œuvre dans la thèse de [Fernandes \(2005\)](#), mais un nouveau programme de traitement a été développé dans ce travail avec le logiciel Matlab et la toolbox “Image Processing”.

Le mouvement des corps chutant dans le liquide est filmé en déplaçant manuellement le chariot portant les caméras et les éclairages uniformes (backlight) à diode électroluminescente blanche (LED) de dimension 20 * 20 cm. Les images des corps sont acquises à une fréquence de 10 Hz. La figure 2.3 présente un exemple d’image prise par les caméras pour deux disques côte à côte. Deux caméras PCO 2000 ont été positionnées sur le chariot de façon à être précisément horizontales et perpendiculaires entre elles. Leur résolution est de 2048 * 2048 pixels. Nous avons choisi des champs de 12,5 * 12,5 cm² dans le plan focal ce qui correspond à une résolution spatiale de 1 pixel $\approx 0,06$ mm. La taille du champ permet de suivre le mouvement de deux corps séparés de plusieurs diamètres et pouvant avoir chacun des fluctuations latérales ou des dérives importantes. Le temps d’intégration des caméras est de 10 ms, il est adapté à des vitesses moyennes inférieures à 5 cm/s. Le traitement d’image, décrit succinctement dans la suite, permet la détermination des coordonnées des centres de gravité des corps, (X, Z_{cam1}) et (X, Z_{cam2}) , et des angles d’inclinaison de leurs axes de révolution, θ_X et θ_Y par rapport à la verticale.

On soustrait dans un premier temps aux images brutes une image de fond prise en l’absence de

corps. Après une étape de seuillage des niveaux de gris, les images sont binarisées. La détermination du barycentre de la région correspondant à l'ombre du corps permet de déterminer le centre de gravité du disque et d'exprimer ses coordonnées en pixel à chaque instant. Pour obtenir la position du centre de gravité en mm il faut déterminer le grandissement du système optique (équivalence pixel-mm) qui n'est pas constant et dépend pour chaque caméra de la distance du corps au plan focal. Par exemple, plus le corps est éloigné de la caméra, plus il apparaît petit sur l'image. La distance du corps au plan focal de la première caméra est fournie par la seconde caméra, mais pour avoir la position en mm du corps donnée par la seconde caméra, il faut la position du corps en mm dans le champ de la première. En couplant les deux informations par un algorithme itératif, on peut déterminer à chaque instant l'équivalence pixel-mm pour chaque caméra. La procédure d'étalonnage permet de déterminer l'évolution linéaire de l'équivalence pixel-mm en fonction de la distance au plan focal. Elle a été effectuée au début et à la fin de chaque série d'essais de manière à vérifier que les réglages des caméras n'évoluaient pas. On se référera à [Fernandes \(2005\)](#) pour une présentation plus détaillée.

L'orientation de l'axe de révolution de chaque disque est obtenue à partir de la détermination des valeurs des vecteurs propres de la matrice d'inertie de l'ensemble des points de l'aire détectée. L'axe de révolution du disque est parallèle au vecteur propre correspondant à la plus petite valeur propre. On obtient ainsi, pour chaque instant, les angles d'inclinaison par rapport à la verticale, θ_X et θ_Y , des projections de l'axe de symétrie du corps sur les plans des caméras. La figure 2.4 montre un exemple des évolutions temporelles des coordonnées horizontales du centre de gravité ainsi que des angles d'inclinaison du corps. On observe que la fréquence d'oscillation des angles est identique à celle de la position du centre de gravité. Cette méthode ne permet pas en revanche de détecter une rotation du corps autour de son axe de révolution. Aucune rotation de ce type n'est cependant visible à l'œil au cours des expériences.

Les coordonnées du centre de gravité et les angles définissant l'orientation sont obtenus avec une précision de : 0,06 mm pour X , Y , Z_{cam1} et Z_{cam2} , $\pm 0,75^\circ$ pour θ_X et θ_Y . L'acquisition et le traitement numérique des images ont donc permis la détermination à chaque instant des coordonnées horizontales absolues et de l'orientation de l'axe de chaque disque.

En ce qui concerne la composante verticale, elle n'a été obtenue pour l'instant que dans le repère relatif qui se déplace avec les caméras. Pour la déterminer, il faut prendre en compte l'information venant de la règle magnétique. La coordonnée verticale d'un corps dans le repère du laboratoire est donnée à chaque instant par la somme de la coordonnée verticale dans le repère mobile de la caméra avec la coordonnée verticale, $Z_{chariot}$, du chariot portant la caméra :

$$Z_{corps} = Z_{corps/camera} + Z_{chariot}$$

où $Z_{chariot}$ est donnée par la règle magnétique. La figure 2.5 montre la reconstruction de la vitesse verticale à partir de ces deux composantes. La vitesse du chariot présente des fluctuations dues au déplacement manuel du chariot par l'opérateur. En conséquence, la vitesse du corps dans le repère de la caméra présente également des irrégularités. En revanche, la vitesse d'un corps dans le repère absolu est beaucoup plus lisse. La précision de la règle magnétique étant de $\pm 5 \mu\text{m}$, la précision finale sur la mesure de la côte absolue z du corps reste de ± 0.06 mm. On dispose ainsi de l'ensemble des lois

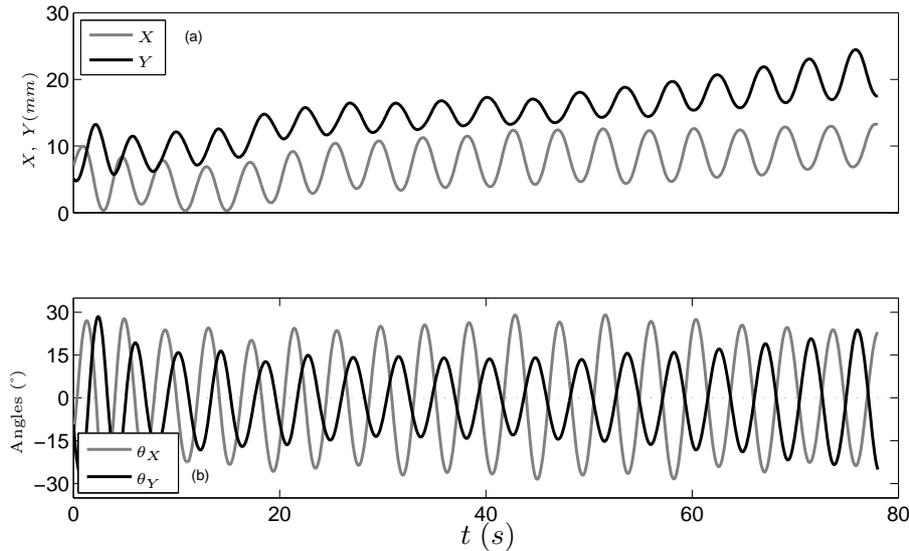


FIGURE 2.4 – Evolutions temporelles (a) des coordonnées horizontales du centre de gravité, (b) des angles d’inclinaison d’un disque avec la verticale; $\chi = 10$, $Re = 275$, $d = 18$ mm, $U_m = 15,4$ mm.s⁻¹.

horaires dans le repère du laboratoire.

2.2.2 Traitement d’image lorsque les disques sont confondus

Dans certaines configurations d’interaction entre deux corps, il peut arriver que les disques se cachent l’un l’autre (figure 2.6a). La détermination des centres de gravité et des orientations pour chaque disque est alors plus complexe. Pour ce faire, nous avons développé une méthode en deux étapes. Dans un premier temps, la région détectée est séparée en deux parties correspondant chacune à un disque, puis, le centre de gravité et l’orientation de chaque disque sont calculés.

La figure 2.6a présente une image de deux disques dont les projections sont partiellement superposées. L’image est tout d’abord binarisée (figure 2.6b). Pour la première étape de séparation des disques, on cherche les points du contour appartenant à chaque disque. Pour cela on construit, à partir des points du contour de l’ensemble, deux vecteurs tangents au contour (de longueur 10 pixel) et séparés de 3 pixels (figure 2.6c). Pour une position donnée des deux vecteurs, on calcule leur produit vectoriel. Puis, on déplace les deux vecteurs d’un pixel sur le contour et on renouvelle l’opération. On obtient ainsi la valeur du produit vectoriel entre les deux vecteurs pour chaque point du contour. Un produit vectoriel maximum correspond à un minimum du rayon de courbure du contour et au passage d’un corps à un autre. On peut ainsi retrouver les deux points du contour communs aux deux corps (figure 2.6c). La droite reliant ces deux points permet de séparer deux ensembles correspondant chacun à un disque (figure 2.6d).

La deuxième étape est la reconstruction des centres de gravité et de l’orientation des corps. La partie visible des corps étant très variable suivant les cas, on utilise donc différentes techniques en fonction des situations. Afin de savoir quelle portion du corps est visible, on détecte le nombre d’angles

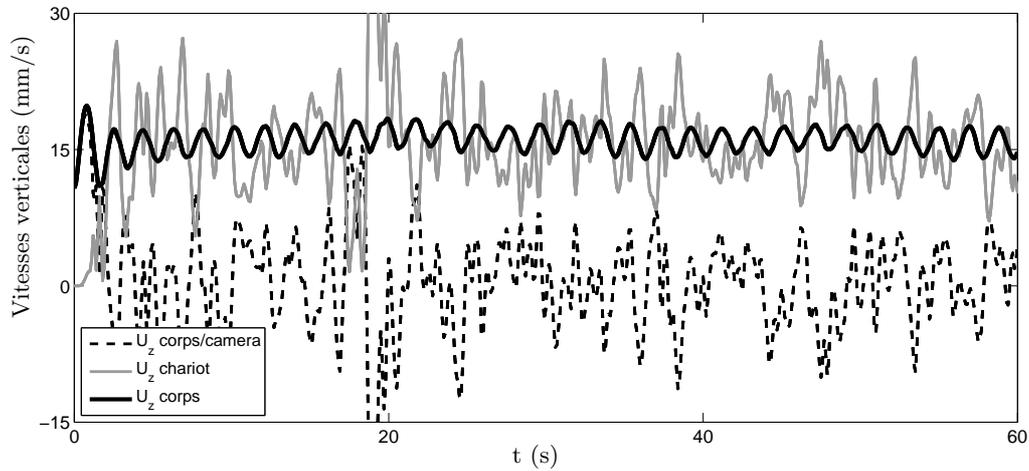


FIGURE 2.5 – Obtention de la vitesse verticale d'un disque dans le repère du laboratoire ($\chi = 10$, $Re = 235$, $d = 15$ mm, $U_m = 16,0$ mm.s⁻¹).

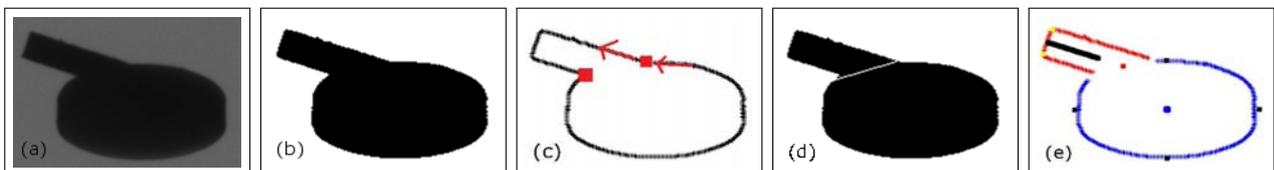


FIGURE 2.6 – Exemple de traitement d'image pour la détermination des centres de gravité et de l'inclinaison de deux disques, dont les projections sont partiellement superposées ($\chi = 6$, $Re = 125$, $d = 8,4$ mm, $U_m = 14,9$ mm.s⁻¹).

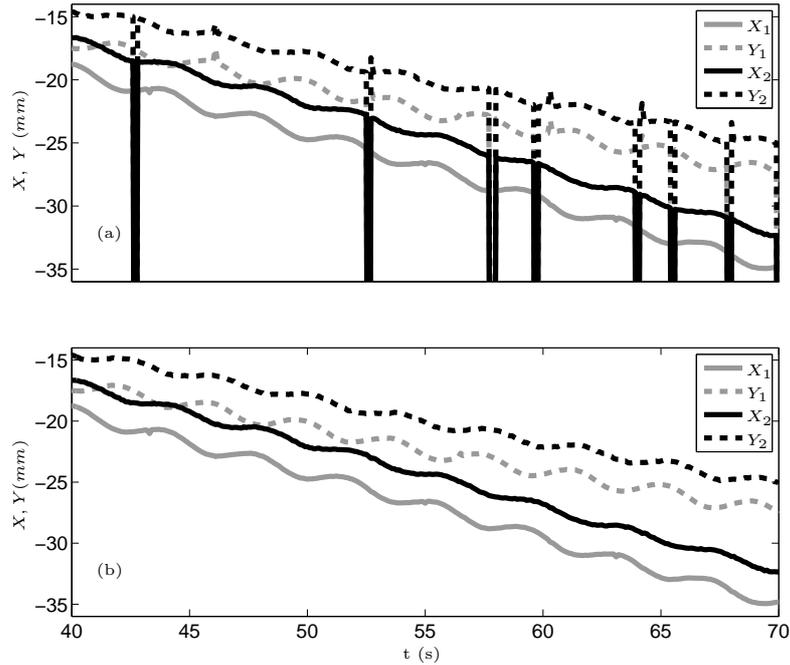


FIGURE 2.7 – Cas de deux corps qui sont confondus : évolutions temporelles des coordonnées horizontales des centres de gravité obtenues (a) après traitement d’image, (b) après interpolation des données manquantes ($\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s⁻¹).

apparents pour chaque corps. Ceci est réalisé avec une méthode similaire à la précédente, c’est-à-dire en construisant pour chaque disque deux vecteurs tangents au contour qui se suivent. On calcule ensuite, pour chaque position des vecteurs, leur produit scalaire. Lorsque celui-ci passe par une valeur inférieure à un seuil, cela signifie qu’ils sont de part et d’autre d’un angle du disque. Si l’on détecte trois ou quatre angles, on considère que l’on voit une partie suffisante du corps pour interpoler la portion de contour par une ellipse. L’interpolation est effectuée par une méthode des moindres carrés (Fitzgibbon & Fisher, 1999). On peut alors obtenir le centre de gravité de l’ellipse et la direction de son petit axe, qui donnent respectivement le centre de gravité du corps ainsi que son inclinaison. Le centre de l’ellipse ainsi que les positions extrémales du grand axe et du petit axe sont tracés sur la figure 2.6e pour le disque du bas. Si l’on détecte seulement deux angles, la méthode d’interpolation par une ellipse n’est plus appropriée. On trace alors la médiatrice entre les points du contour correspondant aux arêtes de plus grande longueur, comme pour le disque du haut sur la figure 2.6e. L’angle de cette médiatrice avec l’horizontale donne l’inclinaison du corps. Il reste à positionner le centre de gravité. On utilise pour cela l’équivalence pixel-mm et les caractéristiques géométriques du corps, diamètre d et hauteur h . Le centre de gravité est donc situé sur la médiatrice à une distance $d/2$ du plus petit coté du corps. Si l’on voit moins de deux angles, nous avons considéré que nous ne pouvions pas reconstituer correctement la position du corps et que nous perdions les informations pour cette image. Il est délicat de définir une précision de cette méthode car les positions relatives entre les deux corps et la position des corps par rapport aux caméras ne sont pas contrôlées. On peut même avoir des cas dans lesquels un disque cache complètement l’autre. Nous avons donc préféré vérifier a posteriori la

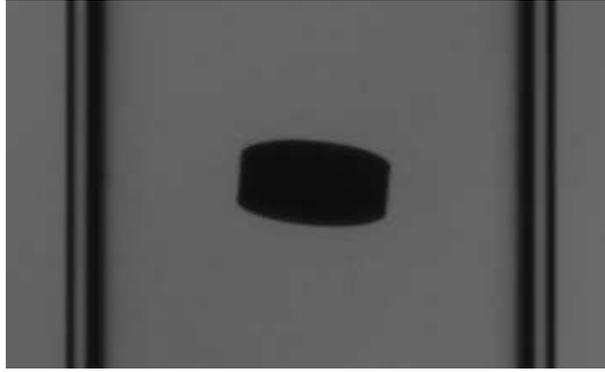


FIGURE 2.8 – Exemple d’image d’un disque en géométrie confinée ($\chi = 3$, $Re(S = 0) = 215$, $d = 9,15$ mm, $U_m(S = 0) = 24,0$ mm.s⁻¹, $D = 25,7$ mm, rapport de confinement $S = d/D = 0,36$).

précision pour chaque image. En effet, pour chaque paire d’image, la position verticale des corps est redondante, on peut donc vérifier si l’on trouve bien la même coordonnée verticale pour les deux corps sur chaque caméra. Nous avons éliminé les images où la différence des positions verticales données par les caméras était supérieure à 0,4 mm, c’est-à-dire que nous tolérons une précision sur la position pour un corps de $\pm 0,2$ mm. Sur certaines images on considère donc que l’on ne peut pas retrouver la position ni l’inclinaison des disques, on perd donc en précision temporelle, comme sur les signaux de position présentées figure 2.7a. Il faut alors interpoler les signaux au niveau des points manquants pour reconstruire la trajectoire et l’orientation des corps. Nous avons utilisé un polynôme d’ordre 3 afin de raccorder la position et les dérivées (figure 2.7b), on procède de même pour les signaux de l’inclinaison des disques. Un autre problème qui peut se poser est l’affectation des données à un disque plutôt qu’à l’autre. Là encore, on peut utiliser l’information sur la côte z pour affecter les données au bon corps.

2.2.3 Traitement d’image des corps chutant en géométrie confinée

Dans le cas d’un corps confiné dans un tube, nous filmons à la fois le tube et le corps comme présenté sur la figure 2.8. Précisons ici que, pour ces essais, nous nous intéressons essentiellement aux cas où le disque n’entre pas en contact avec la paroi du tube. Le traitement d’image est le même pour les disques confinés que pour un disque isolé. Par contre, nous prenons en compte dans le traitement les parois du tube, notamment afin de connaître la position du centre de gravité du disque dans le tube. Du fait des distorsions optiques importantes à proximité des bords, il est difficile de repérer avec précision le bord du tube. Par contre, les distorsions optiques sont similaires pour les parois droite et gauche. En repérant la position des deux parois sur une image du tube et en faisant la moyenne de ces deux positions, on peut retrouver la position de l’axe de symétrie du tube dans les plans (X, Z) et (Y, Z) . On peut ainsi reconstruire la position de l’axe de symétrie du tube dans les trois dimensions avec la même précision que pour le disque isolé, c’est-à-dire $\pm 0,06$ mm.

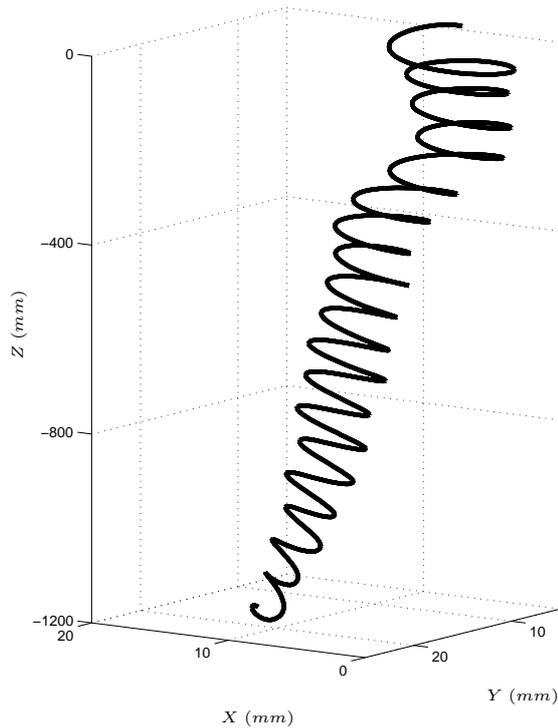


FIGURE 2.9 – Trajectoire tridimensionnelle du centre de gravité d’un disque en chute libre ($\chi = 10$, $Re = 275$, $d = 18$ mm, $U_m = 15,4$ mm.s $^{-1}$).

2.3 Traitement du signal

La figure 2.9 montre un exemple de la position tridimensionnelle d’un disque oscillant en chute libre. Les signaux bruts donnent la position et l’inclinaison des corps en trois dimensions. On note en général une faible dérive horizontale, qui est définie comme la distance horizontale parcourue entre le début et la fin de l’expérience sur la distance verticale correspondante (cf. figure 2.10). Cette dérive est en générale faible et n’est pas reproductible entre les essais. Elle peut être due à de faibles mouvements résiduels dans le fluide ou à une inhomogénéité dans le matériau de fabrication des disques et elle n’a pas d’influence sur les oscillations périodiques des disques. On note également parfois des oscillations de l’inclinaison qui ne se font pas autour d’une valeur nulle (inclinaison moyenne non-nulle). Comme cette dérive, $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{\theta}_x, \hat{\theta}_y)$, n’est pas liée à la dynamique propre du corps, on la retire dans un premier temps, par filtrage des basses fréquences du signal mesuré. Dans la suite de cette partie, on ne traitera plus que des signaux qui oscillent autour d’une valeur nulle, mais on gardera les signaux basse fréquence obtenus afin d’avoir une idée de la dérive horizontale ou de la valeur moyenne de l’inclinaison si elle existe. Les signaux restants n’ont en général pas une amplitude constante au cours du temps, comme nous pouvons l’observer sur la figure 2.11a. Cela peut être dû à un lent mouvement de précession, visible en gris clair sur la figure 2.11b. La transformée de Hilbert permet alors d’écrire les signaux sous la forme suivante (voir Ellingsen (2001) et Fernandes *et al.* (2007) pour une présentation détaillée de la méthode)

$$x(t) = A_x(t)\sin(\Phi_x(t))$$

$$y(t) = A_y(t)\sin(\Phi_y(t))$$

où $A_x(t)$ et $A_y(t)$ sont des amplitudes lentement variables dans le temps. Les phases $\Phi_x(t)$ et $\Phi_y(t)$ peuvent ici se mettre sous la forme $\Phi_x(t) = \omega t + \phi_x$ et $\Phi_y(t) = \omega t + \phi_y$ avec une pulsation ω et des origines de phase ϕ_x et ϕ_y constantes. Afin d'avoir des signaux d'amplitude constante nous pouvons pour chaque instant déterminer la direction principale d'oscillation, notée θ_p , et ensuite projeter les signaux de position horizontal et d'inclinaison dans le repère principal (x_p, y_p, z_p) . Cette projection est représentée en noir sur la figure 2.11. Dans ce repère, les oscillations, $(x, y, \theta_x, \theta_y)$, se font alors avec une fréquence et des amplitudes qui peuvent être considérées comme constantes (cf. figure 2.12 et 2.13). Enfin, afin de séparer la composante moyenne verticale et les oscillations de positions verticales, on procède également à un filtrage basses fréquences de Z . Le signal basses fréquences obtenu est noté \hat{z} (on notera que le passage dans le repère principal ne modifie pas la coordonnée Z ($z = Z$)). On obtient alors dans le repère principal des oscillations, les amplitudes notées \tilde{x} , \tilde{y} , \tilde{z} , $\tilde{\theta}_x$, $\tilde{\theta}_y$, et les phases ϕ_x , ϕ_y , ϕ_z , ψ_x , ψ_y pour tous les signaux de position et d'inclinaison.

$$x(t) = \tilde{x} \sin(\omega t + \phi_x) \quad (2.1)$$

$$y(t) = \tilde{y} \sin(\omega + \phi_y) \quad (2.2)$$

$$z(t) = \tilde{z} \sin(2\omega + \phi_z) + \hat{z} \quad \text{ou} \quad z(t) = \tilde{z} \sin(\omega + \phi_z) + \hat{z} \quad (2.3)$$

$$\theta_x = \tilde{\theta}_x \sin(\omega + \psi_x) \quad (2.4)$$

$$\theta_y = \tilde{\theta}_y \sin(\omega + \psi_y) \quad (2.5)$$

Il est à noter que les signaux de position horizontale, oscillent tous les deux à la même fréquence ω . Par contre, le signal de position verticale peut osciller à la fréquence ω ou 2ω suivant les cas que nous étudierons par la suite. Dans d'autres cas, nous verrons que même après le passage dans le repère principal des oscillations, les signaux ne sont pas toujours constants. Lorsque ce cas se présente, nous verrons qu'il existe des portions de signal où l'amplitude varie peu, on utilisera donc ces portions pour traiter le signal. Les vitesses et accélérations linéaires et angulaires sont ensuite déterminées par dérivation analytique des équations (2.1)-(2.5).

2.4 Visualisation du sillage à l'aide de colorant

La visualisation des sillages des corps en chute libre dans la cellule d'essai a été réalisée à l'aide de colorants. Afin de distinguer le sillage de deux disques, deux colorants de couleur différente ont été utilisés. L'un est la fluorescéine à forte concentration (0,1g pour 10 ml) de couleur jaune-verte, l'autre la rhodamine-B de couleur rouge (Canals & Pawlak, 2008). Les corps sont trempés dans ces solutions avant d'être lâchés dans la cuve. Ces colorants fluorescents sont éclairés à l'aide de deux néons ultra-violet (longueur d'onde principale autour de 375 nm). Avec cette méthode, le flux de masse de colorant relargué dans l'eau ne peut être maintenu constant et la concentration de colorant dans le sillage diminue tout au long de la chute des corps. Cette méthode nous a permis d'observer les

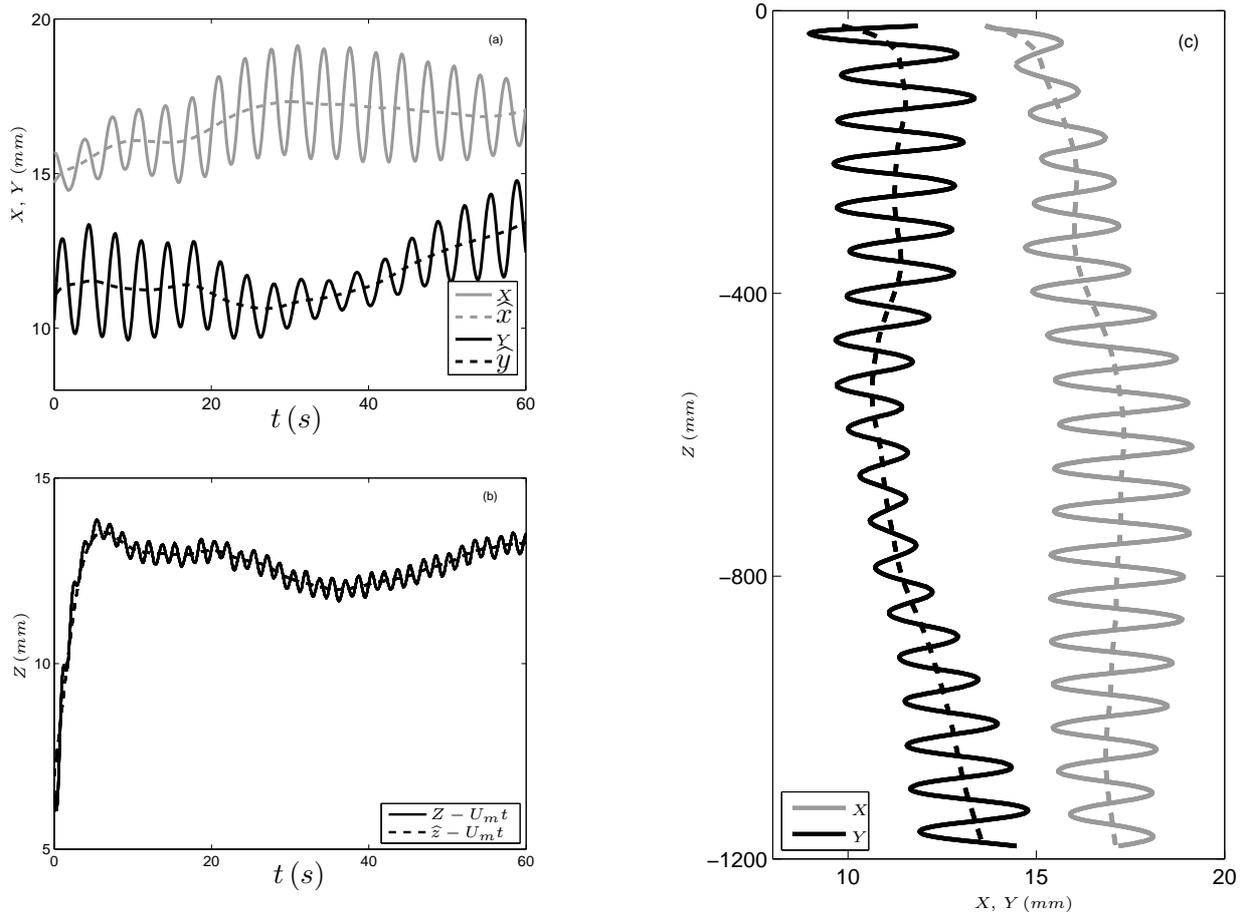


FIGURE 2.10 – Exemple d'évolution temporelle des coordonnées du centre de gravité d'un disque, les tirets correspondent à la partie basse fréquence du signal : (a) Coordonnées horizontales, X et Y ; (b) Coordonnée verticale, Z , dans le repère du laboratoire ; (c) Projections de la trajectoire du corps ($\chi = 6$, $Re = 240$, $d = 13,2$ mm, $U_m = 18,4$ mm.s $^{-1}$).

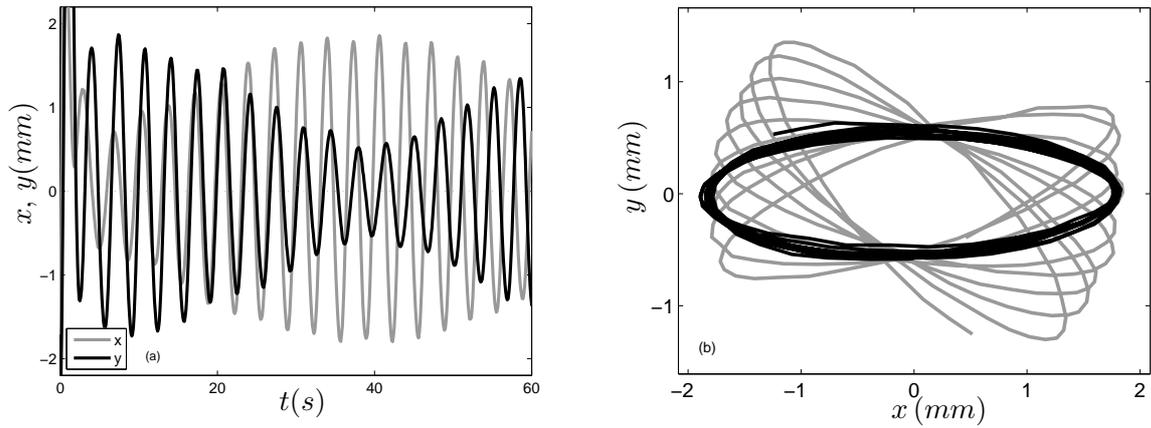


FIGURE 2.11 – (a) Oscillations dans le plan horizontal après élimination de la dérive basse fréquence ; (b) Vue de dessus de la trajectoire du corps avant et après élimination du mouvement de rotation basse fréquence ($\chi = 6$, $Re = 240$, $d = 13,2 \text{ mm}$, $U_m = 18,4 \text{ mm.s}^{-1}$).

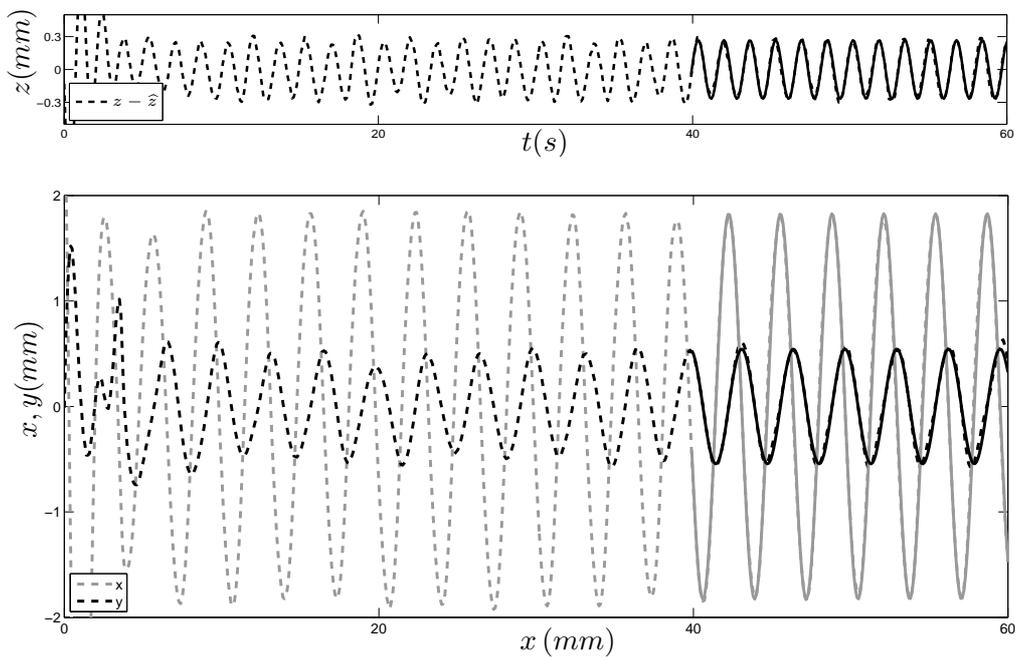


FIGURE 2.12 – Oscillations auto-entretenues dans le repère principal ($\chi = 6$, $Re = 240$, $d = 13,2 \text{ mm}$, $U_m = 18,4 \text{ mm.s}^{-1}$) : déplacements du centre de gravité du corps dans la direction verticale (en haut) et dans le plan horizontal (en bas). Les courbes en lignes pleines noires représentent les équations (2.1)-(2.5).

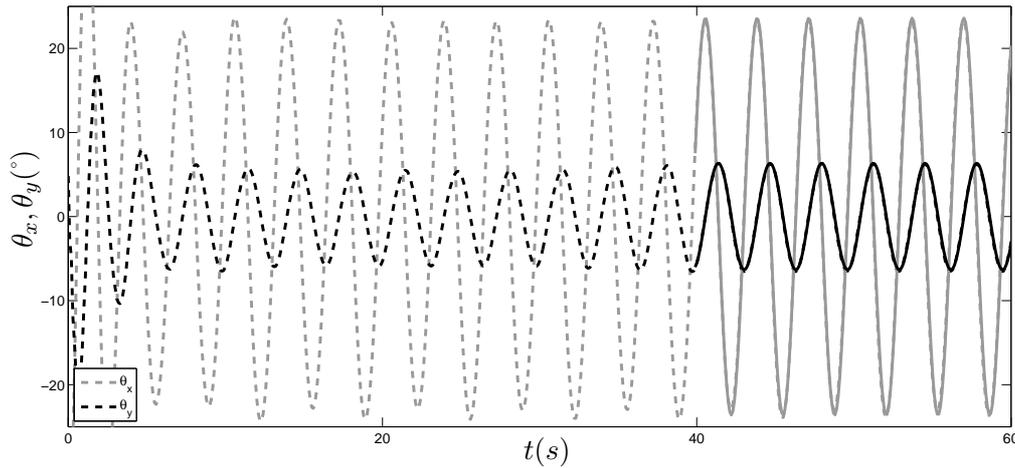


FIGURE 2.13 – Oscillations auto-entretenues dans le repère principal ($\chi = 6$, $Re = 240$, $d = 13,2$ mm, $U_m = 18,4$ mm.s⁻¹) : angles d’inclinaison de l’axe de symétrie du corps par rapport à la verticale. Les courbes en lignes pleines noires représentent les équations (2.1)-(2.5).

interactions de sillage entre deux corps chutant en tandem et dont la distance relative verticale diminue au cours du temps. On notera que cette visualisation est qualitative, en effet nous observons ici les lignes d’émissions et il peut également y avoir diffusion du colorant au cours du temps. Il faudra donc prendre des précautions dans l’interprétation des résultats obtenus avec cette méthode. Les figures 2.14 et 2.15 montrent quelques images à différentes distances relatives Δ_z^* entre les centres de gravité des corps. La caméra couleur utilisée pour la visualisation a une résolution de 1080*1440 pixels, les images étant acquises à une fréquence de 25 Hz avec un temps d’exposition de 20 ms.

Nous avons également utilisé deux caméras noir et blanc ayant une résolution de 756*566 pixels afin d’avoir dans certains cas une vue de face et de côté du sillage des corps dans certaines configurations. Nous avons alors employé le même rétro-éclairage à LED que pour la trajectographie, le colorant utilisé étant le permanganate de potassium (Fernandes, 2005).

2.5 Simulation numérique de disques fixes

Simulation numérique de deux disques fixes en tandem On considère le cas de deux disques fixes placés en tandem dans un écoulement incident aligné avec leur axes de symétrie. Nous avons réalisé des simulations numériques directes en 2D axisymétrique de l’écoulement qui en résulte à $Re = 100$, pour trois rapports de forme ($\chi = 3, 6$ et 10) et pour différentes distances relatives $\Delta_z^* = \Delta_z/d$ entre les corps allant de 0,5 à 25 diamètres (dix-neuf distances pour chaque rapport de forme). Pour une configuration donnée, $\chi = 10$ et $\Delta_z^* = 3, 25$, nous avons vérifié que la taille des mailles utilisées (232*80 mailles) n’avait pas d’influence sur les résultats en les comparant à ceux obtenus avec un maillage plus raffiné (415 * 98 mailles). La différence sur le coefficient de traînée C_d obtenue est inférieure à 0,8%. Les simulations sont réalisées en 2D axisymétrique, seul la solution axisymétrique peut être observée et on s’assure que l’on a un nombre suffisant d’itérations pour atteindre l’état stationnaire. Quelques

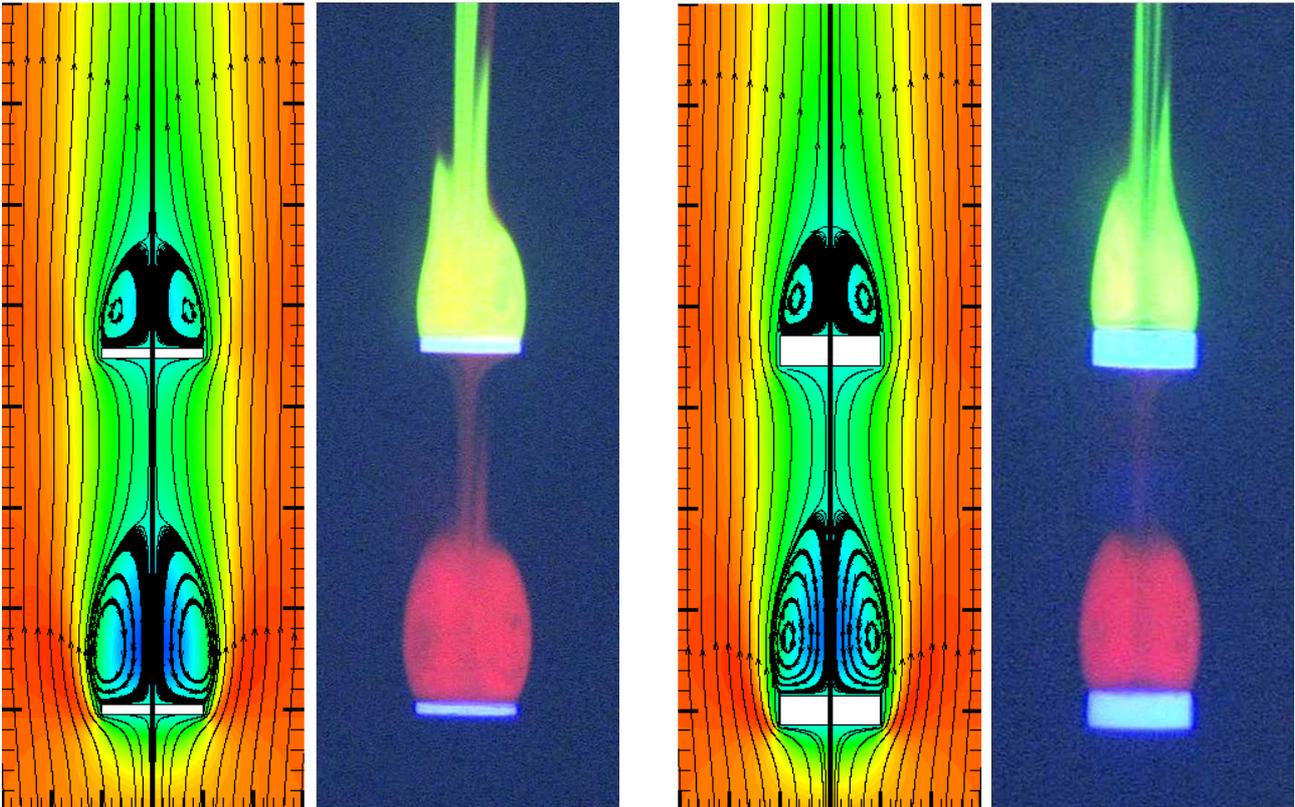


FIGURE 2.14 – Sillage de deux disques en tandem de rapports de forme $\chi = 10$ et $\chi = 3$, pour $\Delta z/d = 3.5$ (a) lignes de courant et norme de la vitesse obtenues par simulation numérique pour des disques fixes (b) visualisation des sillages avec deux colorants pour les disques mobiles.

Images de gauche (a) $\chi = 10$, $Re = 80$; (b) $\chi = 10$, $Re = 80$, $d = 7$ mm, $U_m = 11,4$ mm.s⁻¹.

Images de droite (a) $\chi = 3$, $Re = 100$; (b) $\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_m = 18,8$ mm.s⁻¹.

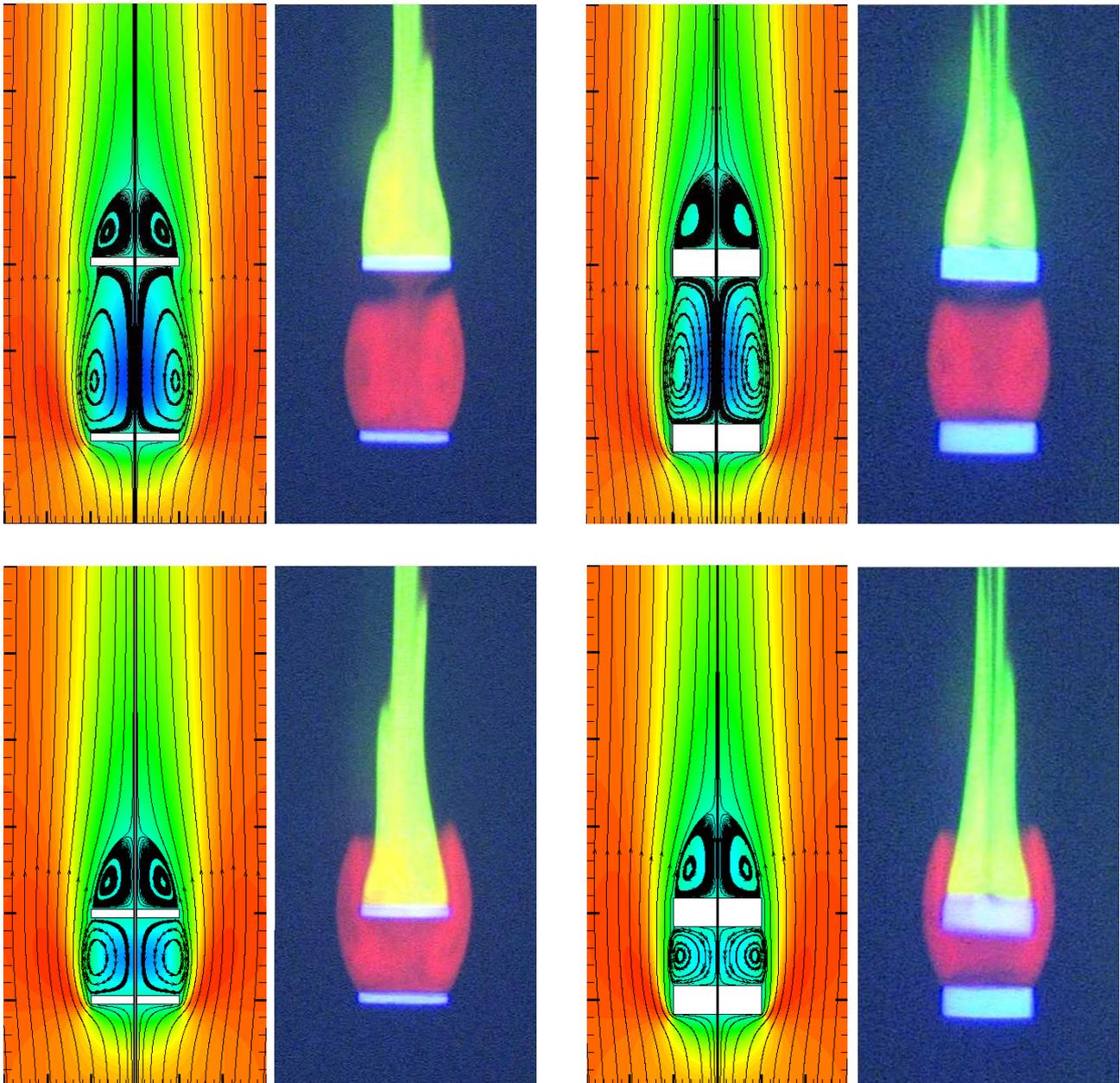


FIGURE 2.15 – Sillage de deux disques en tandem de rapports de forme $\chi = 10$ et $\chi = 3$, pour $\Delta_z/d = 2$ (en haut), $\Delta_z/d = 1$ (en bas) (a) lignes de courant et norme de la vitesse obtenues par simulation numérique pour des disques fixes (b) visualisation des sillages avec deux colorants pour les disques mobiles.

Images de gauche (a) $\chi = 10$, $Re = 80$; (b) $\chi = 10$, $Re = 80$, $d = 7$ mm, $U_m = 11,4$ mm.s⁻¹.

Images de droite (a) $\chi = 3$, $Re = 100$; (b) $\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_m = 18,8$ mm.s⁻¹.

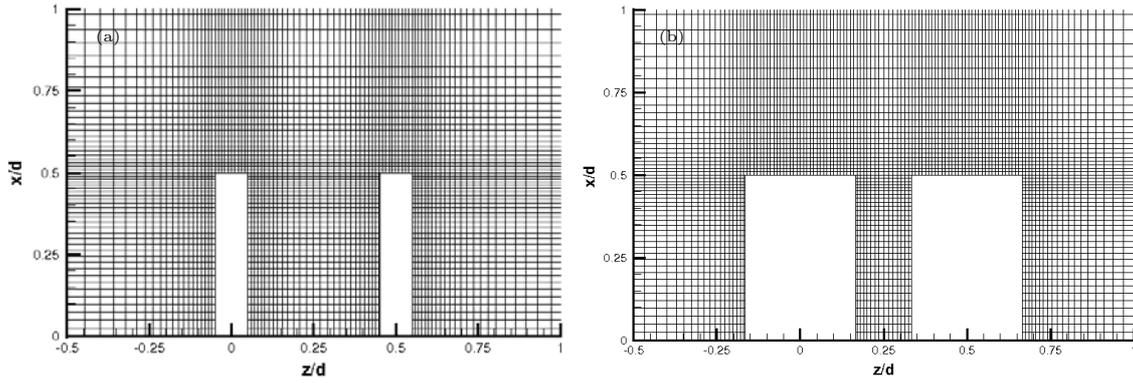


FIGURE 2.16 – Détail du maillage pour deux disques fixes en tandem (a) $\chi = 10$, $\Delta_z/d = 0,5$; (b) $\chi = 3$, $\Delta_z/d = 0,5$.

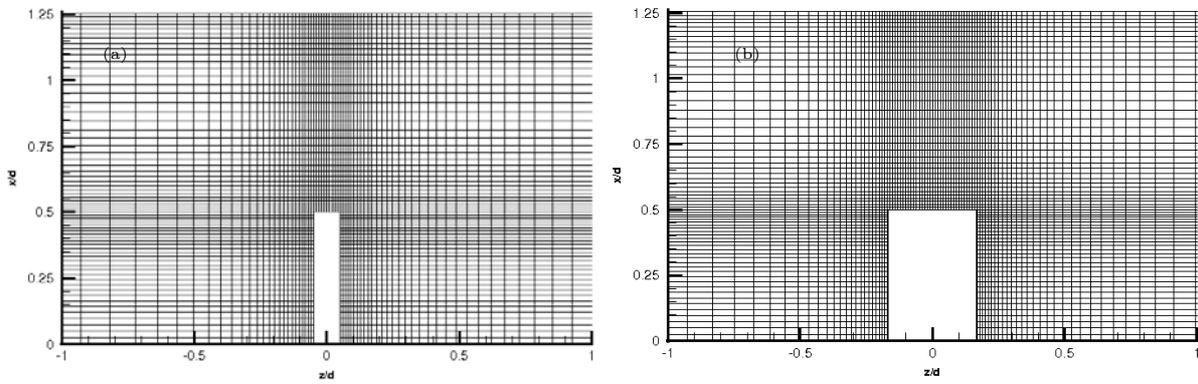


FIGURE 2.17 – Détail du maillage pour un disque confiné (a) $\chi = 10$, $S = s/D = 0,4$; (b) $\chi = 3$, $S = d/D = 0,4$.

essais réalisés par calcul 3D axisymétrique pour $\chi = 10$ et $\Delta_z^* = 2$ et 4, nous ont permis de vérifier que la solution axisymétrique reste stable et donc que le cas 2D axisymétrique est réaliste. Le domaine de calcul s'étend au moins sur 35 diamètres dans la direction axiale z et sur 20 diamètres dans la direction radiale x . Les maillages évoluent en fonction de la distance entre les disques : ils comprennent au moins 174 mailles dans la direction axiale et toujours 80 dans la direction radiale. Les mailles de calcul ne sont pas régulières mais ont au contraire été raffinées au voisinage des disques (figure 2.16). Ce raffinement permet de bien rendre compte de la couche limite, la première maille près du corps mesurant $0,01d$. Les simulations numériques sont initialisées dans tout le domaine avec un champ de vitesse uniforme correspondant à la vitesse loin du corps. Des exemples de simulations sont présentés figure 2.14 et 2.15.

Simulation numérique d'un disque isolé fixe en géométrie confinée Nous avons également étudié l'écoulement autour de disques confinés dans un tube (figure 2.17), en rapprochant progressivement les bords du domaine dans la direction radiale x . L'axe de symétrie du corps correspond à l'axe de symétrie du tube. Ces simulations tridimensionnelles sont réalisées avec un maillage qui s'étend sur 10 diamètres en amont et 15 diamètres en aval du corps dans la direction axiale z . Dans la direction

radiale x , nous avons fait varier le confinement $S = d/D$ de 0.0494, 0.197, 0.240, 0.331, 0.399, 0.505, 0.666, 0.777 afin de tester son influence sur l'instabilité du sillage du corps et du coefficient de traînée C_d .

Pour la recherche des seuils de transition Re_{c1} et Re_{c2} comme pour l'étude des états saturés, une petite perturbation correspondant à une force transverse d'amplitude inférieure à 1% de la valeur de la traînée finale a été appliquée (durant quelques itérations temporelles). Cela impose que le plan de symétrie sera xOz dans les cas où la solution est à symétrie plane. Le maillage comprend 32 mailles dans la direction azimutale, 140 mailles ($\chi=10$) et 162 mailles ($\chi=3$) dans la direction axiale z et un nombre variable dans la direction radiale x compris entre 50 et 130 suivant le confinement imposé. Le maillage est raffiné au niveau du corps mais également sur les parois afin d'obtenir une description précise des couches limites. La condition initiale est la solution axisymétrique appliquée à tous les plans azimutaux. En ce qui concerne les conditions aux limites, la vitesse est imposée à l'entrée avec un profil uniforme et unitaire suivant l'axe z . Sur les parois latérales la vitesse est également imposée unitaire suivant l'axe z , la condition de sortie est appliquée sur la face aval. Afin de valider nos résultats, nous avons reconduit pour les confinements $S = 0.0494, 0.505, 0.666, 0.777$ les mêmes simulations mais avec un autre maillage plus raffiné de 180 mailles ($\chi=10$) et 220 mailles ($\chi=3$) dans la direction axiale z et en multipliant par au moins 1,75 fois le nombre de mailles dans la direction radiale x (calcul 2D axisymétrique à $Re = 100$). Nous avons vérifié que la différence sur le coefficient de traînée entre les deux maillages est toujours inférieure à 0.8 %. De plus les résultats obtenus pour un confinement $S = 1/20$ ont été validés par comparaison aux simulations de [Auguste \(2010\)](#).

2.6 Conclusion

L'objectif de ce travail est une investigation expérimentale des comportements d'interaction de corps cylindriques (disques plus ou moins épais) de masse volumique proche de celle du liquide et de rapports de forme variés chutant en tandem ou côte à côte à des nombres de Reynolds modérés. La technique de mesure du mouvement tridimensionnel instantané de chaque disque permet de décrire en détail la cinématique de leur interaction. Elle assure une grande précision dans la détermination des déplacements et des rotations des disques. Afin d'avoir une meilleure connaissance des mouvements dans le fluide associés aux mouvements des corps, nous avons utilisé une technique de visualisation du sillage des corps par colorant, qui fournit une information qualitative sur la dynamique des sillages des corps lors de leur interaction. Enfin, des simulations numériques directes de deux disques en tandem ou de disques confinés permettent d'obtenir des informations complémentaires sur la nature du sillage et les efforts qui s'exercent sur des corps fixes dans les différentes configurations étudiées. Ces simulations nous seront utiles pour la modélisation des comportements observés.

Chapitre 3

Interaction de corps mobiles en chute libre

Le présent chapitre est consacré à la description de la cinématique de l'interaction entre deux disques identiques en chute libre. L'interaction sera étudiée en fonction du nombre de Reynolds, du rapport de forme et de la position relative entre les deux corps. Dans un premier temps (§ 3.1), nous préciserons les différents comportements d'interaction que nous avons observés. Puis, dans la section 3.2, nous aborderons la première des configurations étudiées, dans laquelle les corps sont placés l'un à la suite de l'autre. Dans cette configuration, aussi appelée corps en tandem, l'on s'intéressera au phénomène d'aspiration du corps suiveur par le sillage du corps de tête. Ensuite, pour les rapports de forme élevés $\chi = 6$ et 10 , nous verrons que les corps peuvent chuter ensemble en ayant toujours au moins un point de contact entre eux, nous étudierons cette configuration sous le nom de corps accrochés (section 3.3). Enfin, nous regarderons au § 3.4 le cas des corps chutant côte à côte qui donne lieu à une répulsion entre les corps.

3.1 Cartographie des différents comportements d'interaction

Suivant la position relative entre les deux disques, on peut noter des zones d'attraction, de répulsion ou de non-interaction entre les disques. Nous avons réalisé des essais à différentes positions relatives initiales afin de déterminer la limite de ces zones, pour des nombres de Reynolds d'environ $Re \approx 110$ et $Re \approx 140$ et pour trois rapports de forme χ . La position relative est déterminée par l'écart vertical Δ_z et l'écart horizontal Δ_h entre les centres de gravité des corps adimensionnés par le diamètre d du disque. La figure 3.1 représente quelques exemples d'évolution de la position relative au cours du temps entre les deux corps, la position relative initiale étant repérée par un losange noir. Les cas où la position relative tend au final vers $(\Delta_h^* = 0, \Delta_z^* = 0)$ sont considérés comme des cas d'attraction, les cas où elle ne varie pas significativement correspondent à une zone de non-interaction. Enfin, lorsque les corps s'éloignent, il y a répulsion comme sur le cas en bas à droite.

Il est à noter que la variation de la position relative n'est pas forcément due à l'interaction entre les corps mais peut venir aussi de la dynamique propre de chaque corps. Cette dynamique peut

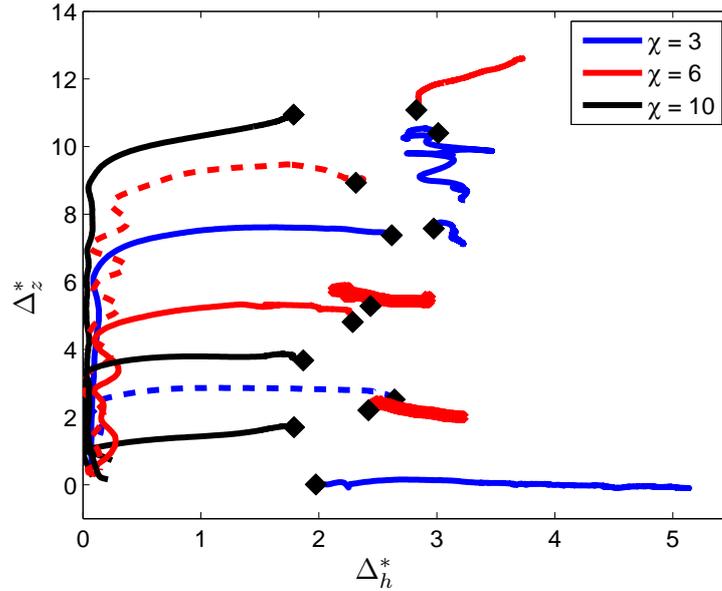


FIGURE 3.1 – Exemples d'évolution de la position relative entre les corps. La position relative initiale est repérée par un losange noir. Lignes pleines : $\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_m = 18,8$ mm.s⁻¹ ; $\chi = 6$, $Re = 105$, $d = 7,2$ mm, $U_m = 14,9$ mm.s⁻¹ ; $\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s⁻¹. Lignes tirets : $\chi = 3$, $Re = 145$, $d = 6,9$ mm, $U_m = 19,9$ mm.s⁻¹ ; $\chi = 6$, $Re = 125$, $d = 8,4$ mm, $U_m = 14,9$ mm.s⁻¹ ; $\chi = 10$, $Re = 152$, $d = 11$ mm, $U_m = 13,6$ mm.s⁻¹.

être influencée par de faibles mouvements résiduels du liquide dans la cuve qui induisent des dérives de la trajectoire non reproductibles entre les différents essais. De plus, les deux corps ne sont pas parfaitement identiques (inhomogénéité du matériau de fabrication, précision d'usinage des pièces de 0,1 mm) ce qui peut induire une cinématique différente et donc une variation de la position relative. Lorsque la position relative ne varie pas significativement, il est donc difficile de savoir si elle est due à l'interaction entre les corps ou au mouvement propre de chaque corps. C'est pourquoi les limites des différentes zones sont définies avec une incertitude qui sera précisée dans la suite. Il existe par exemple une zone, visible sur la figure 3.1 en $(\Delta_h^* = 2,2, \Delta_z^* = 5)$ où pour un même état initial, on peut avoir des cas d'attraction ou de non-interaction. Les essais ont été réalisés pour différents rapports de forme χ et nombres de Reynolds Re , mais nous n'avons pas pu noter de différences significatives pour ces trois zones en fonction ni du rapport de forme ni du nombre de Reynolds.

Sur la figure 3.2 sont représentées les positions initiales de l'ensemble des tests effectués. Les ronds indiquant les positions relatives initiales des corps qui s'attirent, les carrés les cas de répulsion et les croix les cas de non-interaction. La zone d'attraction se situe lorsque les corps sont placés en tandem (l'un à la suite de l'autre), avec un écart horizontal Δ_h inférieur à 2,5 diamètres ($\pm 0,5 d$). Nous avons de plus défini des zones d'attraction dites "faible" et "forte". La zone d'attraction faible correspond à une zone où au final le disque suiveur sera attiré par le disque de tête mais où son augmentation de vitesse verticale par rapport au cas isolé est faible, inférieure à 5%, et où sa vitesse latérale est elle aussi comparable à celle du cas isolé. La zone d'attraction forte repérée par des points sur la figure

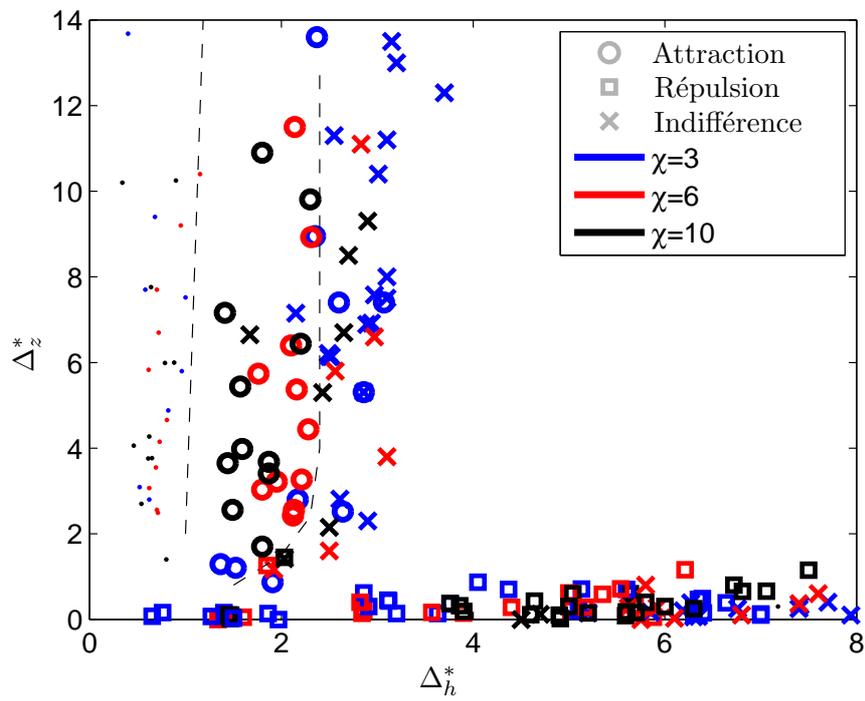


FIGURE 3.2 – Zones d'interaction : attraction, répulsion, indifférence ($\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_m = 18,8$ mm.s⁻¹; $\chi = 6$, $Re = 105$, $d = 7,2$ mm, $U_m = 14,9$ mm.s⁻¹; $\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s⁻¹).

3.2, est telle qu'une fois le corps entré dans cette zone, sa vitesse verticale est toujours supérieure à 5% de celle du cas isolé, notée U_m .

Lorsque les corps se retrouvent côte à côte avec un écart vertical inférieur à $\Delta_z^* < 1$ et un écart horizontal $\Delta_h^* < 4,5$ ils ont tendance à se repousser. Il est délicat de définir la limite latérale de la zone de répulsion car les perturbations sur la trajectoire de chaque corps et les effets de répulsion sont du même ordre de grandeur dès que la distance horizontale Δ_h est de l'ordre de 5 diamètres. On remarquera tout de même que les corps se repoussent toujours lorsque $\Delta_h^* < 4,5$, qu'ils ne se rapprochent jamais lorsque $\Delta_h^* < 6$. Au delà de 6 diamètres il semble y avoir indépendance de leur cinématique, la distance Δ_h^* pouvant augmenter ou diminuer faiblement suivant les essais. Nous détaillerons ces essais au paragraphe 3.4 qui traite des disques chutant côte à côte. Dans tout le reste du domaine il n'apparaît pas d'interaction entre les deux corps. Enfin, un cas particulier intervient lorsque les deux corps sont en tandem et qu'ils entrent en contact. Nous verrons par la suite que les corps minces $\chi = 6$ et 10 restent alors en contact et continuent leur chute ensemble, alors que les corps épais $\chi=3$ se séparent pour se retrouver côte à côte et finissent donc par se repousser.

Ces résultats sont en accord avec ceux de Fortes *et al.* (1987) pour deux sphères placées l'une à la suite de l'autre, ils ont observé expérimentalement un comportement similaire à celui des disques épais, c'est-à-dire attraction, contact puis séparation, séquence appelé "drafting, kissing, tumbling". Par contre, dans leur cas, ce mouvement peut se répéter plusieurs fois : la sphère suiveuse passe la sphère de tête après le contact et la séquence se répète. Pour les disques épais, cette séquence peut se reproduire une fois après le premier contact, mais après le second contact, il y a toujours séparation et les corps se retrouvent côte à côte et se repoussent. Dans la suite de ce chapitre, on s'intéresse d'abord à la phase d'attraction lorsque les corps sont en tandem (§ 3.2), puis dans le cas des corps minces à la position relative accrochée (§ 3.3) et enfin à la phase de répulsion lorsqu'ils sont côte à côte (§ 3.4). Ceci pour différents nombres de Reynolds couvrant les cas trajectoires rectilignes et périodiques oscillantes.

3.2 Disques chutant en tandem

L'expérience présentée dans cette partie est le lâcher consécutif de deux corps identiques pour différents nombres de Reynolds couvrant les trajectoires stables et oscillantes. Les deux corps sont lâchés dans le même tube mais à des instants différents. Après la phase transitoire qui suit la sortie du tube, on observe que le corps suiveur accélère et que les deux corps se rapprochent jusqu'à leur rencontre. Pour les corps minces $\chi = 6$ et 10, dans la plupart des cas, ils continuent leur chute ensemble (corps accrochés), nous étudierons cette configuration au paragraphe 3.3. Les corps épais $\chi = 3$ ont tendance à s'éloigner après contact et continuent leur chute séparément, avec une différence de hauteur faible (cf. § 3.4).

Nous étudions dans cette partie le rapprochement des deux corps, depuis une distance de plusieurs diamètres jusqu'à leur rencontre. L'objectif est de caractériser et de modéliser le phénomène d'entraînement du deuxième corps par le sillage du corps de tête. Pour cette étude, les deux corps utilisés sont identiques à la précision de fabrication près et ont des vitesses terminales mesurées très

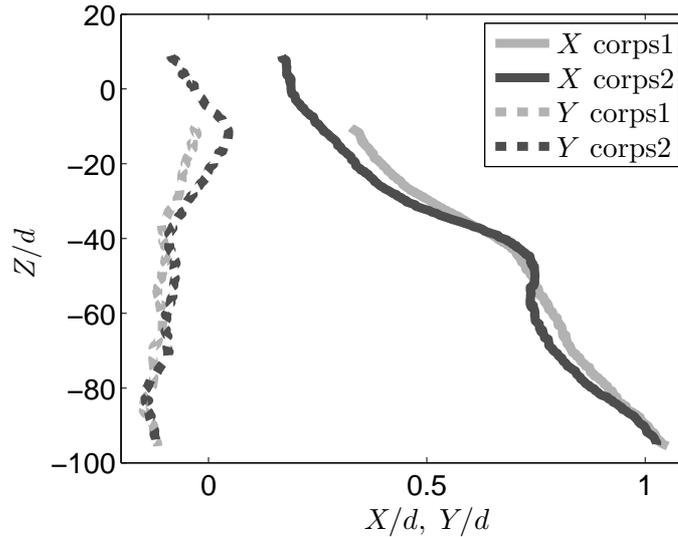


FIGURE 3.3 – Exemple des trajectoires de deux corps dans les plans (X, Z) et (Y, Z) . Les coordonnées sont adimensionnées par le diamètre d ($\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_m = 18,8$ mm.s⁻¹).

proches lorsqu'ils tombent de façon isolée. Nous avons testé trois rapports de forme différents ($\chi=3$, 6 et 10). Nous étudierons cette configuration pour différents nombres de Reynolds. Dans un premier temps, nous regarderons les cas stables (trajectoires rectilignes) au § 3.2.1 ($Re \approx 110$), puis au § 3.2.2 les cas instables (trajectoires périodiques, $Re \approx 250$ et $Re \approx 280$) et enfin dans le § 3.2.3 des cas intermédiaires où les corps peuvent se mettre à osciller sous l'effet de l'interaction ($Re \approx 140$).

3.2.1 Corps en tandem ayant des trajectoires rectilignes

Nous regardons ici les cas où le nombre de Reynolds est suffisamment faible pour que les deux disques suivent des trajectoires rectilignes même lorsqu'ils sont en interaction, c'est-à-dire sans oscillation périodique ni de position ni d'inclinaison. Dans un premier temps, nous nous intéressons à la trajectoire des deux disques dans le repère du laboratoire (§ 3.2.1.1 et 3.2.1.2). Nous tenterons ensuite de mettre en relation la vitesse du fluide dans le sillage du corps de tête et la vitesse du corps suiveur (§ 3.2.1.3). Dans toute la suite, la dénomination "premier corps" sera également utilisée pour le disque de tête, le deuxième étant celui qui est aspiré dans le sillage. La vitesse uniforme de chute notée U_m et le nombre de Reynolds indiqués, utilisés comme référence, sont ceux du disque lorsqu'il chute de façon isolée. Les résultats présentés dans cette partie montre pour chaque rapport de forme un seul essai, ceci par souci de lisibilité des figures, les résultats étant reproductibles entre les différents essais.

3.2.1.1 Trajectoire et séparation horizontale

Sur la figure 3.3 sont représentées les trajectoires des deux disques dans les plans (X, Z) et (Y, Z) pour un essai. On observe que les deux corps chutent de façon quasi-rectiligne, avec une faible dérive horizontale toujours inférieure à 3% de la distance parcourue verticalement, comme ce serait le cas s'ils étaient isolés. Cette dérive est clairement visible ici dans le plan (X, Z) . On notera que le deuxième

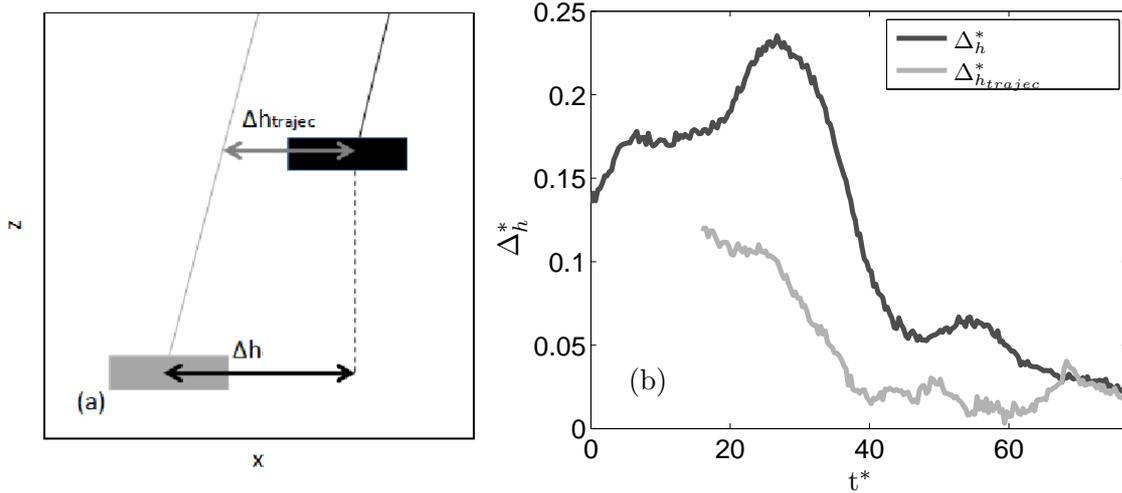


FIGURE 3.4 – (a) Schéma indiquant la distance horizontale entre les corps Δ_h et celle entre les trajectoires $\Delta_{h_{trajec}}$; (b) Exemple d'évolution au cours du temps des distances horizontales Δ_h et $\Delta_{h_{trajec}}$ pour un essai ($\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_m = 18,8$ mm.s⁻¹).

corps a la même dérive horizontale que le premier, ce qui est d'autant plus remarquable que cette dérive est faible. Dans tous les cas étudiés, la distance horizontale entre les centres de gravité Δ_h (figure 3.4a) reste toujours inférieure à un demi-diamètre. De plus, il semble que les disques tendent à s'aligner verticalement au cours de leur chute, Δ_h diminuant avec le temps (figure 3.4b).

La distance horizontale Δ_h est un paramètre important pour la compréhension de l'interaction car elle détermine la position du corps suiveur dans le sillage du corps de tête. Celle-ci peut-être caractérisée soit par la distance horizontale entre les deux centres de gravité Δ_h à un instant donné, soit par la distance $\Delta_{h_{trajec}}$ entre les trajectoires à une altitude z donnée (figure 3.4a) ce qui donne une idée de la position du corps suiveur par rapport à l'axe de symétrie du sillage du premier corps. Les deux distances sont donc pertinentes selon l'objet de l'étude, à savoir soit la position relative des deux corps, soit la position du corps suiveur par rapport au sillage du corps de tête. On notera que si le premier corps chute de façon parfaitement verticale, les deux distances sont égales et que, plus les deux corps sont proches, plus la différence entre ces deux distances horizontales est faible. La distance horizontale $\Delta_{h_{trajec}}$ entre les deux trajectoires est en général inférieure à la distance entre les centres de gravité Δ_h (figure 3.4b), ce qui semble indiquer que l'asservissement de la dérive du second corps à celle du premier corps, se fait par l'intermédiaire du sillage de celui-ci. Dans la suite, sauf contre-indication, la distance horizontale Δ_h entre les corps désignera la distance entre les centres de gravité Δ_h . La dérive horizontale étant faible et non reproductible, nous l'avons éliminée dans cette partie pour ne regarder dans ce qui suit que la composante verticale Z .

3.2.1.2 Vitesse des corps dans le référentiel du laboratoire

Nous nous intéressons ici à la vitesse verticale du premier corps U_{z1} en fonction de la séparation verticale Δ_z entre les corps, présentée figure 3.5a. Les corps se rapprochant au cours de l'essai, Δ_z

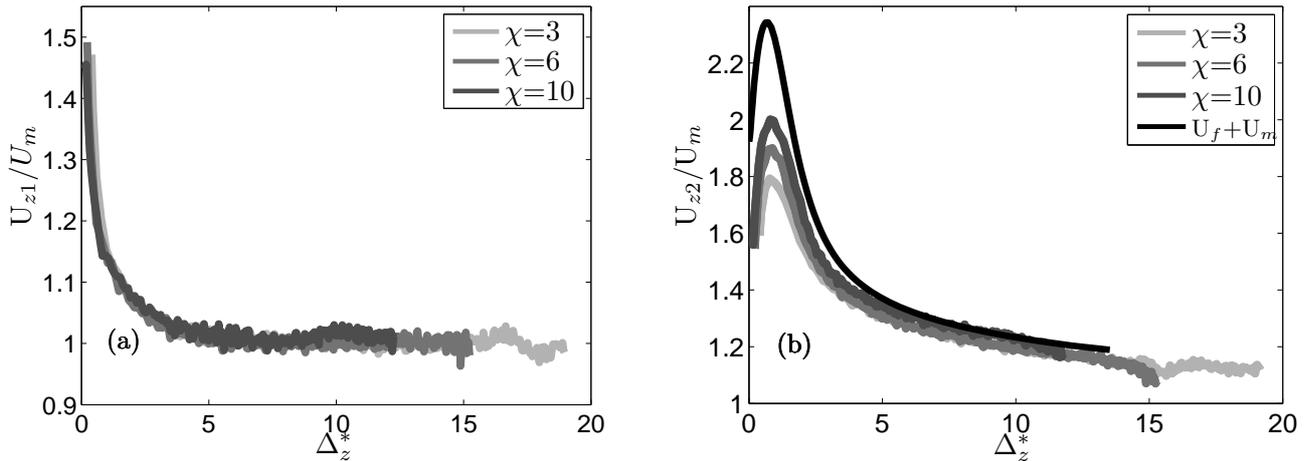


FIGURE 3.5 – (a) Vitesse du corps de tête U_{z1} dans le repère du laboratoire en fonction de la distance verticale Δ_z entre les corps ; (b) Vitesse du corps suiveur U_{z2} dans le repère du laboratoire en fonction de la distance Δ_z entre les corps et vitesse axiale U_f , moyennée sur un disque de diamètre d , du sillage d'un corps isolé ($\chi = \infty$, $Re=100$) obtenue par simulation numérique (Auguste *et al.*, 2007) ($\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_m = 18,8$ mm.s⁻¹ ; $\chi = 6$, $Re = 105$, $d = 7,2$ mm, $U_m = 14,9$ mm.s⁻¹ ; $\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s⁻¹).

diminue avec le temps, la figure 3.5a se lit donc de droite à gauche, comme toutes les figures où l'on présente une grandeur en fonction de Δ_z . Ici, lorsque la séparation verticale est supérieure à quatre diamètres, le corps de tête a une vitesse constante et égale à celle du corps isolé (figure 3.5a). Pour des séparations suffisamment grandes, la cinématique du premier corps ne semble donc pas influencée par le corps suiveur. En revanche, à partir de quatre diamètres de séparation verticale, on note une accélération du corps de tête avec une vitesse terminale qui atteint 1,5 fois celle du corps isolé au moment où les corps entrent en contact et ceci quel que soit le rapport de forme. On peut donc supposer que le sillage proche du corps de tête est modifié par la présence du corps suiveur, notamment au niveau de la zone de recirculation, qui se retrouve confinée entre les deux corps. Ceci est observé dans la visualisation du sillage présentée figure 3.9 et figure 3.10 et également dans le cas de deux disques fixes au paragraphe 3.2.1.5.

Sur la figure 3.5b on observe que le corps suiveur a une vitesse verticale U_{z2} toujours supérieure à celle du corps de tête, vitesse qui augmente au cours du temps, c'est-à-dire avec la diminution de la distance verticale entre les deux corps. En effet, plus les corps sont proches, plus le corps suiveur accélère. La figure 3.5b présente également l'évolution de U_f , la vitesse axiale moyenne du fluide, prise sur un disque de diamètre d , dans le sillage d'un disque obtenu par simulation numérique (Auguste *et al.*, 2007). On note que l'évolution de la vitesse dans le sillage du premier corps et la vitesse du corps suiveur présentent une évolution similaire. Pour une séparation verticale inférieure à un diamètre, le corps décélère, deux explications sont possibles à ce phénomène : soit le second corps suit l'évolution de la vitesse dans le sillage du premier corps soit cette diminution de vitesse est liée au temps de drainage du film liquide situé entre les deux corps (voir les figures 3.9g, 3.9h et 3.10g, 3.10h). Les deux

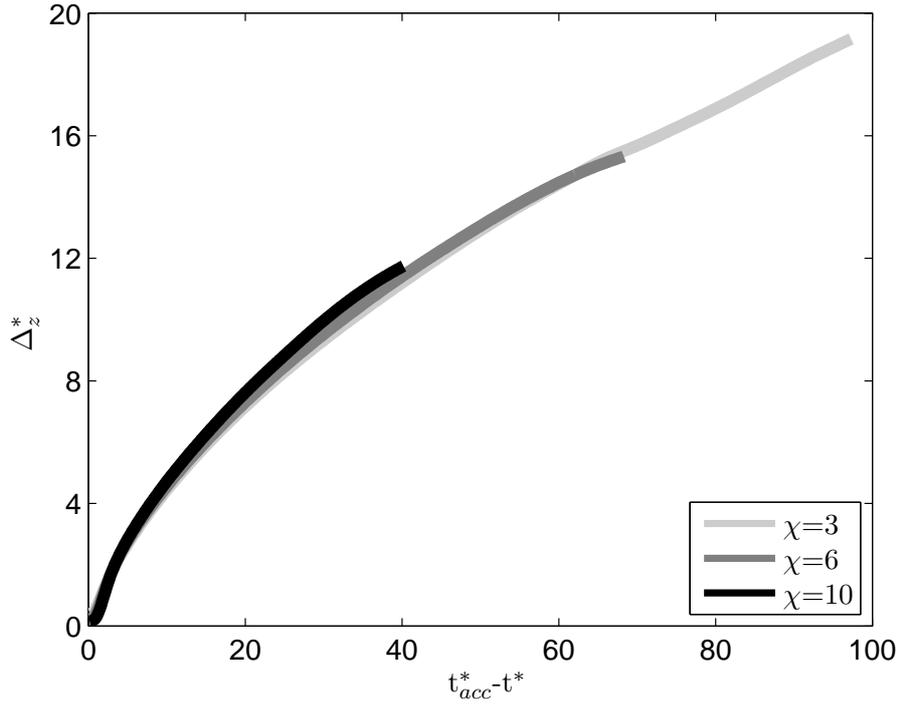


FIGURE 3.6 – Distance verticale entre les deux corps Δ_z^* , en fonction de $t_{acc}^* - t^*$, l'écart de temps à l'accrochage adimensionné par d/U_m ($\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_m = 18,8$ mm.s⁻¹; $\chi = 6$, $Re = 105$, $d = 7,2$ mm, $U_m = 14,9$ mm.s⁻¹; $\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s⁻¹).

effets pouvant se cumuler. Lorsque les corps entrent en contact, ils ont la même vitesse, égale à 1,5 fois la vitesse du corps isolé U_m . On note également que la vitesse maximale des corps minces est de 2 fois celle du corps isolé, alors que celle des corps épais l'est de 1,8 fois, cette vitesse étant atteinte à environ un diamètre de séparation verticale. La vitesse maximale du fluide dans la zone de recirculation étant plus grande pour les disques minces que pour les disques épais (Fernandes *et al.*, 2007), on note donc que la vitesse du corps suiveur suit la même tendance que celle du fluide. Ces résultats semblent indiquer que le phénomène d'entraînement du second corps est gouverné par l'évolution spatiale de la vitesse du sillage du premier corps.

Nous regardons ici la position du second corps dans le repère mobile lié au premier corps, qui garde les mêmes axes que le repère fixe du laboratoire. On observe que l'évolution au cours du temps de la distance verticale Δ_z^* entre les centres de gravité des deux corps, présentée figure 3.6, est la même quel que soit le rapport de forme χ étudié. Le graphique est tracé en fonction de l'opposé du temps, de telle sorte que les disques se rencontrent en $t^* = t_{acc}^*$, il se lit donc de droite à gauche. L'évolution de Δ_z^* peut être approchée par

$$\Delta_z^* \sim (t_{acc}^* - t^*)^{2/3} \quad \text{avec} \quad t^* = t \frac{U_m}{d} \quad \text{d'où} \quad \frac{\Delta_U}{U_m} \sim \left(\frac{\Delta_z}{d} \right)^{-1/2} \quad (3.1)$$

Δ_U est la différence de vitesse entre les deux corps. On notera que cette loi n'est plus vérifiée pour des distances inférieures à deux diamètres, l'interaction étant plus complexe lorsque les deux corps sont

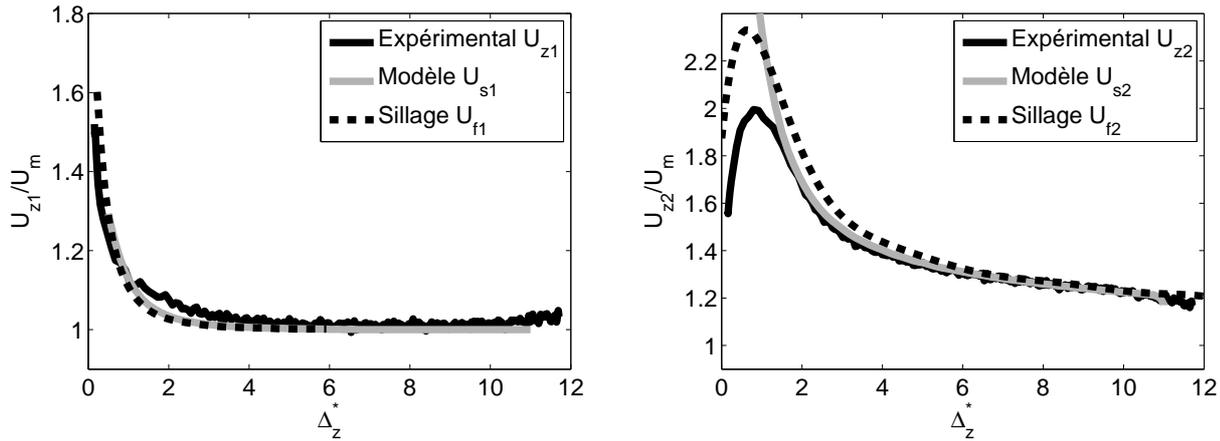


FIGURE 3.7 – Vitesse verticale des corps dans le repère du laboratoire en fonction de la distance verticale Δ_z entre les corps (a) corps de tête (b) corps suiveur ($\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s $^{-1}$).

proches, les zones de recirculation du sillage interagissant. Dans le paragraphe suivant nous cherchons à obtenir une modélisation plus fine de Δ_U .

3.2.1.3 Modélisation de l'entraînement

Nous essayons ici de modéliser le rapprochement vertical des deux corps ainsi que la vitesse de chaque corps. Nous écrivons pour cela les équations du mouvement unidirectionnel suivant l'axe vertical z (axe de symétrie du corps). Les deux vitesses verticales modélisées des disques sont notées respectivement U_{s1} et U_{s2} et correspondent aux vitesses expérimentales U_{z1} et U_{z2} décrites précédemment. Pour écrire ces équations, nous nous inspirons de la formulation qui s'applique au cas d'une inclusion petite devant les échelles d'inhomogénéité de l'écoulement (Magnaudet, 1997). Le système d'équations que nous résolvons est écrit pour les deux corps. On considère que l'écoulement induit par chaque corps, noté U_{f1} et U_{f2} , se traduit essentiellement par deux efforts sur l'autre corps : un déficit de traînée et un effet inertiel lié à la variation spatiale de vitesse du fluide. Pour l'équation du premier corps on ne prendra en compte que le déficit de traînée (cf. eq. 3.2). De plus, les vitesses de fluide $U_{f1}(z,t)$ et $U_{f2}(z,t)$ considérées sont les vitesses axiales respectivement en aval et en amont d'un disque isolé en mouvement rectiligne, vitesses qui sont moyennées sur la surface de celui-ci, en l'absence de toute modification induite par la présence de l'autre corps. Ces équations s'écrivent :

$$(m_s + m_a) \frac{dU_{s1}}{dt} = \frac{1}{2} C_d \rho_f S_{ref} |U_{f2} - U_{s1}| (U_{f2} - U_{s1}) - (m_s - m_f) g \quad (3.2)$$

$$(m_s + m_a) \frac{dU_{s2}}{dt} = \frac{1}{2} C_d \rho_f S_{ref} |U_{f1} - U_{s2}| (U_{f1} - U_{s2}) + (m_f + m_a) \left. \frac{DU_{f1}}{Dt} \right|_p - (m_s - m_f) g \quad (3.3)$$

avec

$$- m_s = \rho_s \vartheta, m_f = \rho_f \vartheta, \vartheta \text{ étant le volume du corps } \vartheta = \frac{\pi d^2}{4} h$$

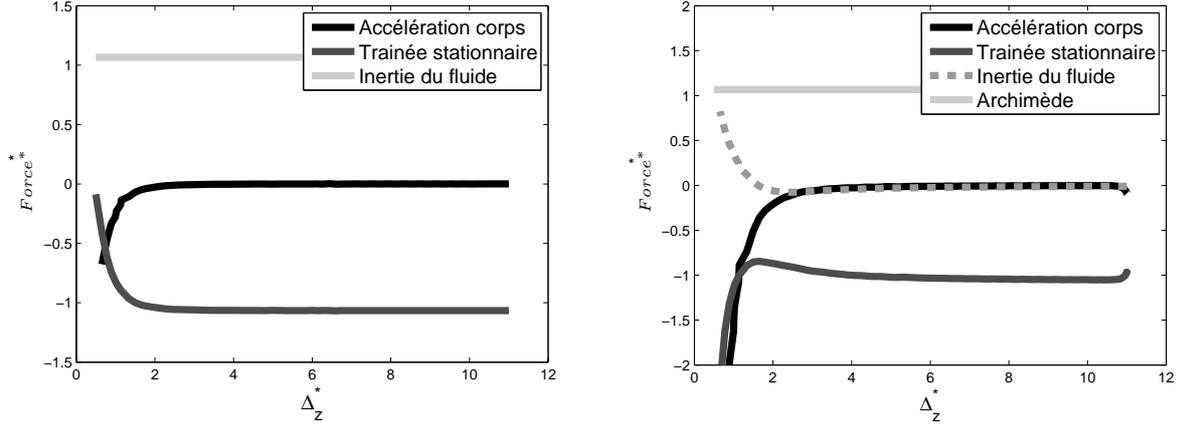


FIGURE 3.8 – Forces modélisées adimensionnées par $(m_s + m_a)U_m^2/d$, (a) pour le corps de tête, (b) pour le corps suiveur ($\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s $^{-1}$).

- le coefficient de masse ajoutée dans la direction axiale $m_a = \frac{1}{3}\rho_f d^3 (1 + 0.5\chi^{-\frac{1}{2}})$ (Fernandes, 2005)
- le coefficient de traînée considéré est celui du corps isolé ($C_d = 1.26$ pour $\chi = 10$ et $Re = 100$) et tel que $\frac{1}{2}C_d\rho_f S_{ref}U_m^2 = (m_s - m_f)g$ où $S_{ref} = \pi d^2/4$ est le maître couple.

Pour résoudre ces équations, on se place dans un repère lié au centre de gravité du premier corps pour l'équation du second corps. Dans ce repère on peut écrire que $U_{f1}(\Delta_z, t) = U'_{f1}(\Delta_z)U_{s1}(t)$ où U'_{f1} est la vitesse axiale dans le sillage d'un disque isolé en déplacement rectiligne uniforme à $Re = 100$ obtenue par simulation numérique (Auguste *et al.*, 2007). L'expression de la dérivée de la vitesse d'une particule fluide dans ce repère s'écrit alors :

$$\left. \frac{DU_{f1}(\Delta_z, t)}{Dt} \right|_p = \frac{\partial U_{f1}(\Delta_z, t)}{\partial t} + (U_{f1}(\Delta_z, t) - U_{s1}(t)) \frac{\partial U_{f1}(\Delta_z, t)}{\partial \Delta_z}; \quad (3.4)$$

De même pour le premier corps, on se place dans le repère du second corps. On a alors $U_{f2}(\Delta_z, t) = U'_{f2}(\Delta_z)U_{s2}(t)$ où U'_{f2} est la vitesse axiale du fluide à l'amont d'un disque isolé en déplacement rectiligne uniforme à $Re = 100$. En adimensionnant dans les vitesses des équations 3.2 et 3.3 par la vitesse du corps isolé $U^* = U/U_m$, le temps adimensionnel étant $t^* = t.d/U_m$ et en utilisant la dérivée particulaire de l'équation 3.4, on obtient :

$$\left(\frac{\rho_s}{\rho_f} + A\right) \frac{dU_{s1}^*}{dt^*} = \frac{1}{2}C_d \chi [|U_{f2}^* - U_{s1}^*| (U_{f2}^* - U_{s1}^*) - 1] \quad (3.5)$$

$$\left(\frac{\rho_s}{\rho_f} + A\right) \left(\frac{dU_{s2}^*}{dt^*} - \frac{\partial U_{f1}^*}{\partial t^*} - (U_{f1}^* - U_{s1}^*) \frac{\partial U_{f1}^*}{\partial \Delta_z^*} \right) = \frac{1}{2}C_d \chi [|U_{f1}^* - U_{s2}^*| (U_{f1}^* - U_{s2}^*) - 1] \quad (3.6)$$

Nous résolvons le système d'équations adimensionnées 3.5 et 3.6 pour un corps de rapport de forme $\chi=10$ avec un algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4, les conditions initiales étant : $\Delta_z^*(t_0) = 11$, $U_{s1}^* = 1$ et $U_{s2}^* = 1,15$.

Sur les figures 3.7a et 3.7b nous comparons les vitesses expérimentales U_{z1} et U_{z2} et les vitesses modélisées U_{s1} et U_{s2} de chacun des corps, adimensionnées par la vitesse verticale du disque isolé U_m en fonction de la distance Δ_z^* . On observe que ce modèle permet de reproduire de façon satisfaisante la vitesse du corps de tête (figure 3.7a), les vitesses expérimentales et celles modélisées étant en bon accord pour des distances $\Delta_z^* > 1,5$. La figure 3.8 montre l'évolution des différents efforts modélisés pour chacun des corps. Pour le corps de tête (figure 3.8a), on note que lorsque Δ_z^* est plus grand que 4 diamètres, la traînée compense la force d'Archimède, comme pour un corps isolé. Pour des distances inférieures à 4 diamètres, la valeur absolue du terme de traînée diminue et impose l'accélération du corps de tête. En ce qui concerne le second corps, ce modèle permet également de reproduire de façon satisfaisante son accélération pour des séparations supérieures à 1,5 diamètres (figure 3.7b). Par contre pour des séparations inférieures, on note que les vitesses calculées et expérimentales sont éloignées. La modification du sillage du corps de tête par le corps suiveur n'est en effet pas prise en compte et ne peut plus être négligée. Au niveau des efforts sur le corps suiveur, on s'aperçoit, figure 3.8b, que dans la zone où le modèle est valide, le terme de traînée stationnaire est prédominant et compense le terme de flottabilité. C'est principalement la diminution de la valeur absolue de ce terme qui induit l'accélération du second corps. Pour les séparations inférieures à $\Delta_z^* < 1,5$, nous avons essayé une correction prenant en compte la variation de la masse ajoutée due à la présence de l'autre corps. Cette correction est donnée par [Milne-Thomson \(1996\)](#) dans le cas d'une sphère approchant perpendiculairement une plaque plane. Il s'avère que cette correction n'est pas suffisante pour modéliser correctement la vitesse des corps dans cette zone. L'accélération du corps de tête ne se produisant que lorsque les corps sont proches, il apparaît en fait que sa prise en compte ne permet pas d'améliorer les prédictions, par rapport à un modèle plus simple à une équation où le premier corps conserve une vitesse constante. Ce modèle est présenté à la fin du manuscrit (annexe B). En réalité, les formes du champ de vitesse fluides (U_{f1} et U_{f2}) utilisées dans cette modélisation ne sont plus valables lorsque les corps mobiles sont proches et que les sillages des corps interagissent de façon complexe, comme nous allons l'observer dans la section suivante. Notons enfin que l'hypothèse d'inclusion petite devant les échelles d'inhomogénéité de l'écoulement n'est plus justifiée lorsque les disques sont proches.

3.2.1.4 Interaction des sillages de disques en tandem

En ce qui concerne la cinématique des corps, nous avons vu que l'interaction est essentiellement pilotée par l'évolution spatiale de la vitesse axiale du sillage du premier corps. Une observation qualitative des sillages à l'aide de colorant permet de relier la cinématique et le comportement des sillages, sur la figure 3.9 pour les corps épais ($\chi=3$) et figure 3.10 pour les corps minces ($\chi=10$). Le détail de la technique de visualisation par colorant est présenté dans la partie 2.4. La caméra étant en mouvement, on se place pour ces séries d'image dans le repère lié au premier corps. Cette visualisation permet d'observer la modification de la zone de recirculation du premier corps lorsque la séparation verticale est inférieure à quatre diamètres. La zone de recirculation se trouve alors confinée entre les deux corps (figure 3.9d et 3.9e). On observe ensuite que pour les corps épais $\chi=3$ le second corps et son anneau tourbillonnaire, en jaune-vert sur la figure 3.9, traversent l'anneau tourbillonnaire rouge

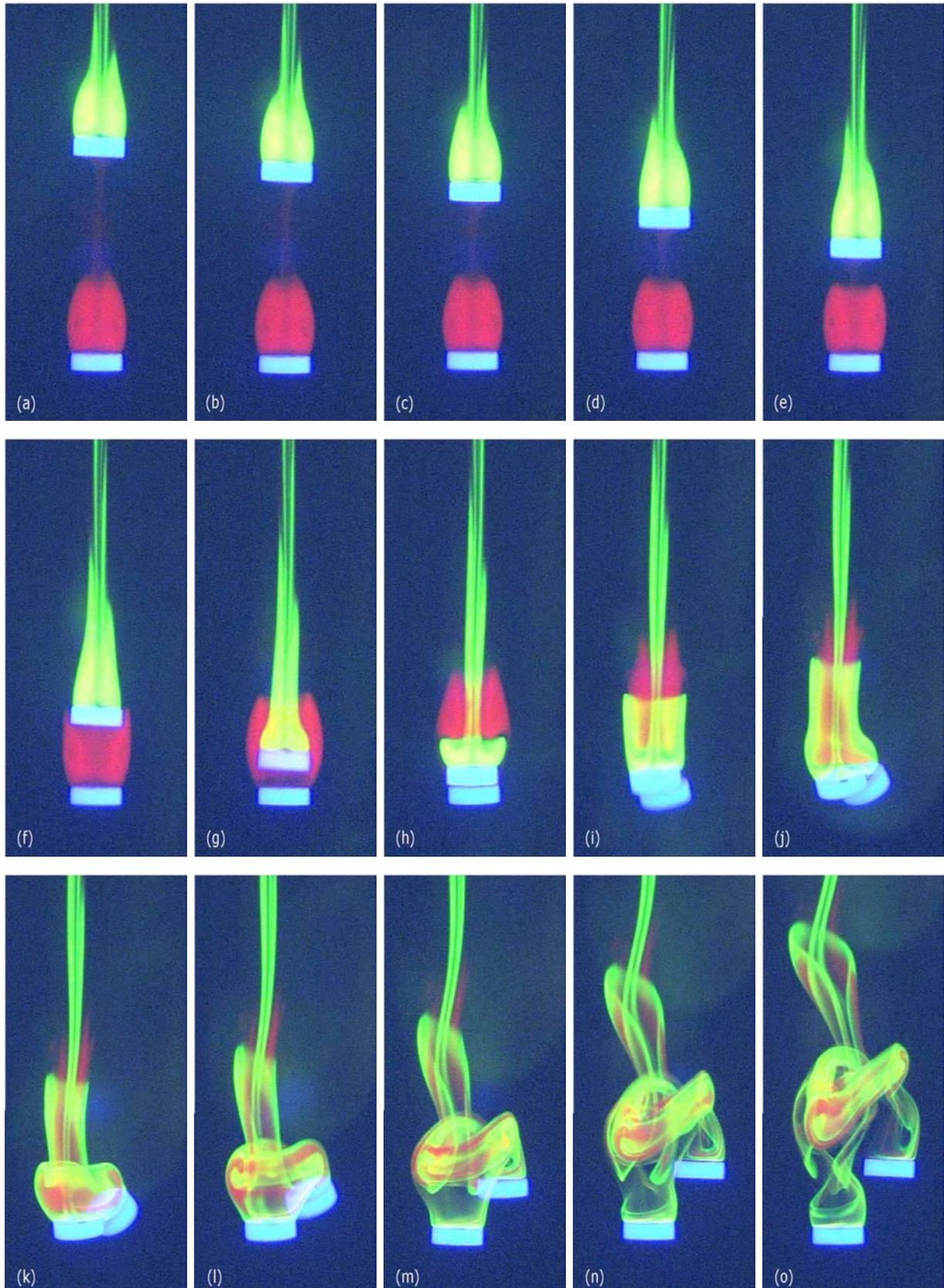


FIGURE 3.9 – Séquence de rapprochement de deux corps en chute libre avec visualisation du sillage des corps par colorant ($\Delta t = 0.4$ s entre chaque image, $\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_m = 18,8$ mm.s⁻¹).

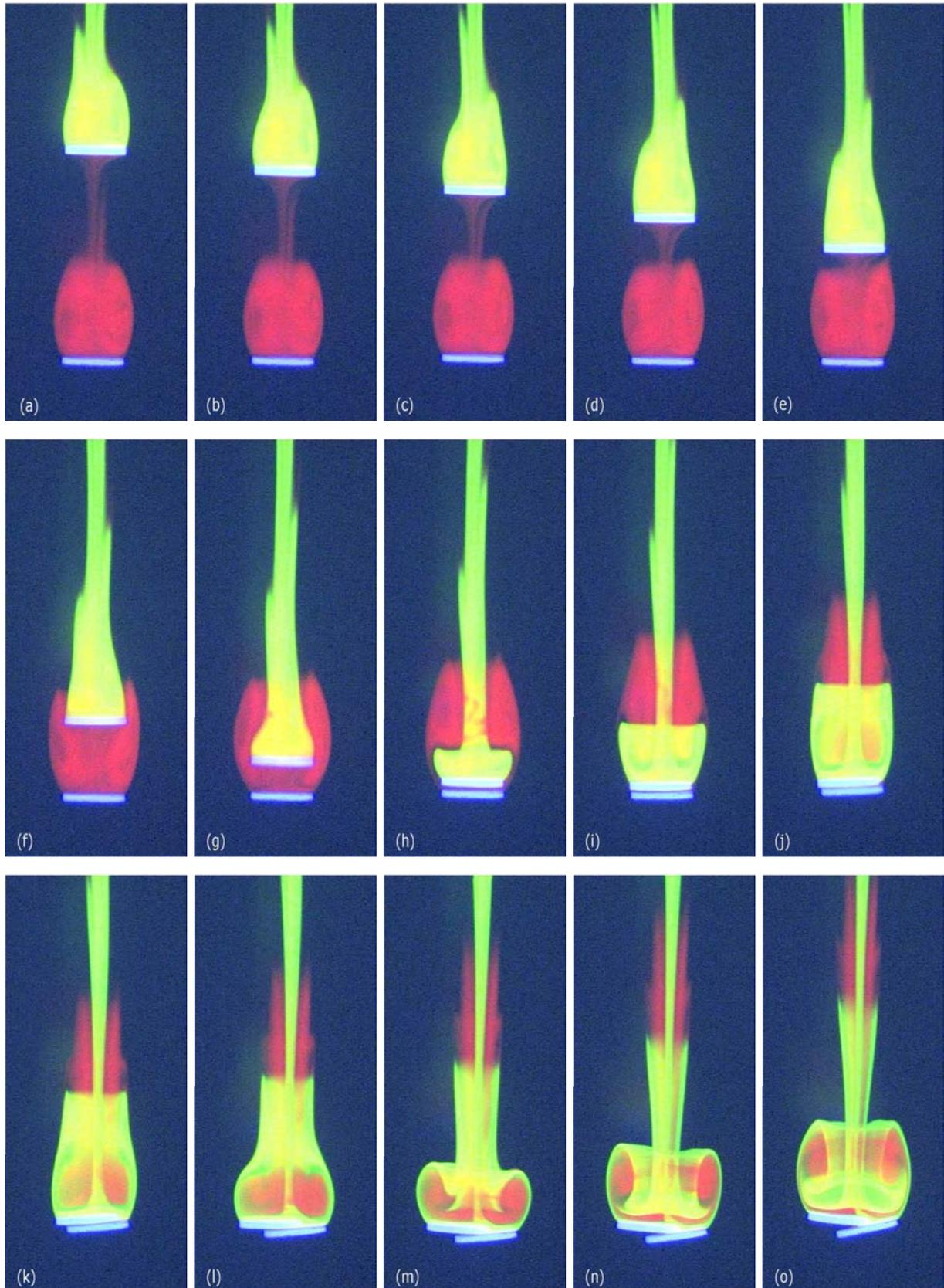


FIGURE 3.10 – Séquence de rapprochement de deux corps en chute libre avec visualisation du sillage des corps par colorant ($\Delta_t=0.6$ s entre chaque image, $\chi = 10$, $Re = 80$, $d = 7$ mm, $U_m = 11,4$ mm.s⁻¹).

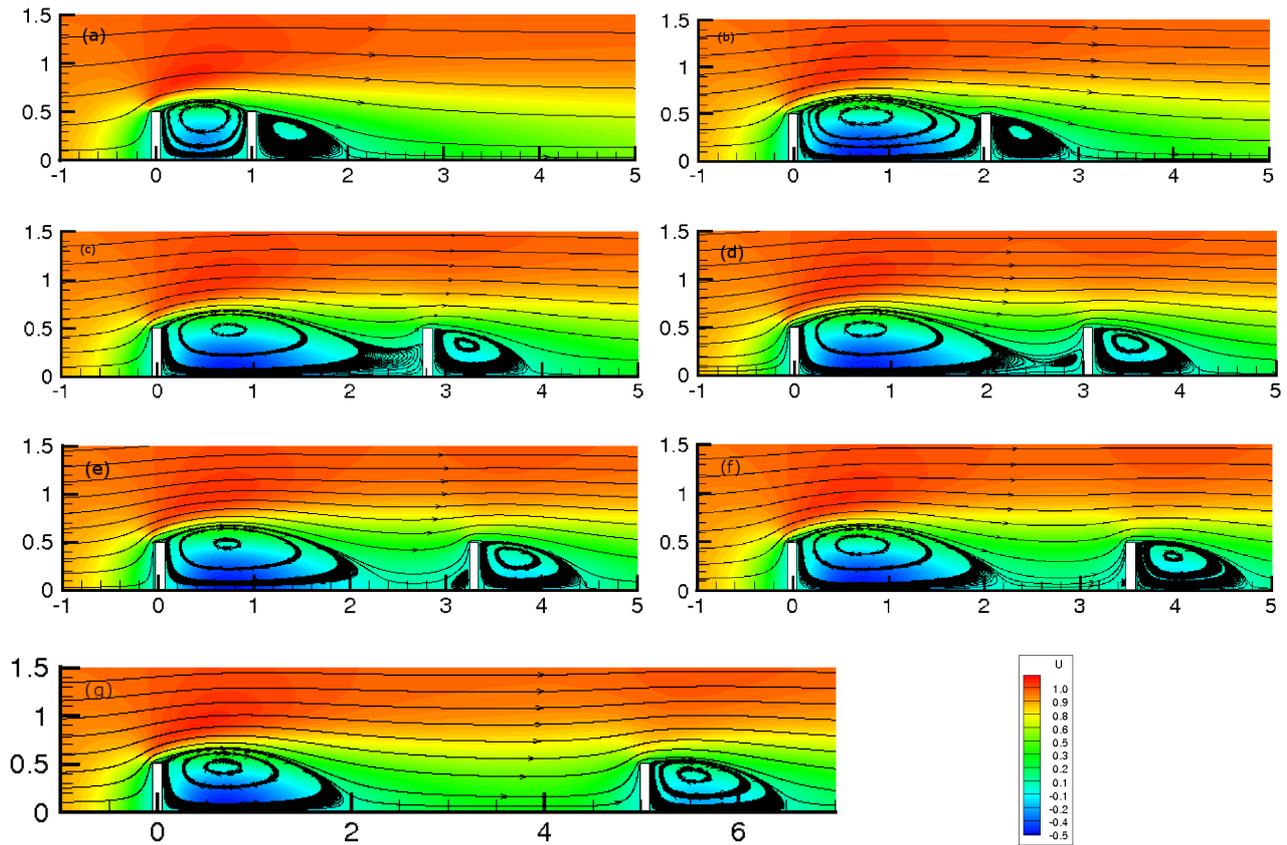


FIGURE 3.11 – Sillage de deux corps fixes placés en tandem de rapport de forme $\chi = 10$ à $Re = 100$: lignes de courant et norme de la vitesse axiale obtenues par simulation numérique pour différentes distances relatives ($\Delta z/d = 1$ (a), 2 (b), 2.75 (c), 3 (d), 3.25 (e), 3.5 (f), 5 (g)).

que constitue la zone de recirculation du premier corps (figure 3.9f, 3.9g et 3.9h). Ce comportement est similaire au comportement en saute-mouton de deux anneaux tourbillonnaires libres (Guyon *et al.*, 2001), un anneau tourbillonnaire passant à travers l'autre (figure 3.9i et 3.9j). Les deux corps se retrouvent alors collés avec deux anneaux tourbillonnaires qui les suivent (figure 3.9h). On notera que pour les corps minces le même phénomène se produit (figure 3.10). Après le contact, on observe que les corps épais perdent leur sillage (figure 3.9h), la zone de recirculation des corps n'étant plus repérée par le colorant. Par contre, pour les corps minces, le colorant reste dans le sillage proche des corps, les zones tourbillonnaires fusionnent et il y a mélange progressif entre les deux colorants (figure 3.10l à 3.10o). Les corps poursuivent leur chute ensemble dans ce cas.

3.2.1.5 Simulation numérique de deux disques fixes en tandem

Nous décrivons ici les résultats de simulations numériques de deux corps fixes en tandem à $Re=100$ pour trois rapports de forme ($\chi = 3, 6$ et 10) et pour différentes distances Δ_z entre les corps allant de $0,5$ à 25 diamètres, 19 distances ont été testées dans cette plage pour chaque rapport de forme. Le détail de ces simulations est présenté au paragraphe 2.5. On notera qu'ici les deux corps sont fixes l'un par rapport à l'autre, c'est-à-dire que chaque simulation est réalisée à Δ_z fixé. L'objectif est de déterminer l'évolution des efforts qui s'exercent sur les corps en fonction de la distance relative des corps et de les

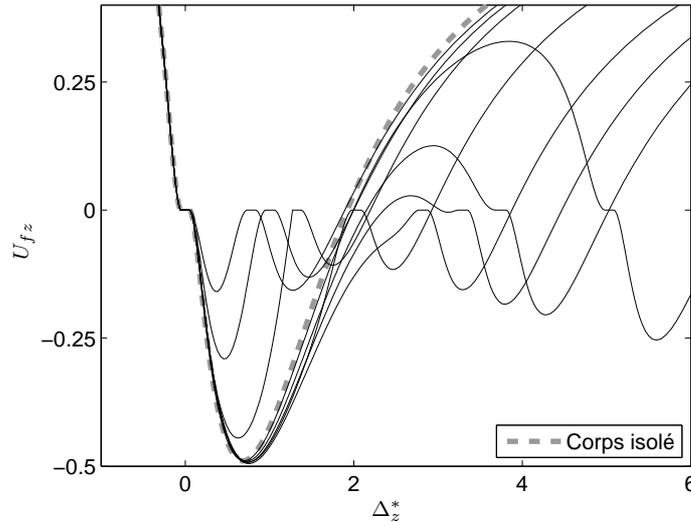


FIGURE 3.12 – Vitesse axiale U_{fz} du fluide prise sur l’axe de symétrie des disques obtenue par simulation numérique pour différentes distances relatives Δ_z^* entre les deux disques. L’écoulement se fait vers les z positifs, la vitesse du fluide à l’infini amont est de 1. Le premier corps est placé en 0. La position du second corps correspond dans chaque cas au plateau à vitesse nulle ($\chi = 10$, $Re = 100$).

comparer à la dynamique du rapprochement des corps libres décrite dans les paragraphes précédents. Nous discuterons par la suite la plage de validité en Δ_z de la prédiction donnée par ce cas statique par rapport au cas libre expérimental. On peut s’attendre à ce que le rapprochement des deux corps libres puisse être considéré comme quasi-statique, tant que les corps ne présentent pas une accélération importante, ce qui arrive lorsqu’ils sont proches.

Sur la figure 3.11 sont tracées les lignes de courant et la norme de la vitesse axiale pour plusieurs distances Δ_z entre les corps. Nous avons également tracé sur la figure 3.12 la vitesse axiale U_{fz} du fluide prise sur l’axe de symétrie des disques pour différentes distances relatives Δ_z^* . Le cas du disque isolé est tracé en tirets pour comparaison. La vitesse à l’infini amont est de 1, les vitesses négatives correspondent donc à la zone de recirculation, les plateaux où la vitesse est nulle à la position des disques. Différents comportements du sillage sont observés. Nous décrivons d’abord l’écoulement situé entre les deux disques puis dans un deuxième temps le sillage du second disque. Pour des séparations allant de $\Delta_z^* = [3,5; \infty]$ (figure 3.11g) le sillage du premier corps est très proche de celui du corps isolé avec une zone de recirculation qui s’étend sur deux diamètres derrière le corps. Pour des séparations allant de $\Delta_z^* = [3,25; 3,5]$ la zone de recirculation du premier corps est légèrement étirée et il se forme une zone de recirculation secondaire à l’amont du second corps (figure 3.11e et 3.11f). En effet, il y a un déficit de vitesse sur l’axe dû au sillage du premier corps qui tend à créer cette zone de recirculation, les vitesses étant faibles au niveau de l’axe de symétrie et plus importantes à mesure que l’on s’éloigne de l’axe. Lorsque les corps sont plus proches $\Delta_z^* = 3$ (figure 3.11d) cette zone de recirculation secondaire perdure mais elle rentre en contact avec la zone de recirculation à l’aval du premier corps. Pour des séparations inférieures, comprises entre $0,5 d$ et $2,75 d$ (figure 3.11a, 3.11b et 3.11c), la zone de recirculation secondaire disparaît et il ne reste plus qu’une zone de recirculation qui

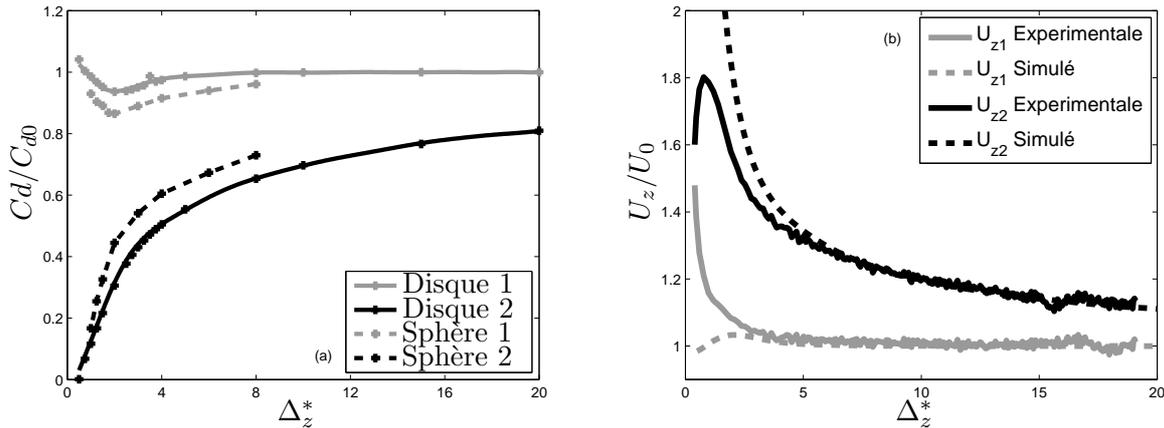


FIGURE 3.13 – (a) Evolution du coefficient de traînée C_d/C_{d0} ($\chi = 3$, $Re = 100$, $C_{d0} = 1.255$) en fonction de la distance Δ_z^* obtenues par simulation numérique pour les disques. (Les lignes pointillés correspondent ici au cas des sphères obtenue par voie expérimentale à $Re = 106$ par [Zhu et al. \(1994\)](#). (b) Vitesse verticale des corps en fonction de la distance entre les corps ($\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5, 7$ mm, $U_m = 18, 8$ mm.s⁻¹).

est entièrement comprise entre les deux corps. Elle est d'abord étirée (figure 3.11c) puis confinée entre les corps (figure 3.11a et 3.11b). Le second corps a quant à lui un sillage avec une longueur de zone de recirculation réduite et qui est toujours inférieure à celle du cas isolé qui est de 2 diamètres dans ce cas. Cette longueur diminue avec le rapprochement des corps. Il apparaît délicat de comparer les sillages et en particulier la zone de recirculation entre le cas expérimental et les simulations numériques (cf. figure 2.14 et figure 2.15). On remarquera tout de même que pour des distances inférieures à 4 diamètres les comportements observés dans chaque cas sont très différents, en particulier le passage d'un anneau tourbillonnaire à travers l'autre observé dans l'expérience ne peut être reproduit dans le cas des disques fixes. Ces résultats numériques sont en accord avec l'étude de [Mizushima & Norihisa \(2005\)](#), qui ont simulé numériquement l'écoulement autour de deux cylindres bidimensionnelles en tandem. Ils ont observé, pour une nombre de Reynolds de 60, que la zone de recirculation entre les deux cylindres pouvait être étirée ou comprimée en fonction de la distance relative entre les cylindres.

La figure 3.13a montre l'évolution des coefficients de traînée, C_{d1} et C_{d2} , de chaque disque obtenus à partir des simulations numériques et adimensionnés par le coefficient de traînée C_{d0} du disque isolé en fonction de la distance Δ_z^* entre les corps pour $\chi = 3$ et $Re = 100$. Le premier corps a un coefficient de traînée C_{d1} qui est proche de celui du corps isolé. Là encore, c'est uniquement lorsque la distance est inférieure à 5 diamètres que la présence du second corps modifie les forces agissantes sur le corps de tête. Le second corps a un coefficient de traînée toujours inférieur au cas isolé et qui est d'autant plus faible que les corps sont proches. On note que ces résultats sont en accord ceux de l'étude expérimentale de [Zhu et al. \(1994\)](#) pour deux sphères en tandem à $Re = 106$.

Nous essayons ici de comparer le cas numérique statique et le cas dynamique expérimental. Pour ce faire, on utilise les coefficients de traînée du corps de tête et du corps suiveur $C_{d1}(\Delta_z)$ et $C_{d2}(\Delta_z)$ obtenus précédemment par simulation numérique. Si l'on considère ensuite un cas libre stationnaire

en imposant la force d'Archimède avec ces coefficients de traînée, on peut déterminer une vitesse résultante pour chaque corps.

$$U_{n1}^2 = \frac{F_g}{1/2 C_{d1} \rho_f S_{ref}} \text{ avec } F_g = \frac{1}{2} C_{d0} \rho_f S_{ref} U_m^2 \text{ d'où } U_{n1}(\Delta_z^*) = \sqrt{\frac{C_{d0}}{C_{d1}(\Delta_z^*)}} U_m \quad (3.7)$$

$$U_{n2}^2 = \frac{F_g}{1/2 C_{d2} \rho_f S_{ref}} \text{ avec } F_g = \frac{1}{2} C_{d0} \rho_f S_{ref} U_m^2 \text{ d'où } U_{n2}(\Delta_z^*) = \sqrt{\frac{C_{d0}}{C_{d2}(\Delta_z^*)}} U_m \quad (3.8)$$

Le coefficient de traînée C_{d0} et la vitesse U_m étant les données du corps isolé en chute libre au même Reynolds. Les vitesses U_{n1} et U_{n2} sont donc les vitesses qu'auraient les disques si on imposait que la force de flottabilité F_g soit égale à la force de traînée stationnaire $1/2 C_{d1}(\Delta_z^*) S_{ref} U_{n1}^2$ et $1/2 C_{d2}(\Delta_z^*) S_{ref} U_{n2}^2$. La figure 3.13b compare les vitesses expérimentales U_{z1} et U_{z2} du cas libre et celles trouvées en appliquant cette méthode. Le rapprochement des corps peut être considéré avec une bonne approximation comme quasi-statique pour des distances relatives $\Delta_z^* > 5$, l'écart entre les vitesses expérimentales et calculées numériquement étant inférieur à la précision expérimentale qui est de $\pm 3\%$. Par contre pour des écarts $\Delta_z^* < 5$, l'approche quasi-statique n'est plus valide, les termes instationnaires du solide et du fluide ne sont plus négligeables devant la force de traînée stationnaire et surtout la dynamique des sillages et l'interaction tourbillonnaire ne sont pas correctement prisent en compte dans les simulations numériques de disques fixes.

3.2.2 Corps en tandem ayant des trajectoires périodiques

Nous nous intéressons ici à la même configuration que précédemment mais pour deux corps instables qui suivent des trajectoires périodiques oscillantes lorsqu'ils chutent de façon isolée ($Re \approx 250$ et $Re \approx 280$). Les corps placés en tandem se rapprochent pour se rencontrer comme dans le cas des corps stables. Après leur rencontre, les corps épais ($\chi = 3$) ont tendance à se séparer, alors que les corps minces ($\chi = 6$ et 10) restent ensemble (§ 3.3) comme dans le cas précédent des disques ayant des trajectoires rectilignes. On s'attachera à décrire ici la cinématique du rapprochement entre les corps et ainsi que les caractéristiques des oscillations de chacun des deux corps.

3.2.2.1 Entraînement par le sillage

La figure 3.14 présente l'évolution de la distance verticale Δ_z^* entre les corps en fonction du temps adimensionnel $t_{acc}^* - t^*$ pour les trois rapports de forme. On notera qu'ici, contrairement aux cas des disques stables décrits précédemment, la cinématique du rapprochement dépend clairement du rapport de forme χ . En effet, la pente des courbes est d'autant plus élevée que les corps sont minces, ce qui indique que les corps minces ($\chi = 10$) se rapprochent plus vite que les corps épais ($\chi = 3$). Nous n'avons pas trouvé d'adimensionnement qui rassemble les résultats quel que soit le rapport de forme, aussi nous avons gardé l'adimensionnement utilisé précédemment pour les corps stables. Nous avons de plus tracé en ligne pointillée sur la figure 3.14 le cas précédent des disques ayant une trajectoire rectiligne. Quel que soit le rapport de forme, le rapprochement se fait moins vite dans le cas des

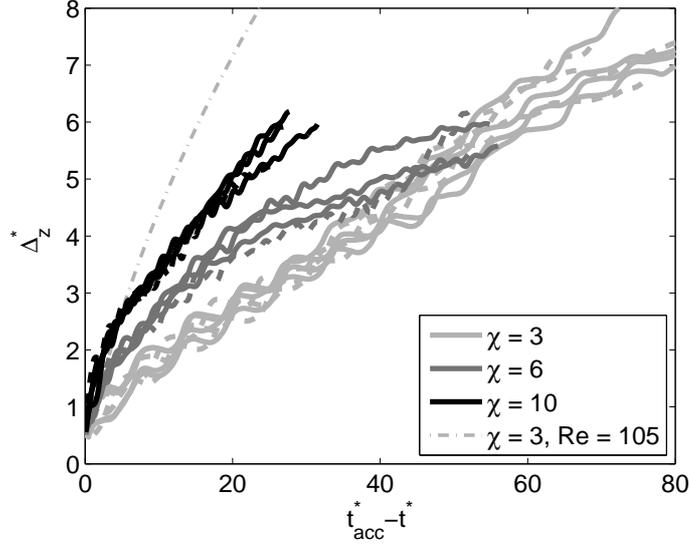


FIGURE 3.14 – Distance verticale entre les deux corps, adimensionnée par le diamètre d , en fonction du temps adimensionné $t^* = \frac{tU_m}{d}$.

Traits pleins : $\chi = 3$, $Re = 255$, $d = 10,5$ mm, $U_m = 24,6$ mm.s⁻¹ ; $\chi = 6$, $Re = 242$, $d = 13,2$ mm, $U_m = 18,5$ mm.s⁻¹ ; $\chi = 10$, $Re = 255$, $d = 16$ mm, $U_m = 16,1$ mm.s⁻¹.

Traits pointillés : $\chi = 3$, $Re = 285$, $d = 12$ mm, $U_m = 23,9$ mm.s⁻¹ ; $\chi = 6$, $Re = 285$, $d = 15$ mm, $U_m = 19,2$ mm.s⁻¹ ; $\chi = 10$, $Re = 275$, $d = 18$ mm, $U_m = 15,4$ mm.s⁻¹.

trajectoires périodiques que dans le cas des trajectoires rectilignes. La nature instationnaire du sillage des disques, mais également la modification des oscillations du second corps peuvent en être la cause.

Pour tenter d'expliquer l'effet du rapport de forme sur la cinématique de rapprochement, on s'intéresse dans un premier temps à la position relative entre les centres de gravité des corps au cours des essais, c'est-à-dire à l'écart horizontal Δ_h^* en fonction de l'écart vertical Δ_z^* . Comme les deux disques oscillent latéralement, Δ_h^* oscille également. Pour plus de clarté nous n'avons pas tracé Δ_h^* mais plutôt la distance horizontale entre les dérivées des disques $\Delta_{h_{moyen}}$, c'est-à-dire en éliminant la partie oscillante, $\Delta_{h_{moyen}} = \sqrt{(\widehat{x}_2 - \widehat{x}_1)^2 + (\widehat{y}_2 - \widehat{y}_1)^2}$ (cf. § 2.3 pour les définitions de \widehat{x} et \widehat{y}) en fonction de l'écart vertical Δ_z^* des corps (figure 3.15a). On note que les corps minces restent alignés verticalement, l'écart horizontal entre les centres de gravité des corps étant toujours inférieur à 0,3 diamètre. Les corps épais ont tendance à s'éloigner horizontalement ($\Delta_h^* > 1,2$) puis à se réaligner progressivement avant leur entrée en contact. Le corps suiveur épais a donc tendance à se désaxer par rapport au centre du sillage du corps de tête. Il se trouve ainsi dans une zone de vitesse moins intense du sillage et se rapproche moins vite. Les corps minces restent eux dans la zone de sillage la plus intense et se rapprochent plus vite.

Une explication du désaxage du corps suiveur épais peut venir du fait que, placé dans une zone de cisaillement, il subit un couple qui le conduit à tourner autour d'une de ses directions diamétrales. Lorsque le corps épais est incliné, il a tendance à se diriger dans la direction de son inclinaison (cf. figure 1.11a), ce qui l'éloigne alors du sillage du premier corps. Au contraire, pour une même rotation,

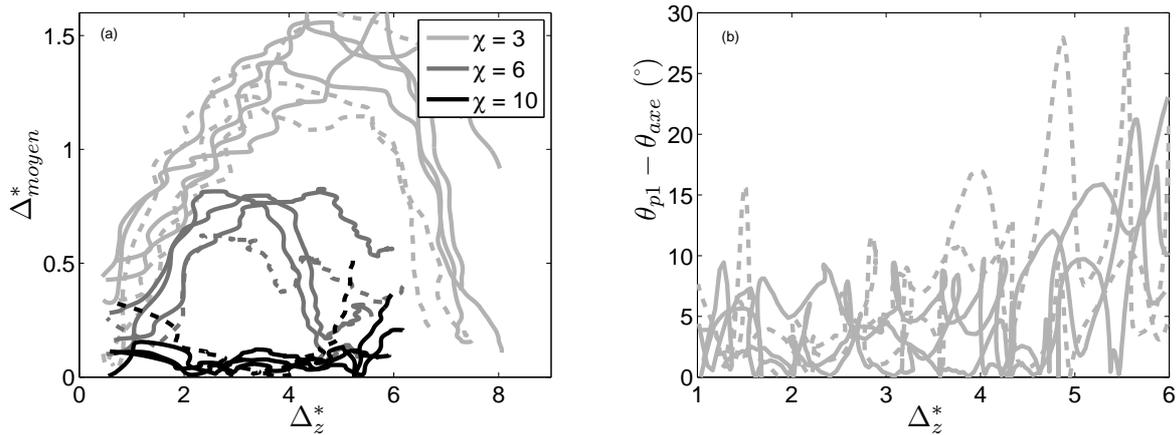


FIGURE 3.15 – (a) Distance horizontale $\Delta_{h_{moyen}}^*$ entre les corps en fonction de la distance verticale Δ_z^* entre les corps. (b) Différence entre l'angle du plan principal des oscillations du premier corps θ_{p1} et l'angle médian entre les deux corps θ_{axe} en fonction de la distance relative verticale Δ_z^* entre les corps (traits pleins : $\chi = 3$, $Re = 255$, $d = 10.5$ mm, $U_m = 24,6$ mm.s⁻¹ ; traits pointillés : $\chi = 3$, $Re = 285$, $d = 12$ mm, $U_m = 23,9$ mm.s⁻¹).

le corps mince va dans le sens opposé et se rapproche du centre du sillage (cf. figure 1.11b). Les corps minces suiveurs sont donc recentrés dans le sillage du corps de tête, alors que les corps épais sont décentrés. De plus, le corps épais suiveur a tendance à s'éloigner du sillage du premier corps selon une direction privilégiée qui est celle du plan des oscillations du premier corps, l'angle θ_{p1} du plan principal des oscillations et l'angle θ_{axe} de la projection sur le plan horizontal de l'axe qui relie les deux centres de gravité étant proches, comme le montre la figure 3.15b. Le désaxage du corps épais suiveur semble donc lié à l'action du sillage du corps de tête et au couplage de celui-ci avec l'oscillation du corps.

3.2.2.2 Caractéristiques des oscillations

Nous allons ici décrire les caractéristiques des oscillations de trajectoire des deux corps. Sur les figures 3.16a et 3.16b sont représentées les oscillations de position et d'inclinaison du corps suiveur dans le repère principal des oscillations au cours du temps pour un essai. Il est à noter que, après avoir enlevé la dérive moyenne et être passé dans le repère principal des oscillations (cf. § 2.3 pour une présentation de la méthode de projection), les signaux présentent encore des oscillations irrégulières. L'amplitude ainsi que la fréquence des différentes grandeurs (oscillations de position, d'orientation) ne sont pas constantes au cours du temps. Lorsque $\Delta_z^* > 3$ la vitesse moyenne est quasi-constante, ainsi que l'écart horizontal Δ_h^* entre les corps, on peut alors définir un nombre de Reynolds moyen. On peut également définir un ordre de grandeur de l'amplitude des oscillations, une fréquence et des amplitudes d'oscillations pour la position et l'orientation en considérant quelques périodes qui précèdent le contact. La non-régularité des signaux observés sur la figure 3.16 peut expliquer la dispersion des résultats présentés dans la suite de cette partie. Il se dégage néanmoins des tendances claires qui dépendent du rapport de forme que nous présentons dans la suite.

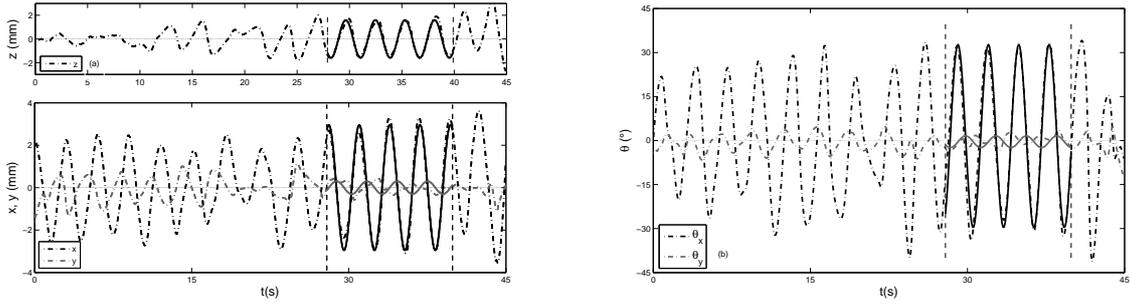


FIGURE 3.16 – Exemples d’oscillations dans le repère principal ($\chi = 3$, $Re = 255$, $d = 10,5$ mm, $U_m = 24,6$ mm.s $^{-1}$). Les courbes en lignes pleines noires représentent les équations (2.1)-(2.5). (a) Déplacements du centre de gravité du corps dans la direction verticale (en haut) et dans le plan horizontal (en bas); (b) Angles d’inclinaison de l’axe de symétrie du corps par rapport à la verticale.

Pour le corps de tête, la cinématique n’est pas modifiée par rapport au cas du corps isolé, sauf lorsque $\Delta_z^* < 3$, distances que nous n’avons pas étudié ici. On s’intéresse donc au corps suiveur, qui lui voit sa cinématique d’oscillation modifiée. On remarquera sur la figure 3.17e que l’excentricité de la trajectoire augmente quel que soit le rapport de forme. Les trajectoires ne peuvent donc plus être considérées comme des zigzags plan mais elles se rapprochent d’une forme hélicoïdale, l’excentricité étant en général de 1/2 ou plus. L’analyse des autres caractéristiques montre qu’en première approche on retrouve des éléments de la dynamique des corps isolés. En effet, le nombre de Strouhal présenté figure 3.17a n’est pas modifié par rapport au cas isolé pour les rapports de forme $\chi = 3$ et $\chi = 6$. Il a tendance à diminuer en revanche pour les corps minces $\chi = 10$. La fréquence des oscillations se rapprochant de la fréquence d’instabilité naturelle du sillage d’un corps fixe qui est de l’ordre de $St \approx 0.11$ (cf. figure 1.10). Les amplitudes d’oscillation de l’inclinaison sur la figure 3.17c sont très proches de celles du cas isolé à même nombre de Reynolds, par contre les amplitudes d’oscillation de position horizontale ont tendance à augmenter (figure 3.17b). Donc pour une même inclinaison, le corps a un déplacement latéral plus important. Ceci peut être dû à l’effet de l’écoulement cisailé dans lequel est placé le corps suiveur. Le déphasage vitesse-orientation (figure 3.17d) est également peu modifié pour les trois rapports de forme, ce qui confirme que la dynamique des oscillations est robuste en première approche.

Une différence remarquable est par contre l’augmentation de l’amplitude des oscillations de position verticale pour les rapports de forme $\chi=3$. Alors que, dans le cas isolé, l’amplitude des oscillations de position verticale est négligeable pour les corps épais $\chi = 3$, elle est multipliée par dix pour ce rapport de forme pour le corps suiveur et devient même supérieure à l’amplitude du rapport de forme $\chi = 10$ qui elle est inchangée (figure 3.17f). De plus, pour le rapport de forme $\chi = 3$, la fréquence de ces oscillations verticales est la même que celle des oscillations horizontales, alors que dans le cas des corps isolés elle est double; la nature des oscillations verticales est donc différente du cas isolé. Sur la figure 3.18 est tracée la vitesse verticale du corps suiveur U_{z2}^* en fonction de la distance entre les trajectoires $\Delta_{h_{trajec}}$ (cf. § 3.2.1.1 figure 3.4a pour la définition de $\Delta_{h_{trajec}}$). On remarquera que, sur

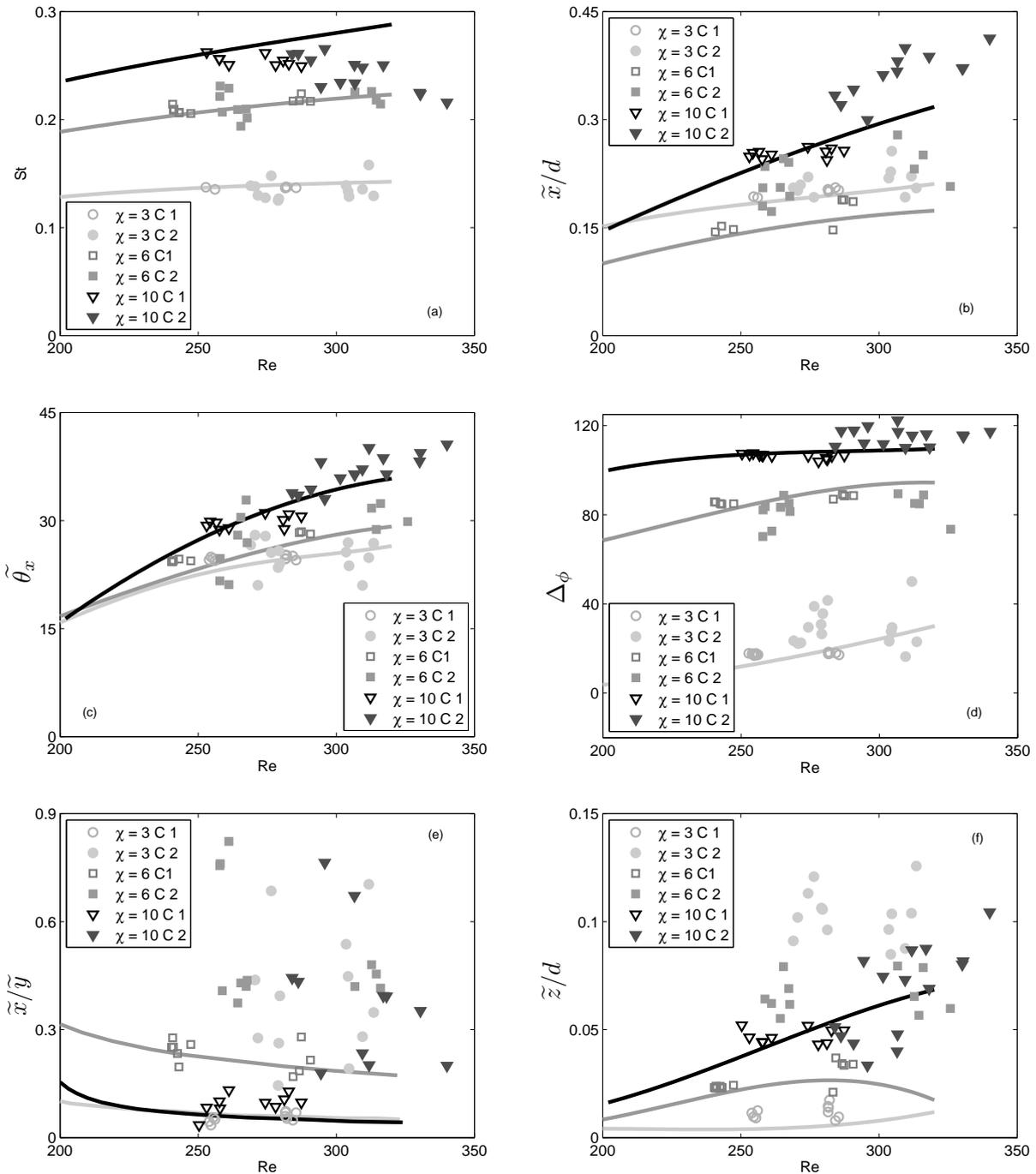


FIGURE 3.17 – Caractéristiques des oscillations des corps en tandem en fonction du nombre de Reynolds : (a) nombre de Strouhal, (b) amplitude des oscillations de la position horizontale, (c) amplitude de l'angle d'inclinaison, (d) déphasage entre la vitesse horizontale et l'inclinaison, (e) excentricité de la trajectoire, (f) amplitude d'oscillation de la position verticale. Les lignes représentent les valeurs pour un disque isolé, en clair pour $\chi = 3$, gris $\chi = 6$, noir $\chi = 10$. Le corps de tête est noté C1 et le corps suiveur C2.

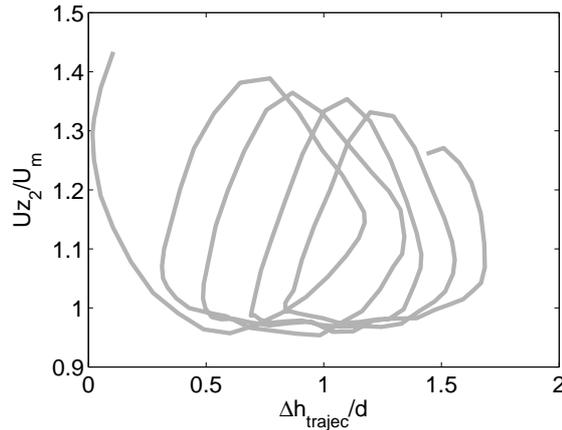


FIGURE 3.18 – Vitesse du second corps adimensionnée par celle du corps isolé U_m en fonction de la distance entre les trajectoires Δh_{trajec} ($\chi = 3$, $Re = 255$, $d = 10,5$ mm, $U_m = 24,6$ mm.s⁻¹). La courbe se lit de droite à gauche lorsque le temps augmente.

une période lorsque le corps suiveur est proche du sillage du corps de tête, il accélère. Inversement, lorsqu'il est éloigné, il décélère. Les oscillations de vitesse verticale sont donc reliées à la distance entre le centre de gravité du second corps et la trajectoire du premier corps. Il semble que c'est l'inhomogénéité transversale de l'écoulement dans lequel est placé le corps suiveur épais qui l'amène aux oscillations verticales de vitesse. Le corps suiveur oscillant s'éloigne et se rapproche de l'axe du sillage du premier corps : lorsqu'il est centré, il accélère et lorsqu'il se décentre, il ralentit. C'est ce phénomène qui semble expliquer les oscillations de vitesse (ou de position) verticale.

On notera donc que, malgré l'inhomogénéité et l'instationnarité de l'écoulement dans lequel est placé le corps suiveur, il semble qu'il garde les principales caractéristiques de la cinématique du corps isolé, bien que les oscillations ne puissent plus être considérées comme un zigzag plan mais plus comme des hélices aplaties et que les amplitudes des oscillations de positions horizontales soient amplifiées. Sauf dans le cas des corps épais $\chi = 3$, où les oscillations de position verticale sont fortement amplifiées par l'inhomogénéité spatiale de l'écoulement.

3.2.3 Interaction de corps proches du seuil de l'instabilité de trajectoire

Dans cette partie, nous étudions la cinématique de deux corps stables chutant en tandem à un nombre de Reynolds isolé légèrement inférieur au seuil d'instabilité du corps. Le corps suiveur peut être destabilisé du fait qu'il est entraîné dans le sillage du corps de tête et se mettre à osciller. Il est à noter une variabilité entre les essais pour ces nombres de Reynolds pour les rapports de forme $\chi = 3$ et $\chi = 6$. Le deuxième corps pouvant soit être stable soit présenter des oscillations irrégulières pour deux essais successifs avec les mêmes disques. On s'attachera ici à décrire le deuxième cas. Nous n'avons pas pu voir ce qui déterminait la stabilité ou l'instabilité du second corps en comparant les différents essais.

Une première observation est que, lorsque le corps suiveur oscille, il se rapproche moins vite que

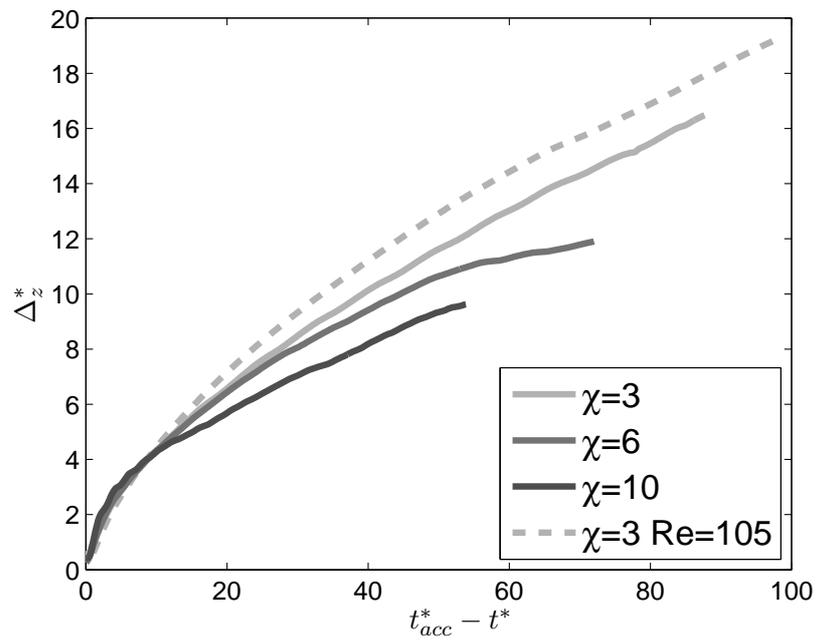


FIGURE 3.19 – Distance verticale entre les deux corps adimensionnée par le diamètre d , en fonction du temps $t^* = \frac{tU_m}{d}$

Traits pleins : $\chi = 3$, $Re = 145$, $d = 6,9$ mm, $U_m = 19,9$ mm.s⁻¹; $\chi = 6$, $Re = 125$, $d = 8,4$ mm, $U_m = 14,9$ mm.s⁻¹; $\chi = 10$, $Re = 152$, $d = 11$ mm, $U_m = 13,6$ mm.s⁻¹.

Tirets : $\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_m = 18,8$ mm.s⁻¹.

lorsqu'il reste stable, comme dans le cas précédent des disques à plus grands nombres de Reynolds. Quelques exemples de l'évolution de la distance entre les corps en fonction du temps adimensionné sont présentés sur la figure 3.19 pour les trois rapports de forme, mais il existe une grande variabilité entre les essais dans la vitesse de rapprochement $\Delta_U = U_{z2} - U_{z1}$, elle est toutefois toujours inférieure au cas stable, tracé en tirets sur la figure 3.19. La phase de rapprochement est donc modifiée par rapport au cas stable, l'apparition des oscillations faisant diminuer la vitesse verticale moyenne du corps. Même si la figure 3.19 semble montrer des comportements différents en fonction du rapport de forme, le rapprochement en réalité ne semble pas dépendre de ce paramètre car on observe une grande variabilité dans le rapprochement pour un même rapport de forme.

Nous allons regarder ici les caractéristiques des oscillations du corps suiveur. La question principale est de savoir si le corps suiveur est déstabilisé du fait de l'inhomogénéité horizontale du sillage du corps de tête, ou du fait qu'il est accéléré par le sillage et donc que son nombre de Reynolds augmente et dépasse le seuil d'instabilité de la trajectoire du corps isolé.

On peut noter ici des comportements différents en fonction du rapport de forme. Pour les corps épais $\chi = 3$, les amplitudes d'oscillation de position horizontale et d'inclinaison, présentées figure 3.20b et 3.20c, peuvent être supérieures à celles du cas isolé. Par contre le nombre de Strouhal est conservé (figure 3.20a), même si l'excentricité de la trajectoire est augmentée par rapport au cas isolé à nombre de Reynolds équivalent (fig. 3.20e). Il semble que le seuil d'instabilité des corps mobiles d'apparition d'une trajectoire oscillante est inchangé par rapport au cas isolé pour les corps épais $\chi = 3$. Enfin, il apparaît que les oscillations de vitesse verticale sont de grande amplitude et de même fréquence que les oscillations horizontales, ce phénomène étant identique à celui observé à des nombres de Reynolds supérieurs, comme décrit dans la partie précédente (§ 3.2.2.2).

Pour les corps minces, les caractéristiques sont nettement différentes, notamment le nombre de Strouhal est proche de celui des corps fixes, c'est-à-dire proche de la fréquence naturelle d'instabilité du sillage, figure 3.20a. De plus, ces oscillations de trajectoire apparaissent à plus bas nombre de Reynolds que le seuil d'instabilité de la trajectoire de grande amplitude des corps minces (cf. figure 1.9 au § 1.4.3). Enfin, les amplitudes d'oscillation, notamment de position peuvent être très supérieures à celles du corps isolé à nombre de Reynolds équivalent pour les corps épais. L'instabilité semble se produire pour les mêmes Re que le seuil d'instabilité des corps fixes isolé. L'instabilité de trajectoire est donc induite par l'instabilité de sillage, contrairement à ce que l'on observe pour les corps minces isolés. Compte-tenu de l'irrégularité des signaux, il ne nous a pas été possible de définir un déphasage entre la vitesse et l'orientation qui aurait précisé ce comportement.

On retiendra donc que pour les corps épais, les amplitudes d'oscillation sont supérieures à celles du corps isolé mais les caractéristiques restent les mêmes. Par contre, pour les corps minces, l'amplitude augmente également mais les caractéristiques sont différentes, le nombre de Strouhal et le seuil d'instabilité étant modifiées. Il apparaît donc que pour les disques épais c'est principalement le dépassement par le nombre de Reynolds du seuil d'instabilité de trajectoire Re_c qui conduit au déclenchement des oscillations. Pour les disques minces, le sillage du corps de tête déstabilise le corps suiveur et induit les oscillations en amplifiant les modes de la "twilight zone", décrits au § 1.4.3.

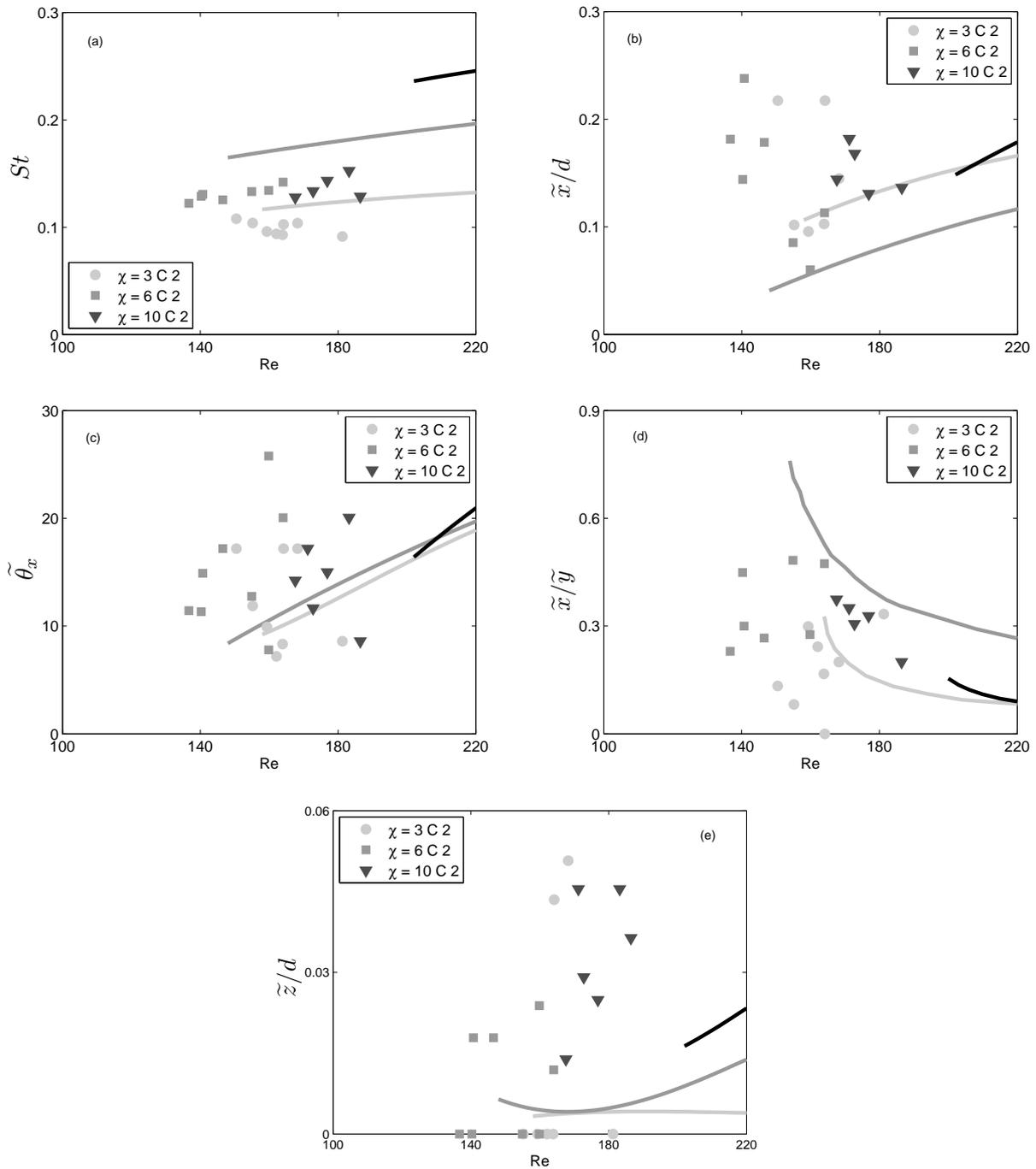


FIGURE 3.20 – Caractéristiques des oscillations du second corps pour des disques chutant en tandem (a) nombre de Strouhal, (b) amplitude des oscillations de la position horizontale, (c) amplitude de l'angle d'inclinaison, (d) déphasage entre la vitesse horizontale et l'inclinaison, (e) excentricité de la trajectoire. Le corps suiveur est noté C2. Les lignes représentent les valeurs pour un disque isolée, en clair pour $\chi = 3$, gris $\chi = 6$ et noir $\chi = 10$.

χ	Nbre d'essais	Accrochage	Accrochage stable	% Accrochage	% Accrochage stable
3	23	4	0	18	0
6	30	21	21	70	70
10	29	27	27	93	93

TABLE 3.1 – Comportement des corps après contact pour des disques ayant des trajectoires rectilignes ($\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_m = 18,8$ mm.s⁻¹; $\chi = 6$, $Re = 105$, $d = 7,2$ mm, $U_m = 14,9$ mm.s⁻¹; $\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s⁻¹; $\chi = 3$, $Re = 145$, $d = 6,9$ mm, $U_m = 19,9$ mm.s⁻¹; $\chi = 6$, $Re = 125$, $d = 8,4$ mm, $U_m = 14,9$ mm.s⁻¹; $\chi = 10$, $Re = 152$, $d = 11$ mm, $U_m = 13,6$ mm.s⁻¹).

3.2.4 Synthèse sur les corps chutant en tandem

Dans cette section, nous avons étudié le rapprochement de deux corps initialement placés à la suite l'un de l'autre. Nous avons montré que la cinématique du rapprochement est dépendante du nombre de Reynolds. Pour les nombres de Reynolds les plus faibles, $Re \approx 110 \pm 5$, les disques suivent une trajectoire rectiligne et cette cinématique est reproductible et indépendante du rapport de forme. Nous avons construit un modèle qui prend en compte la force de traînée stationnaire ainsi que l'inertie du fluide. Ce modèle reproduit correctement la cinématique de rapprochement pour des séparations supérieures à $\Delta_z^* > 1,5$. De plus, grâce à des simulations numériques pour deux disques fixes, nous avons montré que le rapprochement peut-être considéré comme quasi-statique seulement lorsque les disques sont suffisamment loin ($\Delta_z^* > 5$). Pour les nombres de Reynolds proches du seuil d'instabilité de trajectoire, nous avons mis en évidence que l'interaction peut amener les disques à osciller avec des caractéristiques d'oscillation différentes du cas isolé. Pour les disques oscillants, la cinématique de rapprochement est dépendante du rapport de forme. Les disques minces suiveurs sont recentrés dans le sillage du disque de tête se rapprochant plus vite que les disques épais qui eux sont décentrés. De plus, les oscillations sont amplifiées par rapport au cas isolé. Enfin, nous avons observé qu'après le contact, les disques minces peuvent continuer à évoluer ensemble, cette configuration sera l'objet de la section suivante. Les disques épais ont par contre tendance à se séparer après le contact et se retrouvent côte à côte, cette position relative sera étudiée dans la section 3.4.

3.3 Corps accrochés

Nous avons vu au paragraphe 3.1 que lorsque les disques minces, $\chi = 6$ et $\chi = 10$, partent d'une position relative initiale en tandem, ils peuvent continuer leur chute ensemble après leur rencontre. Nous allons d'abord étudier cette configuration pour les corps ayant des nombres de Reynolds $Re \approx 110$ et $Re \approx 140$ qui chutent de façon rectiligne lorsqu'ils sont isolés, puis à $Re \approx 260$ pour des corps ayant une trajectoire isolée périodique oscillante.

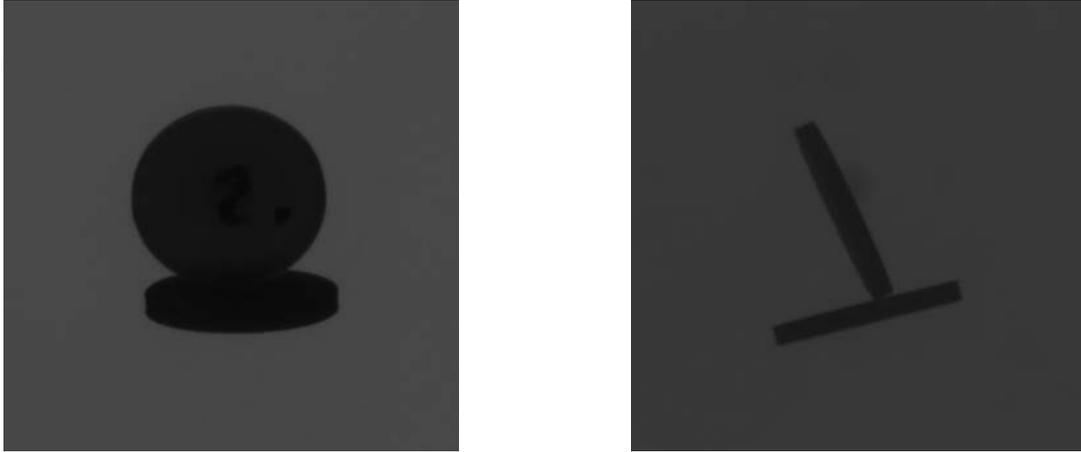


FIGURE 3.21 – Exemple de deux disques accrochés en T inversé : image expérimentale (a) vue de face (b) vue de côté ($\chi = 10$, $Re = 152$, $d = 11$ mm, $U_m = 13,6$ mm.s⁻¹).

3.3.1 Corps accrochés stables

Les disques minces ayant des nombres de Reynolds inférieurs au seuil d’instabilité peuvent rester accrochés hydrodynamiquement. On définira sous le terme “accrochés” les corps ayant toujours au moins un point de contact. Il peut exister deux positions relatives pour les corps minces accrochés. La position en T inversé, présentée figure 3.21, semble instable et disparaît toujours au bout de quelques secondes au profit de la position en Y qui, elle, perdure dans le temps (figure 3.22). La position en T inversé n’apparaît que rarement à l’issue du contact et n’est pas une position relative stable entre les corps. Nous nous concentrerons donc sur la description de la position relative d’équilibre en Y. La configuration en T inversé a déjà été observée expérimentalement dans le cadre d’un lit fluidisé de particules solides par [Joseph *et al.* \(1987\)](#) (cylindres entre deux plaques en géométrie bidimensionnelle et disques en géométrie tridimensionnelle). La configuration en Y est mentionnée par [Joseph \(1993\)](#) pour le cas de cylindres confinés et par [Jayaweera & Mason \(1965\)](#) pour le cas de disques. Cette position est décrite comme stable, mais il n’existe pas de description précise des trajectoires associées à cette configuration.

Le tableau 3.1 présente pour tous les essais réalisés avec une position initiale en tandem le pourcentage des corps qui restent accrochés juste après le contact. Pour les corps épais ($\chi = 3$), la configuration en Y est observée dans 20 % des cas de façon temporaire après le contact. Les corps peuvent rester quelques secondes accrochés mais finissent toujours par se séparer. Ils se retrouvent alors côte à côte et se repoussent (voir § 3.4 pour la configuration de corps placés côte à côte). Il semble qu’il y ait une évolution continue au niveau de l’accrochage en fonction du rapport de forme. Les corps minces restent accrochés dans 70% ($\chi = 6$) et dans 90% ($\chi = 10$) après le contact. Pour ces corps, il n’y a pas de séparation une fois qu’ils sont accrochés. Une explication de la séparation des corps épais peut être que, comme nous l’avons vu pour la phase d’entraînement des corps instables (§ 3.2.2.1), le corps épais suiveur a tendance à être éjecté du centre du sillage du corps de tête. En effet, lorsque le corps épais suiveur est incliné vers l’extérieur du sillage du corps de tête, comme sur la configuration

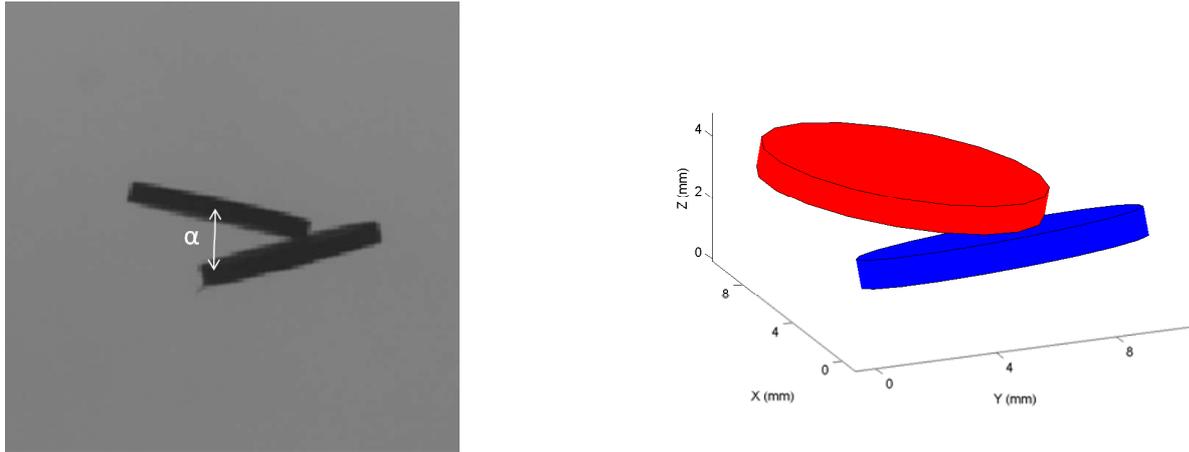


FIGURE 3.22 – Exemple de deux disques accolés en Y : (a) Image expérimentale (b) Vue en trois dimensions après reconstruction de la position et du contour de chaque corps par traitement d'image ($\chi = 10$, $Re = 152$, $d = 11$ mm, $U_m = 13,6$ mm.s⁻¹).

présenté pour des disques minces figure 3.22, sa vitesse est alignée avec son axe de symétrie. Le corps suiveur a donc tendance à s'éloigner du sillage du corps de tête, et les disques se séparent. Pour une même configuration, le corps mince suiveur est recentré dans le sillage du corps de tête, favorisant la stabilité de la configuration en Y pour les rapports de forme $\chi = 6$ et $\chi = 10$. Nous étudions donc dans la suite de cette partie uniquement le cas des disques minces. Pour les nombres de Reynolds étudiés, à savoir les nombres de Reynolds du corps isolé $Re \approx 110$ et $Re \approx 140$, les corps accolés se mettent à osciller. Nous détaillons dans la suite les caractéristiques de ces oscillations de la configuration en Y.

3.3.2 Caractéristique du mouvement des corps accolés

Rappelons que dans le cas des disques accolés, la précision sur la position et l'orientation des disques est de $\pm 0,2$ mm. En effet sur une image un corps peut cacher un autre (cf. figure 3.21a). Un traitement d'image spécifique est nécessaire pour obtenir les centres de gravité et les inclinaisons des disques (cf. § 2.2.2). La précision finale sur la position, de $\pm 0,2$ mm est moindre que lorsque les disques sont distincts sur l'image (précision de $\pm 0,06$ mm).

Pour un disque isolé instable, la trajectoire est une oscillation périodique quasi-plane (cf. § 2.3). Le plan vertical dans lequel est incluse cette trajectoire est appelé plan principal des oscillations. Il indique la direction principale des oscillations. Ce plan peut tourner lentement au cours de la chute du disque. On note $\theta_p(t)$ l'angle horizontal entre ce plan et l'axe horizontal X du laboratoire.

La figure 3.23a présente un exemple des évolutions temporelles des angles θ_{p1} et θ_{p2} pour chacun des deux disques dans la configuration en Y. Pour un disque, le plan principal des oscillations peut être déterminé à partir des signaux de la position ou de l'inclinaison. Par souci de lisibilité, nous ne présentons ici que celui déterminé à partir de l'inclinaison, celui déterminé à partir de la position lui étant confondu, comme dans le cas des corps isolés. On constate que le plan principal des oscillations est le même pour les deux disques, c'est-à-dire qu'ils oscillent suivant la même direction. Si l'on considère

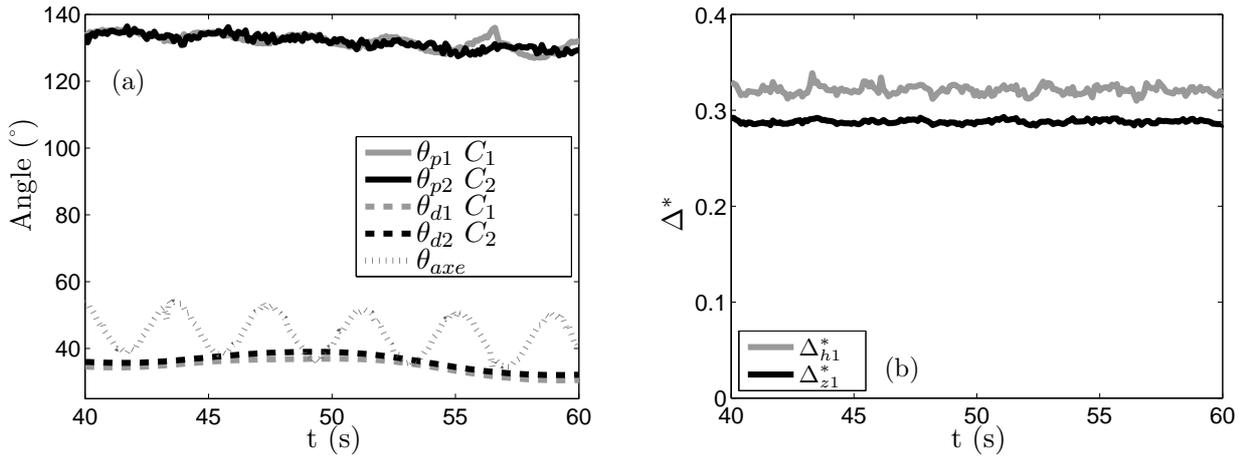


FIGURE 3.23 – (a) Angle des repères principaux θ_{p1} et θ_{p2} , direction des dérives θ_{d1} et θ_{d2} et angle médian entre les deux corps θ_{axe} (b) Distance entre les centres de gravité des corps dans le repère du premier corps ($\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s⁻¹).

les deux disques comme un seul, les oscillations se font transversalement par rapport au grand axe de ce corps. On peut qualifier ces oscillations de roulis. Dans la suite de cette partie, nous nous placerons dans le repère principal des oscillations qui est identique pour les deux corps. Nous avons également représenté sur la figure 3.23a l'angle θ_{axe} entre la projection sur le plan horizontal de l'axe qui relie les deux centres de gravité et l'axe X . Cet angle oscille autour d'une direction perpendiculaire au plan des oscillations des corps. Une visualisation de ces oscillations peut-être vue sur la figure 3.27 pour une demi-période. Sur les images de gauche on se place perpendiculairement au plan des oscillations et on visualise donc ces oscillations. Pour les images de droites, on se place dans le plan des oscillations.

Dans cette configuration, la dérive (c'est à dire la distance horizontale parcourue sur la distance verticale) est supérieure à celle du cas isolé, elle est comprise entre 4 et 10 % suivant les cas. De plus, sa direction dans le plan horizontal, représentée par les angles θ_{d1} et θ_{d2} est la même que celle de la projection sur le plan horizontal de l'axe passant par les deux centres de gravité. Sur la figure 3.22a la dérive se produit vers la droite. En résumé, les corps dérivent suivant la direction horizontale de l'axe qui rejoint leurs centres de gravité et ils oscillent perpendiculairement à cet axe.

La figure 3.23b montre l'évolution temporelle de la distance relative entre les centres de gravité des corps, dans le repère lié au premier corps. La distance entre les centres de gravité projetée sur l'axe de symétrie du premier corps étant notée Δ_{z1} et celle sur le plan du corps Δ_{h1} . En première approximation, ces deux distances sont constantes. Le centre de gravité du second corps est donc fixe dans le repère du corps de tête. La figure 3.24a présente un exemple d'oscillation de l'inclinaison dans le plan principal des oscillations au cours du temps. Les oscillations des deux corps dans le plan principal des oscillations sont périodiques, en phase et d'amplitude égale. Dans le plan perpendiculaire au plan principal des oscillations, les angles d'inclinaison sont non nuls mais constants, l'angle relatif α (cf. figure 3.22a), qui est la différence $\theta_{y2} - \theta_{y1}$ entre les deux disques ne varie pas non plus. Ainsi, ni la distance ni l'inclinaison entre les corps ne varient en première approximation. On peut donc considérer

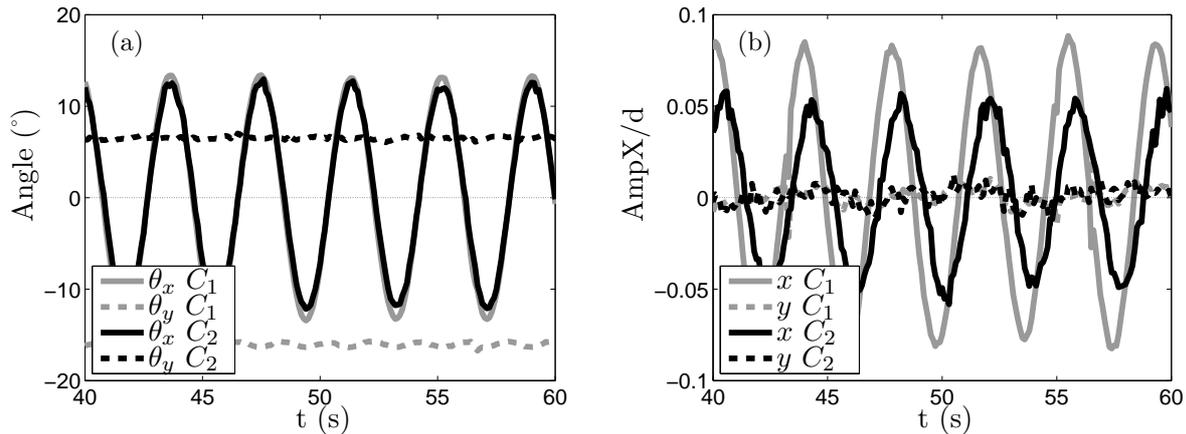


FIGURE 3.24 – Oscillations auto-entretenues dans le repère principal (a) angles d’inclinaison de l’axe de symétrie des corps par rapport à la verticale (b) déplacements du centre de gravité du corps dans le plan horizontal ($\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s⁻¹).

que les disques se comportent comme un unique corps solide rigide.

Les oscillations des positions des centres de gravité des corps dans le repère principal sont représentées sur la figure 3.24b. Ces oscillations ne sont pas en phase et présentent des amplitudes différentes, ce qui n’est pas en contradiction avec le fait que les disques se comportent comme un seul corps rigide. Ceci indique que ce solide présente, en plus du mouvement de roulis, un mouvement de lacet avec une rotation autour de l’axe vertical passant par le centre de gravité des deux corps. Ce mouvement de lacet est également visible sur la figure 3.23, il est mis en évidence par les oscillations de l’angle θ_{axe} entre la projection sur le plan horizontal de l’axe qui relie les deux centres de gravité et l’axe X . Cette angle θ_{axe} oscille, il montre l’amplitude des oscillations de lacet. Ce mouvement de lacet est de même fréquence et en phase avec le roulis. L’amplitude des oscillations de position en lacet est d’environ 1/3 de celle du roulis.

L’angle α (cf. figure 3.22a) caractérisant la configuration en Y entre les deux corps, constant au cours d’un essai peut varier entre les différents essais. Il est en général compris entre 20 et 40°, la dérive horizontale de la trajectoire est alors comprise entre 4% et 10%. Sur la figure 3.25 est représentée l’angle relatif α entre les corps en fonction de la dérive. Plus cet angle est important, plus les corps présentent une dérive importante selon une loi qui semble linéaire. De plus, on constate que l’augmentation de l’angle α correspond à une augmentation de l’inclinaison θ_y entre l’axe de symétrie des disques et la verticale des deux corps à la fois, comme nous pouvons l’observer sur la figure 3.25b. Nous n’avons pas pu déterminer l’origine des différentes valeurs des angles observées. En revanche une fois que l’on atteint un régime de chute permanent, l’angle reste constant. Ce sont sûrement les conditions initiales lors de l’accrochage des disques qui déterminent la position relative initiale des corps et qui se conservent ensuite tout au long de la chute. La dérive plus ou moins importante est ensuite une conséquence de l’angle sélectionné.

Comme l’on peut s’y attendre, la configuration des corps accrochés permet à ceux-ci de chuter plus rapidement que séparément. La vitesse verticale des corps accrochés est d’environ 15% supérieure à

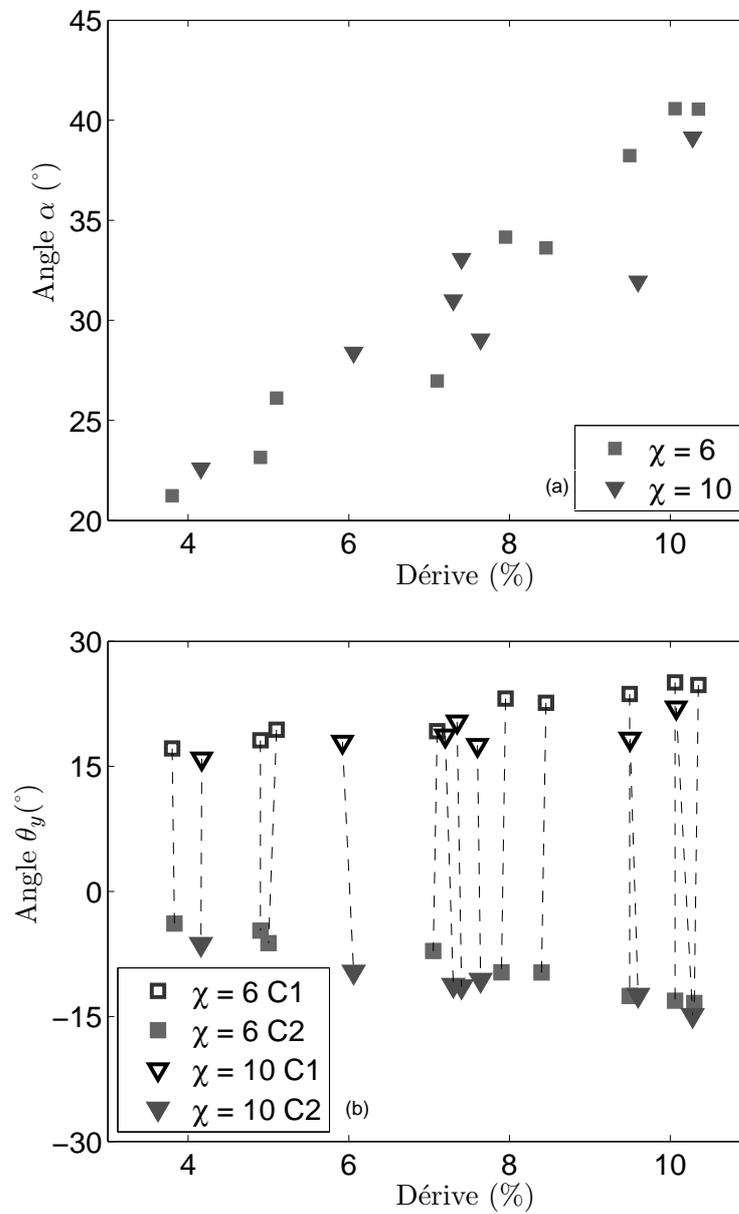


FIGURE 3.25 – (a) Angle α entre les corps en fonction de la dérive (b) Angle des corps par rapport à l'horizontale dans le plan vertical perpendiculaire au plan des oscillations ($\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s⁻¹).

celle des corps chutant isolément. En ce qui concerne les caractéristiques des oscillations, on note que tous les signaux oscillent à la même fréquence correspondant à un nombre de Strouhal $St \approx 0,15$ pour les deux rapports de forme étudiés (3.26a). La fréquence est donc différente de celle des corps isolés, notamment dans le cas mince $\chi = 10$ où elle est de l'ordre de $St \approx 0,25$. Le mode d'oscillation est donc différent de celui du cas isolé et est plus proche du cas des disques épais. Les amplitudes d'inclinaison et de position présentées figure 3.26b et 3.26c semblent dépendre faiblement du nombre de Reynolds et du rapport de forme. La configuration en Y se traduit donc par des oscillations d'amplitude importante à des nombres de Reynolds plus faibles que ceux correspondant aux trajectoires périodiques des disques isolés. Le déphasage entre la vitesse horizontale et l'inclinaison (figure 3.26e) dépend du rapport de forme mais il est d'environ 40° , bien plus faible que dans le cas des disques minces isolés (cf. figure 1.11). L'excentricité des trajectoires est faible (figure 3.26d), comme on peut s'y attendre si on compare à une plaque plane (Mahadevan *et al.*, 1999), le mouvement d'oscillation se faisant quasiment dans un plan.

La figure 3.27 permet de visualiser le sillage unique des disques avec les lâchers tourbillonnaires périodiques qui accompagnent les oscillations du corps, le sillage semble plus complexe que pour un corps isolé, avec des structures à plus petites échelles générées dans le sillage.

3.3.3 Autres trajectoires observées

Nous avons également observé cette configuration pour un rapport de forme $\chi = 10$ et des nombres de Reynolds plus faibles, à savoir $Re \approx 80$ et $Re \approx 90$. Nous n'avons pas étudié en détail ces nombres de Reynolds, toutefois les disques adoptent également cette configuration en Y. Pour ces nombres de Reynolds, celle-ci présente une trajectoire rectiligne non-verticale.

A plus grand nombre de Reynolds ($Re \approx 250$ et $Re \approx 280$), les disques minces oscillants peuvent également avoir un comportement coopératif après le contact. Comme dans le cas des nombres de Reynolds inférieurs, les corps épais ($\chi = 3$) peuvent rester ensemble après le contact mais ils finissent toujours par se séparer pour se retrouver côte à côte et se repousser. Les disques minces ($\chi = 6$ et $\chi = 10$) ont par contre toujours tendance à chuter en couple (cf. tableau 3.2). Les deux disques minces oscillent mais ils ne se comportent plus comme un seul solide rigide et la position relative entre les centres de gravité ainsi que l'inclinaison relative varient au cours du temps. Il apparaît également que les positions en Y et en T inversé existent toutes les deux. En revanche, il ne semble pas y avoir de configuration préférentielle comme pour les nombres de Reynolds inférieurs, le passage de la position en Y à celle en T inversée pouvant s'effectuer au cours d'un même essai. Les deux corps construisent un sillage unique mais la configuration en Y est devenue "flexible" et la trajectoire correspondante est toujours périodique mais irrégulière.

3.4 Corps chutant côte à côte

Dans cette section, nous étudions le cas de deux disques identiques en chute libre initialement côte à côte. Lorsque les disques se trouvent dans cette configuration, c'est-à-dire sur le même plan horizontal, il y a compétition entre deux mécanismes : un effet potentiel, qui tend à attirer les corps

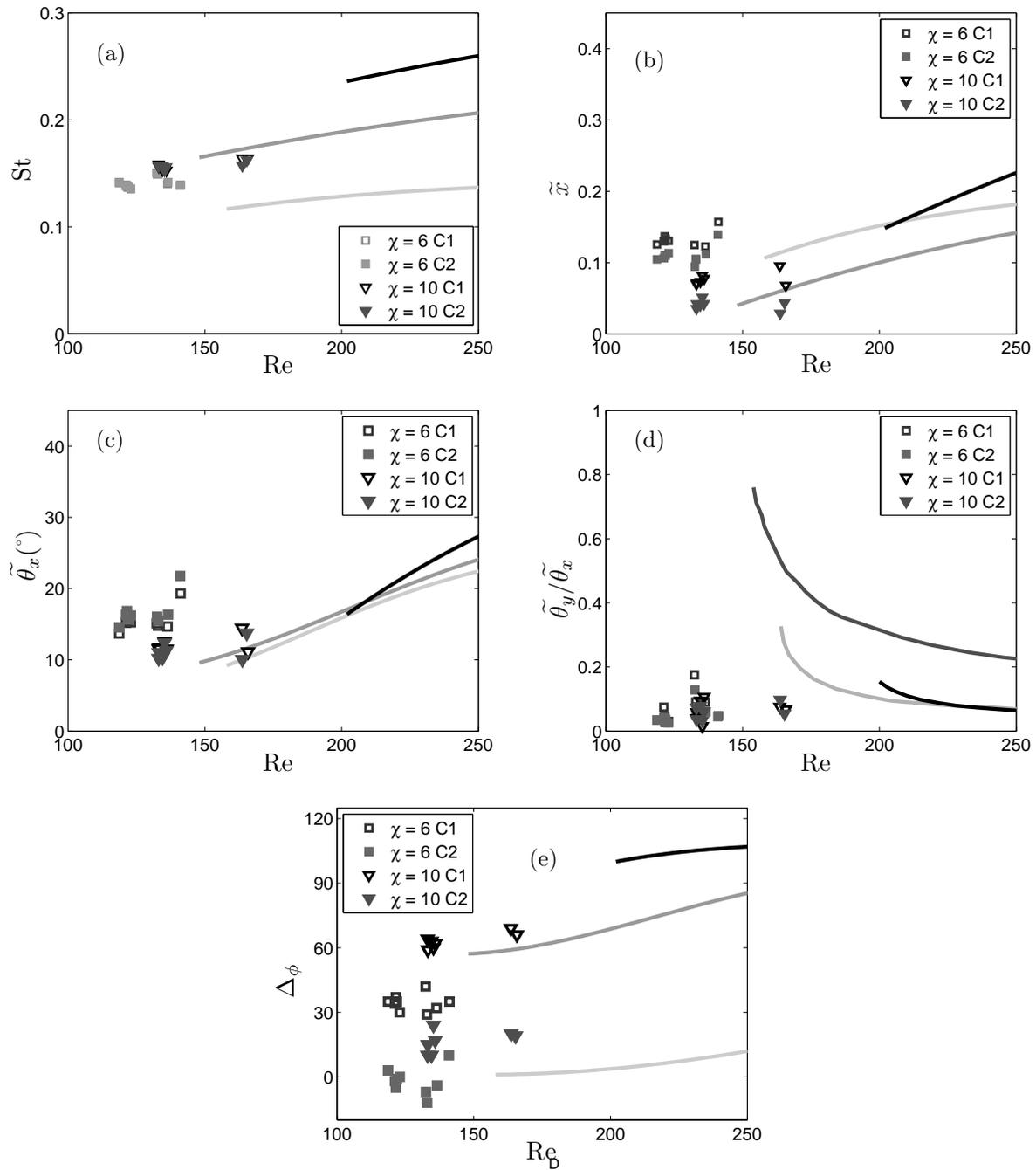


FIGURE 3.26 – Caractéristiques des oscillations de deux corps accrochés en fonction du nombre de Reynolds : (a) nombre de Strouhal, (b) amplitude des oscillations de la position horizontale, (c) amplitude de l'angle d'inclinaison, (d) excentricité, (e) déphasage entre la vitesse horizontale et l'inclinaison. Les valeurs correspondantes mesurées pour des disques de rapport de forme $\chi = 3$ (clair), 6 (gris) et 10 (noir) sont également représentées en lignes continues. Le corps de tête est noté C1 et le corps suiveur C2.

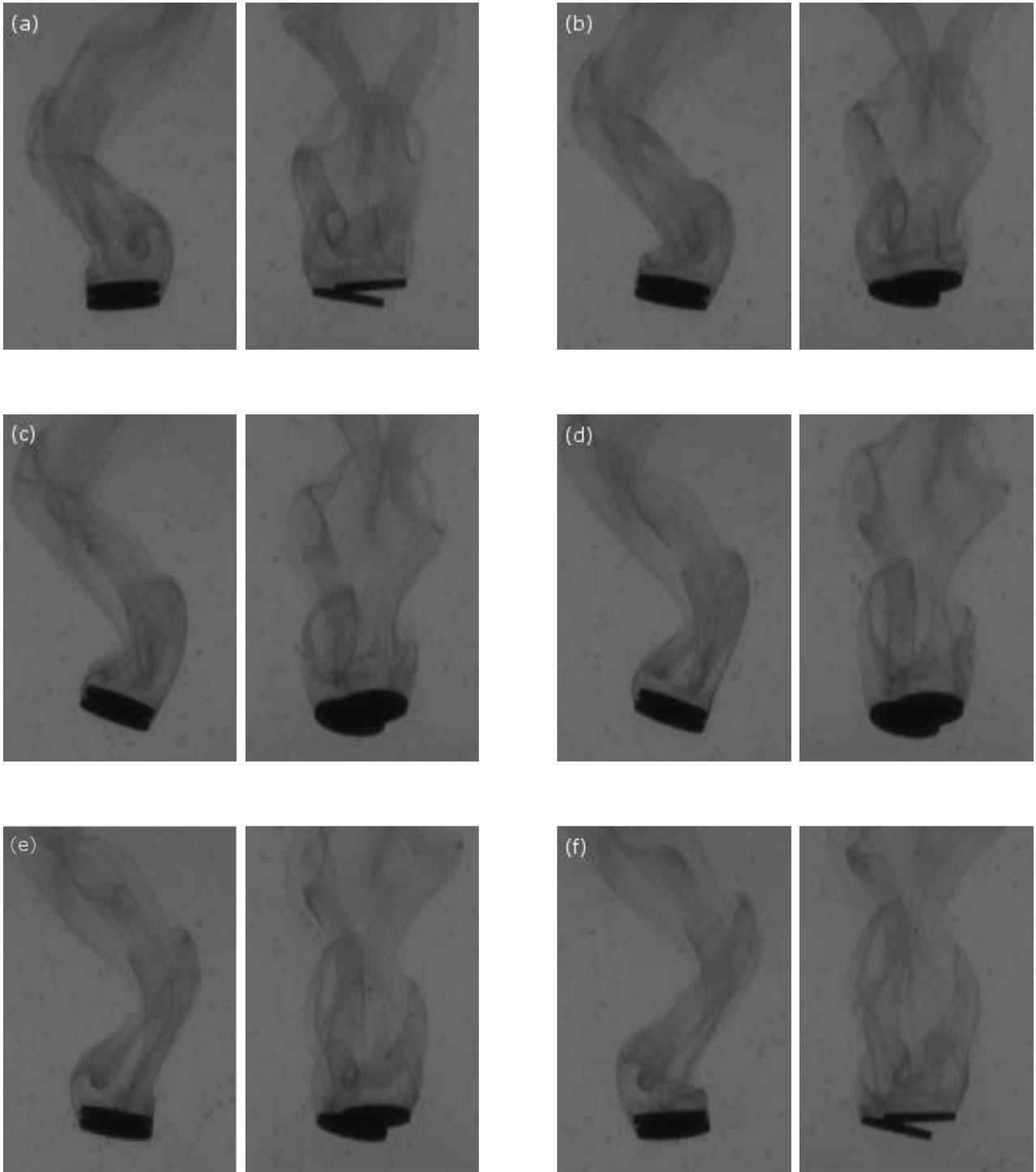


FIGURE 3.27 – Séquence de visualisation à l’aide d’un colorant du sillage derrière deux corps accroché durant environ une demi-période ($T/2$) d’oscillation ($\Delta t=0.4$ s entre chaque image, $\chi = 10$, $Re = 115$, $Re_{acc} = dUz/\nu = 135$, $d = 9$ mm, $U_m = 14,9$ mm.s $^{-1}$) : (a) $t = 0$, (b) $t = T/10$, (c) $t = T/5$, (d) $t = 3T/10$, (e) $t = 2T/5$, (f) $t = T/2$.

χ	Nbre d'essai	Couple	Couple persistant	% Couple	% Couple persistant
3	21	5	0	24	0
6	30	27	27	90	90
10	31	31	31	100	100

TABLE 3.2 – Comportement des corps après contact : disques chutant de façon périodique ($\chi = 3$, $Re = 255$, $d = 10,5$ mm, $U_m = 24,6$ mm.s⁻¹; $\chi = 3$, $Re = 285$, $d = 12$ mm, $U_m = 23,9$ mm.s⁻¹; $\chi = 6$, $Re = 242$, $d = 13,2$ mm, $U_m = 18,5$ mm.s⁻¹; $\chi = 6$, $Re = 285$, $d = 15$ mm, $U_m = 19,2$ mm.s⁻¹; $\chi = 10$, $Re = 255$, $d = 16$ mm, $U_m = 16,1$ mm.s⁻¹; $\chi = 10$, $Re = 275$, $d = 18$ mm, $U_m = 15,4$ mm.s⁻¹).

entre eux, la diminution de pression entre les corps étant due à l'augmentation de vitesse du fluide et un effet lié à la production de vorticité qui est répulsif (Legendre *et al.*, 2003). Lorsque les corps ont un mouvement quasi-rectiligne, la compétition entre ces deux effets dépend du nombre de Reynolds et de l'écart horizontal relatif Δ_h^* entre les deux corps. L'objectif de cette partie est donc d'étudier la dynamique de la répulsion ou de l'attraction entre les disques chutant côte à côte en fonction de leur distance horizontale relative et du nombre de Reynolds.

Pour étudier expérimentalement cette configuration côte à côte, les disques sont lâchés simultanément à l'aide d'une trappe que l'on retire. Ils tombent alors soit dans le même tube soit dans deux tubes séparés, en fonction de la taille des corps et de la séparation initiale que l'on veut imposer.   la sortie du tube, c'est-à-dire à l'instant où l'on commence à enregistrer leurs trajectoires, ils se retrouvent côte à côte et sont libres d'interagir. Il est important de noter que la séparation initiale horizontale entre les deux disques peut jouer un rôle dans l'interaction. C'est pourquoi nous avons testé différentes distances horizontales de séparation initiale. De plus, nous ne maîtrisons pas la position horizontale des disques. En effet, même s'ils sont lâchés en même temps et qu'ils ont des vitesses terminales très proches, ils peuvent avoir une variation relative de leur position horizontale Δ_z^* au cours de leur chute due à des vitesses verticales légèrement différentes. Par exemple une différence de vitesses moyennes de 1% entre les deux disques entraîne une séparation verticale de 1,5 cm en bas de la cuve. Nous avons donc éliminé les essais où la distance verticale relative est supérieure à $\Delta_z^* > 0,8$ afin de limiter l'influence de ce paramètre. Notons que la vitesse verticale d'un corps mesur e dans le cas côte à côte est identique à sa vitesse dans le cas isolé.

Dans un premier temps, au paragraphe 3.4.1, nous étudierons la cinématique de l'éloignement entre des disques ayant une trajectoire isol e rectiligne. Nous proposerons ensuite une modélisation de la force associ e à ce comportement (§ 3.4.2). Puis, nous étudierons le cas des disques ayant une trajectoire périodique oscillante au paragraphe 3.4.3.

3.4.1 Cinématique de la répulsion pour des trajectoires rectilignes

La figure 3.28 montre l'évolution de la distance horizontale $\Delta_h^* = \Delta_h/d$ entre les centres de gravité des disques en fonction du temps adimensionnel $t^* = tU_m/d$, pour plusieurs essais de disques minces

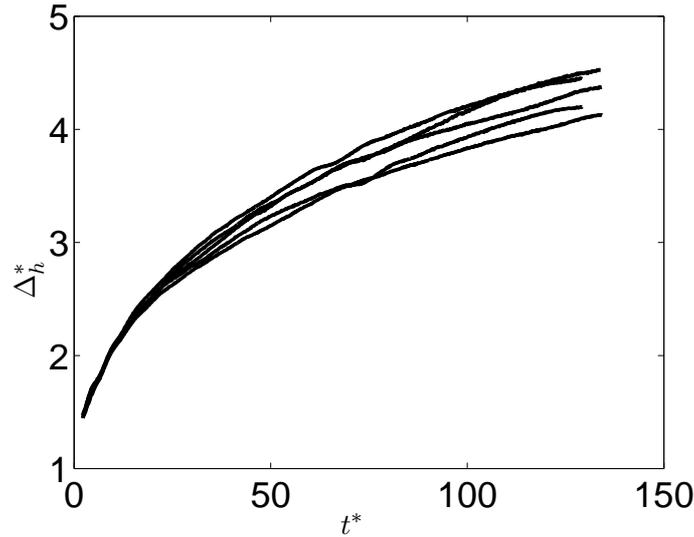


FIGURE 3.28 – Distance horizontale relative Δ_h^* entre les centres de gravité des disques en fonction du temps $t^* = tU_m/d$ pour $\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s⁻¹.

$\chi = 10$ à $Re = 115$. Lorsque $\Delta_h^* = 1$, les disques sont en contact. Les disques sont au départ très proches, $\Delta_h^* < 1.5$ à la sortie des tubes. Les différentes courbes ont été recalées à l'origine, en effet elles n'ont pas forcément exactement la même condition initiale. On note une évolution similaire entre les essais, les corps se repoussent rapidement au début puis de moins en moins vite. Cependant on constate également une certaine dispersion entre les différents essais, la distance finale $\Delta_h^*(t^* = 130)$ étant comprise ici entre 4 et 4,5 diamètres alors que les nombres adimensionnels contrôlant le problème sont identiques (à la précision expérimentale près) et les conditions initiales très proches. Cette dispersion peut venir en partie de l'évolution différente de $\Delta_z^* = \Delta_z/d$ au cours de la chute qui est présentée sur la figure 3.29 pour les essais correspondant à la figure 3.28. On notera que cette différence est toujours inférieure à $\Delta_z^* < 0,5$ quels que soient les essais mais elle semble pouvoir jouer sur la dynamique de la séparation horizontale. Cette dispersion peut également venir de perturbations propres à la trajectoire de chaque disque, la dérive horizontale d'un disque étant dans le cas côte à côte du même ordre de grandeur que celle du disque isolé, inférieure à 3%. Ces perturbations peuvent être dues au mouvement résiduel du fluide ou à des défauts de géométrie ou d'homogénéité des disques.

Nous avons également exploré les cas où les séparations initiales sont plus importantes, quelques uns de ces cas sont présentés figure 3.30. On note qu'à partir d'une distance latérale Δ_h^* supérieure à 6, l'effet de répulsion entre les disques est du même ordre de grandeur que celui des autres perturbations présentes sur la trajectoire de chaque disque, le comportement des disques apparaît comme découplé. Nous avons réalisé un grand nombre d'essais, environ 15 par rapport de forme, pour des séparations proches de cette distance limite afin de déterminer dans quel cas nous avons un effet d'interaction notable. C'est ainsi que nous avons déterminé au paragraphe 3.1 que pour des distances $\Delta_h^* < 4.5$, les disques se repoussent toujours. Pour $\Delta_h^* < 6$, ils ne se rapprochent jamais et pour $\Delta_h^* > 6$, les évolutions semblent indépendantes. Ceci quel que soit le rapport de forme pour des disques présentant des trajectoires rectilignes.

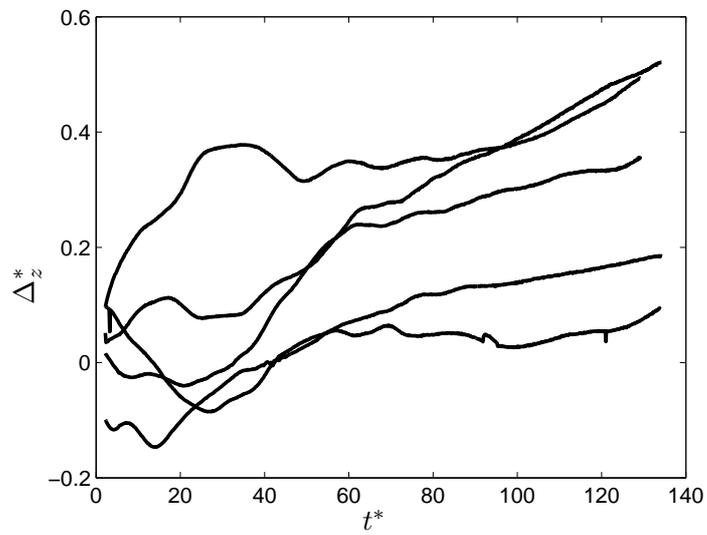


FIGURE 3.29 – Distance verticale relative Δ_z^* entre les centres de gravité des disques en fonction du temps $t^* = t U_m/d$ pour $\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s⁻¹.

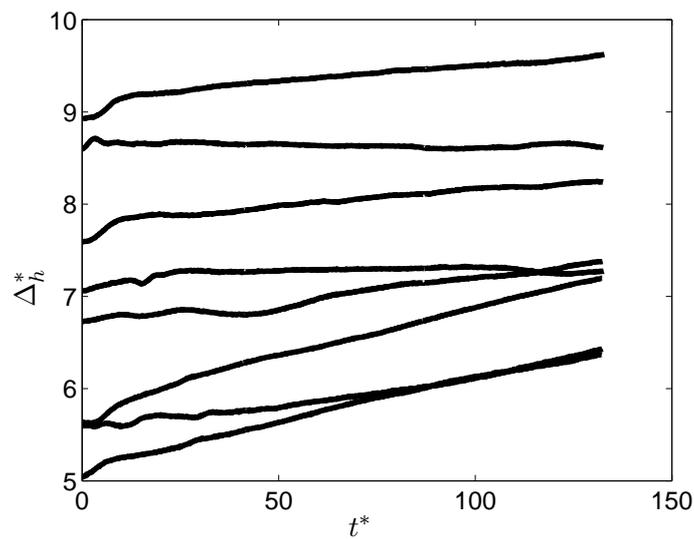


FIGURE 3.30 – Distance horizontale relative Δ_h^* entre les centres de gravité des disques en fonction du temps $t^* = t U_m/d$ pour $\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s⁻¹.

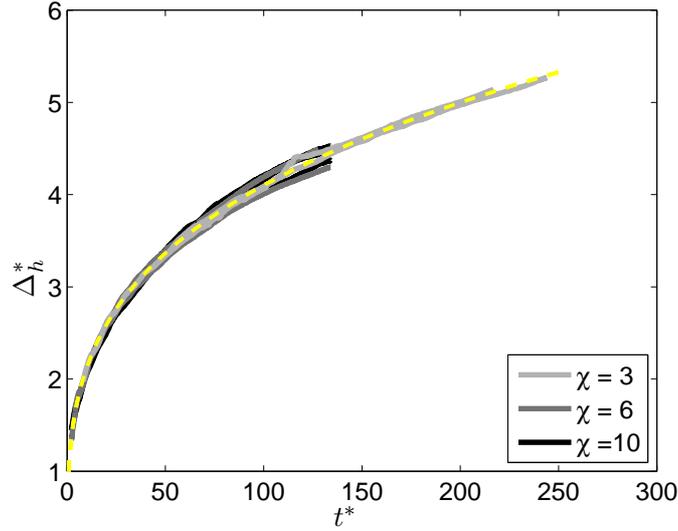


FIGURE 3.31 – Distance horizontale relative Δ_h^* entre les centres de gravité des disques en fonction du temps t^* ($\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_m = 18,8$ mm.s $^{-1}$ (3 cas); $\chi = 6$, $Re = 125$, $d = 8,4$ mm, $U_m = 14,9$ mm/s (2 cas); $\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_m = 13,2$ mm.s $^{-1}$) (2 cas)). Tirets : Fit correspondant à l'équation 3.9.

Nous nous intéressons maintenant à l'effet du rapport de forme sur le comportement répulsif des disques. La figure 3.31 montre l'évolution de la distance horizontale Δ_h^* en fonction du temps pour les différents rapports de forme $\chi = 3, 6$ et 10 à $Re = 115 \pm 10$, sept différents cas sont représentés. On note que les évolutions pour les différents rapports de forme se superposent. La cinématique de l'éloignement peut donc en première approximation être considérée comme indépendante du rapport de forme. La variabilité des résultats entre les différents rapports de forme et pour un même rapport de forme est du même ordre de grandeur. On peut approcher empiriquement l'éloignement des disques en fonction du temps par une unique loi en puissance, quel que soit le rapport de forme, telle que

$$\Delta_h^* \sim A.(t^*)^B \quad \text{avec} \quad t^* = t \frac{U_m}{d}; \quad A = 1,1; \quad B = \frac{2}{7} \quad (3.9)$$

qui est tracée pour comparaison en tirets sur la figure 3.31.

3.4.2 Modélisation de la répulsion

L'objectif de cette partie est de modéliser la dynamique de l'éloignement des disques ainsi que la force de répulsion qui s'exerce sur chaque disque, à l'aide de la cinématique déterminée expérimentalement. Cette modélisation s'inspire du modèle pour une bulle en interaction avec une paroi fixe proposé par Takemura & Magnaudet (2003). On considère que la conservation de la quantité de mouvement dans la direction transversale du corps est donnée par l'équilibre entre trois forces. L'inertie propre et ajoutée est équilibrée par la force de répulsion liée à la modification de l'écoulement autour du corps induit par la présence de l'autre corps et une force de traînée transversale. Fernandes (2005) a déterminé par simulations numériques la force de traînée et de portance associées à un corps fixe

placé dans un écoulement d'incidence variable. Il a montré que la force de traînée latérale peut s'écrire comme une force de traînée classique en fonction des vitesses $\|U\|v$ et d'un coefficient de traînée qui dépend du rapport de forme égale à $C_y = 2/\chi$. $\|U\|$ est la norme de la vitesse du disque, on assimilera ici $\|U\|$ à U_m . Ce bilan s'écrit

$$(m_s + m_b) \frac{dv}{dt} = F_r - \frac{1}{2} C_y \rho_f S_{ref} \|U\| v \quad (3.10)$$

avec

- v vitesse latérale du disque
- $\|U\|$ norme de la vitesse du disque
- $m_s = \rho_s \vartheta$ masse du solide (ϑ volume du disque)
- $m_b = \frac{1}{3} \rho_f d^3 \frac{7}{4} \chi^{-\frac{7}{4}}$ coefficient de masse ajoutée dans la direction transversale
- F_r force de répulsion induite par l'interaction
- $C_y = \frac{2}{\chi}$ d'après [Fernandes \(2005\)](#).

en adimensionnant l'équation 3.10 par $\frac{1}{2} \rho_f S_{ref} \|U\|^2$ on obtient :

$$\frac{2}{\chi} \left(\frac{\rho_s}{\rho_f} + \frac{7}{3\pi} \chi^{-\frac{3}{4}} \right) \frac{dv^*}{dt^*} = C_r - \frac{2}{\chi} v^* \quad (3.11)$$

Avec

- $v^* = v/\|U\|$ vitesse latérale adimensionnelle.
- $t^* = t\|U\|/d$ temps adimensionné.
- $C_r = F_r / (\frac{1}{2} \rho_f S_{ref} \|U\|^2)$ force transversale adimensionnée.

En utilisant la loi expérimentale de la cinématique de répulsion des disques (équation 3.9), nous pouvons déterminer la vitesse latérale de répulsion v^* pour un disque (équation 3.12) ainsi que l'accélération associée (équation 3.13), ceci soit en fonction du temps, soit en fonction de l'écart horizontal Δ_h^* :

$$\Delta_h^* = A t^{*B} \quad (A = 1,1 \text{ et } B = 2/7) \quad \text{or} \quad v^* = \frac{1}{2} \frac{d\Delta_h^*}{dt^*} = \frac{A}{2} B t^{*(B-1)} \quad \text{d'où} \quad v^* = \frac{1}{2} A^{\frac{1}{B}} B \Delta_h^* \frac{B-1}{B} \quad (3.12)$$

$$\text{et} \quad \frac{dv^*}{dt^*} = \frac{1}{2} A^{\frac{2}{B}} B (B-1) \Delta_h^* \frac{B-2}{B} \quad (3.13)$$

En remplaçant les termes v^* et dv^*/dt^* dans l'équation 3.11 par les expressions des équations 3.12 et 3.13, on obtient :

$$C_r = \frac{1}{\chi} A^{\frac{1}{B}} B \Delta_h^* \frac{B-2}{B} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{\rho_s}{\rho_f} + \frac{7}{3\pi} \chi^{-\frac{3}{4}} \right) A^{\frac{1}{B}} (B-1) \Delta_h^* \frac{B-1}{B} \right] \quad (3.14)$$

En utilisant les coefficients $A = 1,1$ et $B = 2/7$ obtenus à partir de l'expérience, cela donne :

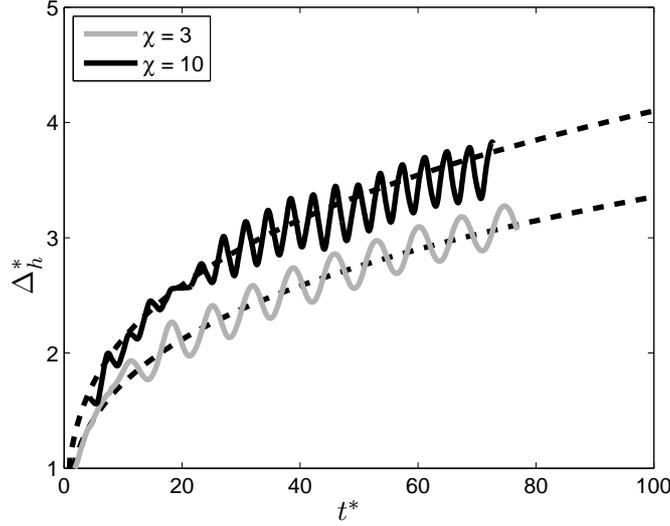


FIGURE 3.32 – Evolution de Δ_h^* en fonction du temps dans le cas de trajectoires périodiques des disques ($\chi = 3$, $Re = 285$, $d = 12$ mm, $U_m = 23,9$ mm.s⁻¹; $\chi = 10$, $Re = 275$, $d = 18$ mm, $U_m = 15,4$ mm.s⁻¹). Les lignes tirets correspondent à l'équation 3.9 avec $A = 0,9$ (en bas) et $A = 1,1$ (en haut), $B = 2/7$.

$$C_r = \frac{2}{7} \frac{1}{\chi} \left[\Delta_h^{*-5/2} - \left(\frac{\rho_s}{\rho_f} + \frac{7}{3\pi} \chi^{-3/4} \right) \Delta_h^{*-6} \right] \approx \frac{2}{7} \frac{1}{\chi} \left(\Delta_h^{*-5/2} - \frac{\rho_s}{\rho_f} \Delta_h^{*-6} \right) \quad (3.15)$$

En faisant une approximation quasi statique nous pouvons négliger le terme d'accélération du solide de l'équation 3.10 et ne garder que le premier terme de l'équation (3.15). Au premier ordre, la force de répulsion entre les disques est égale à l'équation 3.16. Elle dépend de $1/\chi$ et varie avec la distance en $\Delta_h^{*-5/2}$

$$C_r = \frac{2}{7} \frac{1}{\chi} \Delta_h^{*-5/2} \quad \text{valide pour} \quad 1,5 < \Delta_h^* < 5. \quad (3.16)$$

Afin de vérifier que cette première approximation est correcte, nous avons inversé le problème et implémenté la force C_r dans l'équation 3.11, v^* étant l'inconnue. Par résolution de l'équation avec un algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 nous retrouvons bien la cinématique de l'éloignement obtenue expérimentalement présentée figure 3.31. On note que l'effet de répulsion lié à la production de vorticité est, comme attendu, plus important dans le cas des disques solides que dans le cas de bulles. Le coefficient de portance associé à cette force de répulsion est en Δ_h^{*-4} dans le cas des bulles (cf. section 1.3 équation 1.1).

3.4.3 Interaction de corps chutant côte à côte suivant des trajectoires périodiques

Comme dans le cas pr c dent des trajectoires rectilignes, l'effet dominant pour les disques oscillants côte à côte est la répulsion. La figure 3.32 présente la distance Δ_h^* en fonction du temps t^* . Par souci de lisibilité, nous n'avons tracé que deux courbes expérimentales d'éloignement, qui oscillent car les deux disques n'oscillent pas en phase. La variabilité entre les essais est plus grande que dans le cas des

trajectoires rectilignes. La distance relative Δ_h^* varie entre 3 et 3,8 à l'instant $t^* = 70$. Pour visualiser cette variabilité, nous avons tracé en lignes tirets noires l'enveloppe dans laquelle tous les essais sont inclus. Les deux courbes limites évoluent comme dans le cas des trajectoires rectilignes en $\Delta_h^* = A t^{*B}$ avec $B = 2/7$ (équation 3.9). Le préfacteur A est égale à 0,9 pour la limite inférieure et à 1,1 pour la limite supérieure. Cette limite supérieure correspond au cas où la vitesse d'éloignement est la plus importante. Elle correspond au cas des disques chutant de façon rectiligne. Les disques se repoussent donc dans le cas de trajectoires oscillantes moins vite que pour les trajectoires rectilignes.

Nous avons regardé si la cinématique des disques oscillants chutant côte à côte est modifiée par rapport au cas isolé. Il apparaît que les caractéristiques de la cinématique des disques sont les mêmes que pour un disque isolé. En effet, la vitesse terminale de chute, le nombre de Strouhal, l'amplitude des oscillations de position et d'inclinaison ne sont pas modifiés par rapport au disque isolé. La dynamique propre de chaque disque est donc conservée quand ils sont dans cette configuration côte à côte.

De plus, nous avons cherché avec soin si l'accrochage de phase observé pour les lâchers tourbillonnaires des sillages de deux corps fixes côte à côte (Williamson, 1985; Peschard & Le Gal, 1996) se retrouve au niveau de la cinématique des disques mobiles. Par exemple pour des sphères fixes, Schouveiler *et al.* (2004) ont montré que pour des distances Δ_h^* inférieures à 3, des lâchers tourbillonnaires synchronisés, en phase ou en opposition de phase, avaient lieu. Pour des objets en chute libre dans une géométrie bidimensionnelle, il peut y avoir des synchronisations, comme montré numériquement par Aidun *et al.* (1998) et Pan *et al.* (2005), avec des oscillations de trajectoire et de l'inclinaison des corps en phase ou en opposition de phase. Dans notre cas, malgré une investigation poussée, nous n'avons pas observé de synchronisation de la phase des oscillations entre les deux disques. Cette absence de synchronisation peut être due au fait que, contrairement au cas des corps fixes ou des corps libres bidimensionnels, les différents paramètres présentés ci-dessous ne peuvent pas être fixés et varient au cours d'un essai :

- la distance horizontale Δ_h^* entre les disques, en effet comme vu précédemment cette distance est libre et augmente au cours du temps
- la distance verticale Δ_z^* qui peut également évoluer
- l'orientation des plans d'oscillations principaux d'oscillations θ_{p1} et θ_{p2} par rapport au plan médian vertical qui passe par les centres de gravité des disques, notée θ_{axe} .

La variation de ces paramètres au cours d'un essai peut influencer l'interaction entre les sillages des deux corps et être la cause du non-accrochage en phase des trajectoires des deux disques. La dynamique propre de chaque disque oscillant est donc robuste par rapport à l'écoulement extérieur. L'étude de la cinématique et de la trajectoire d'un disque isolé est donc pertinente pour les écoulements diphasiques lorsque les disques sont dans cette configuration de chute libre côte à côte. L'effet dominant de l'interaction est la répulsion horizontale entre les corps.

Chapitre 4

Chute libre d'un disque dans un tube vertical

Nous abordons ici le deuxième volet de la thèse qui concerne l'interaction hydrodynamique d'un corps mobile avec une paroi, comme indiqué dans l'introduction (chapitre 1 section 1.5). Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'effet du confinement sur la cinématique de disques mobiles chutant par ailleurs librement dans un fluide au repos. Nous étudions le mouvement de disques chutant dans des tubes cylindriques verticaux de différents diamètres. Un nouveau paramètre adimensionnel intervient alors dans le problème : le rapport de confinement $S = d/D$, d étant le diamètre du disque et D celui du tube. Ce rapport est compris entre zéro et un, il tend vers zéro lorsque le disque chute dans un milieu infini et augmente avec le confinement. Le nombre de Reynolds utilisé ici est basé sur la vitesse moyenne verticale du disque $U_m(S)$ et le diamètre d du disque ($Re(S) = U_m(S)d/\nu$).

L'étude expérimentale réalisée permet de mettre en évidence l'effet du confinement à nombre d'Archimède donné. Cet effet se traduit par une modification de la cinématique du corps par rapport au cas non confiné, notamment par une modification du nombre de Reynolds associé à la vitesse verticale du corps. Les différents nombres d'Archimède étudiés permettent de couvrir une gamme correspondant à des trajectoires rectilignes et périodiques. Dans le cas des trajectoires périodiques lorsque l'amplitude des oscillations de déplacement atteint la valeur du rayon du tube, de nouveaux régimes du chute apparaissent. Pour des valeurs de confinement importantes, le disque peut dans certains cas heurter sporadiquement les parois ou chuter sans osciller avec une inclinaison non-nulle en restant en contact avec la paroi. Notons que ces trajectoires particulières ne sont pas l'objet de cette étude. De même, nous ne présenterons ici que les trajectoires établies (amplitudes constantes) et non le transitoire qui les précèdent.

En complément à l'étude expérimentale, des simulations numériques de disques fixes placés dans un écoulement incident (induit par une vitesse constante aux parois) ont été réalisées pour différents confinements. Dans le cas des trajectoires rectilignes (vitesse de chute constante), l'étude expérimentale avec des corps libres et l'étude numérique pour des corps fixes présentent théoriquement la même solution. Dès que le corps mobile suit un mouvement instationnaire ou que le corps fixe subit des efforts qui ne sont plus homogènes en espace ou en temps du fait de l'instabilité de son sillage, les

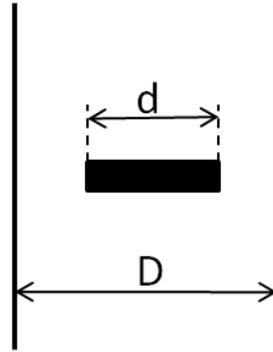


FIGURE 4.1 – Schéma du disque dans un tube

deux problèmes ne sont plus équivalents. Cependant, leur comparaison peut nous éclairer sur les rôles respectifs de l'instabilité du sillage du corps et de ses degrés de liberté sur l'apparition et les caractéristiques des trajectoires périodiques, comme cela a déjà été réalisé dans le cas non-confiné.

4.1 Conditions de l'étude

Les corps chutent dans des tubes en plexiglas transparents, placés à tour de rôle dans la cuve ayant servi à l'étude des corps en situation non-confinée. On dispose de tubes de différents diamètres D et leur longueur L est d'environ 1 m, ce qui limite les effets d'entrée et de sortie (le rapport L/D est supérieur à 10, voire 20). Les caractéristiques géométriques des tubes sont disponibles au tableau 2.1 (section 2.1.2). Le même dispositif de suivi des corps et d'acquisition d'images a été utilisé que dans l'étude précédente. Pour chaque tube, une calibration des images a été réalisée. L'erreur de verticalité des tubes, ajustée à l'aide des caméras, est toujours inférieure à 2 pour 1000.

Les corps utilisés présentent trois rapports de forme $\chi = 3, 6$ et 10 et différents diamètres. On ne connaît pas leur densité ($\rho_s \simeq 1020 \pm 3 \text{ kg/m}^3$) avec une précision suffisante pour déterminer leur nombre d'Archimède. La densité des corps peut être déterminée à l'aide d'une expérience spécifique, comme cela a été réalisé dans [Fernandes \(2005\)](#). Celle-ci n'est pas nécessaire ici, car à partir de la mesure du nombre de Reynolds des corps en situation non-confinée (basé sur la vitesse verticale moyenne), il est possible de leur associer un nombre d'Archimède en utilisant les résultats de [Fernandes \(2005\)](#) et [Auguste \(2010\)](#). Lorsque les corps chutent dans un milieu considéré comme infini, les nombres de Reynolds des corps considérés sont compris entre 100 et 350 (nombres d'Archimède entre 40 et 140).

L'étude numérique a été réalisée pour deux rapports de forme des corps ($\chi = 3$ et 10) et pour différents confinements ($S = d/D = 1/20$ à $S = 2/3$) et nombres de Reynolds Re . Les détails techniques de ces simulations sont présentés dans la section 2.5.

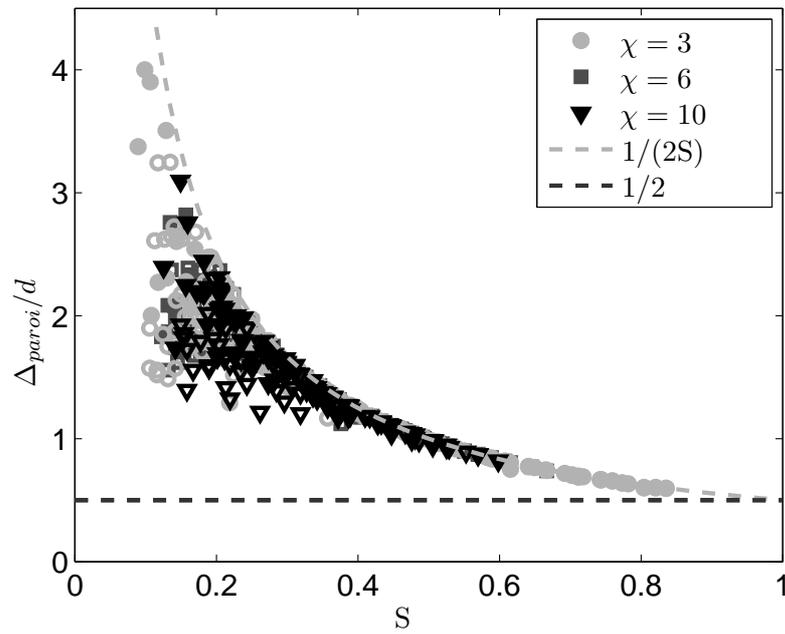


FIGURE 4.2 – Distance moyenne du centre de gravité du disque à la paroi, Δ_{paroi} , adimensionnée par le diamètre d du disque en fonction du confinement. Les symboles pleins et creux représentent respectivement les cas des disques ayant une trajectoire rectiligne et oscillante. La courbe en tirets noirs représente la position limite à partir de laquelle le disque touche la paroi du tube, celle en tirets clair correspond à une position du corps centrée dans le tube.

4.2 Position des disques dans le tube

Les expériences ont été réalisées en lâchant les disques de façon excentrée dans les tubes, ceci afin d'étudier la position finale des disques dans le tube à la fin de l'essai, notamment si cette position finale est centrée ou non dans le tube. On observe tout d'abord que la dérive horizontale des disques au cours de leur chute est, dans tous les cas, inférieure à 3% comme dans le cas des disques non confinés et ne présente pas de direction particulière. Les corps atteignent une position horizontale moyenne stationnaire dans le tube, que nous définissons comme la distance du centre de gravité du corps à la paroi du tube et notons Δ_{paroi} . La figure 4.2 présente les valeurs de Δ_{paroi}/d mesurées pour différents confinements S . Le disque est centré lorsque $\Delta_{paroi} = D/2$ (soit $\Delta_{paroi}/d = 1/(2S)$). Lorsque $\Delta_{paroi} = d/2$, le disque entre en contact avec la paroi. Pour les faibles confinements, le corps ne semble pas avoir de position horizontale préférentielle dans le tube, bien qu'il se maintienne dans tous les cas à une certaine distance des parois. En effet, dans tous les cas où $S < 0.4$, les disques sont à une distance Δ_{paroi}/d supérieure à 1, ce qui indique qu'il y a en moyenne toujours au moins un demi-diamètre de distance entre le bord du disque et la paroi. Ainsi, pour les faibles confinements, on peut considérer que les disques peuvent adopter différentes positions stables suffisamment loin de la paroi pour que le confinement ne donne pas lieu à une dérive horizontale notable.

Pour les confinements supérieurs à $S = 0.4$, on observe que le disque chute de façon centrée dans le tube, qu'il oscille ou pas. Il est à noter que, dans le cas d'une sphère oscillante, le comportement semble différent. Par exemple, la sphère à $Re = 400$ est toujours située plus proche des parois que du centre pour un confinement de $1/4$ (Yu *et al.*, 2004). Ici, la position finale d'équilibre pour les forts confinements $S \geq 0.4$ est centrée dans le tube quel que soit le rapport de forme, l'écart à la position centrée étant inférieur à 3%. Ce résultat est en accord avec Feng *et al.* (1994), qui ont simulé numériquement la sédimentation de particules cylindriques et ellipsoïdales en deux dimensions. Ils ont observé que la position horizontale des particules cylindriques bidimensionnelles dépendait du nombre de Reynolds et était décentrée pour les plus grands nombres de Reynolds, mais que les corps de forme ellipsoïdale, au contraire, chutent de façon centrée quel que soit le nombre de Reynolds, pour des régimes où ils ne réalisent pas de rotation complète (tumbling).

4.3 Cartographie des comportements

Les figures 4.3, 4.4 et 4.5 présentent pour chaque rapport de forme la cartographie des comportements observés dans le plan (Re, S) . Le cas expérimental que nous appellerons dans la suite "non-confiné" et noterons $S = 0$ correspond en fait à $S \approx 1/40$ qui correspond au cas des disques chutant dans la cellule d'essai de 40×40 cm² de section. Les trajectoires rectilignes sont représentées sur les cartes par des symboles carrés et les régimes périodiques oscillants par des symboles ronds. Pour les rapports de forme $\chi = 3$ et $\chi = 6$, le seuil d'instabilité de trajectoire des disques mobiles apparaît ne pas être (ou très faiblement) modifié par le confinement. La transition entre la trajectoire rectiligne et celle périodique s'effectue en effet, quel que soit le rapport de confinement S au même nombre de Reynolds critique que celui des disques mobiles non confinés $Re_c(\chi = 3, S = 0) = 150$ et $Re_c(\chi = 6, S = 0) = 130$. Par contre

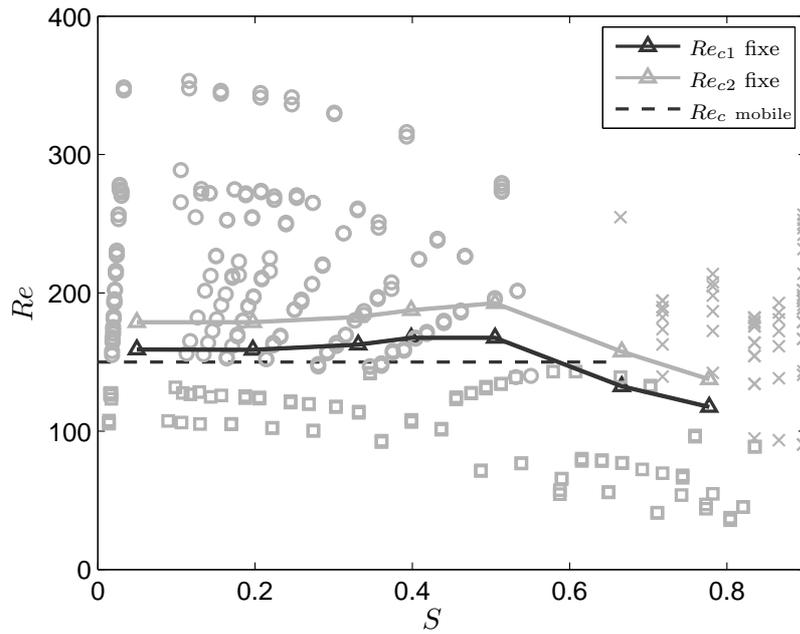


FIGURE 4.3 – Trajectoires observées dans le plan S-Re pour des disques de rapport de forme $\chi = 3$. Les symboles carrés et ronds représentent respectivement les trajectoires rectilignes et oscillantes. Les croix correspondent aux cas où les disques entrent en contact avec la paroi du tube. Les courbes en traits continus noir et gris correspondent aux nombres de Reynolds critiques des instabilités du sillage du corps fixe, obtenus par simulation numérique et présentés également figure 4.6.

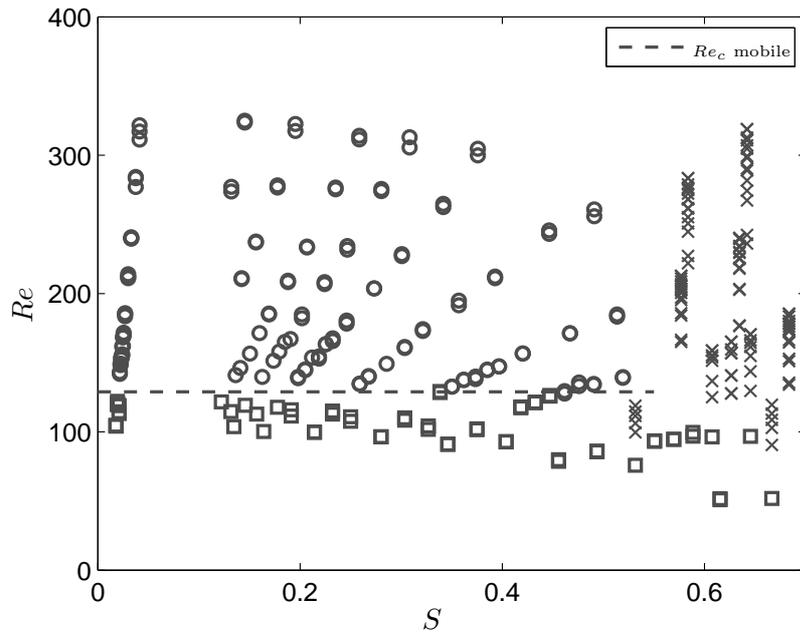


FIGURE 4.4 – Idem que pour la figure 4.3 pour $\chi = 6$. Pas de résultats numériques dans ce cas.

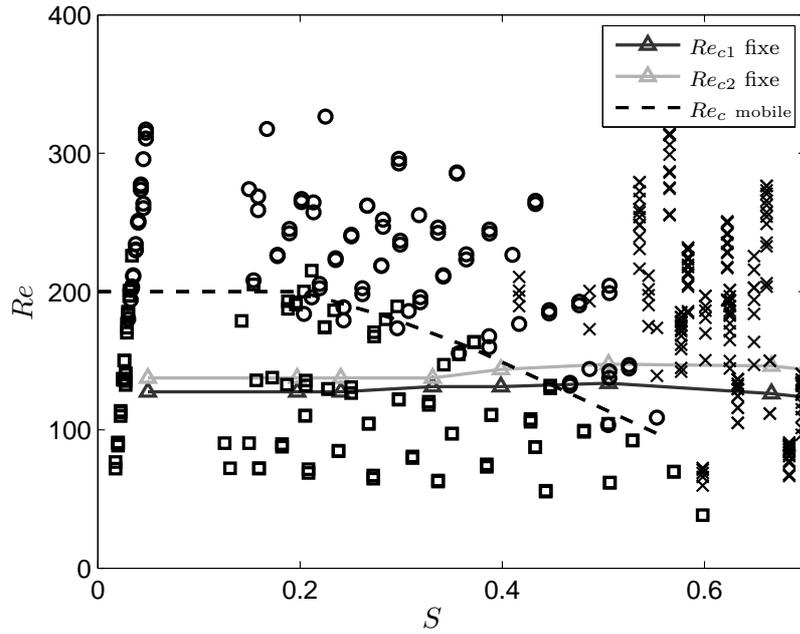
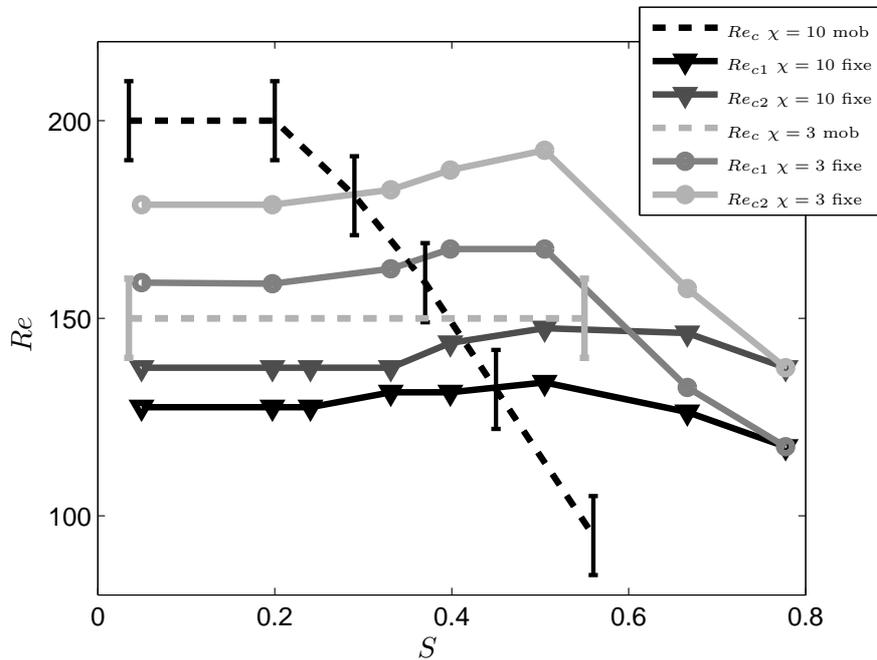
FIGURE 4.5 – Idem que pour la figure 4.3 pour $\chi = 10$.

FIGURE 4.6 – Nombres de Reynolds critiques en fonction du confinement S pour les rapports de forme $\chi = 3$ et $\chi = 10$. Courbes continues : instabilités du sillage Re_{c1} correspondant à la perte de symétrie axiale et Re_{c2} à la perte de stationnarité du sillage derrière un corps fixe dans un écoulement incident (simulations numériques) ; Courbes en tirets : instabilité Re_{c1} de trajectoire (expériences).

pour les corps minces ($\chi = 10$), le nombre de Reynolds critique mobile $Re_c(\chi, S)$ d'apparition des trajectoires périodiques diminue avec le confinement. A partir d'un confinement de $S = 0,2$ ($D = 5d$), le seuil d'instabilité $Re_c(\chi = 10, S < 0,2) = 200$ diminue pour atteindre $Re_c(\chi = 10, S) = 100$ à des confinements de $S = 0,5$. La "twilight zone" (zone d'instabilité de trajectoires présentant de très faibles amplitudes parfois irrégulières, cf. chapitre 1 section 1.4.3) observée pour les corps minces non confinés semble disparaître avec l'augmentation du confinement. Il semble que l'interaction du sillage instationnaire avec les parois du tube amplifie les efforts sur le disque et le déstabilise vers un mouvement d'oscillation auto-entretenu régulier. A partir d'un confinement $S \geq 0,4$, on observe même que l'instabilité de trajectoire précède l'instabilité du sillage des corps fixes. Cependant, on rejoint alors très rapidement le régime de chute où le corps heurte les parois au cours de ses oscillations.

A nombre d'Archimède Ar donné, les disques minces ($\chi = 10$) qui suivent des trajectoires périodiques dans le cas non-confiné les conservent en présence de confinement, bien que les nombres de Reynolds correspondants soient plus faibles. A partir d'un certain degré de confinement, néanmoins, ce comportement est limité par le fait que l'amplitude des oscillations de déplacement du corps atteint le rayon du tube et le corps heurte la paroi. On observe même la déstabilisation des disques de la "twilight zone" qui passent d'oscillations de très faible amplitude à des oscillations de grande amplitude quand le confinement augmente. Ce cas particulier est présenté dans la section 4.9. Notons qu'au contraire, dans le cas des corps épais ($\chi = 3$), à Ar donné, des corps présentant des trajectoires périodiques en milieu infini se stabilisent et suivent des trajectoires rectilignes lorsque le confinement est suffisamment fort. Les disques épais qui présentent des trajectoires rectilignes en milieu non-confiné conservent des trajectoires rectilignes quel que soit le confinement.

Il est intéressant de comparer ces comportements à celui des seuils des instabilités du sillage de disques fixes de différents rapports de forme placés dans un écoulement incident et dans des confinements variables. Comme nous l'avons précisé précédemment, cette étude a été menée à l'aide de simulations numériques. Pour être réalisée exhaustivement, elle nécessite une grande minutie dans l'analyse de la nature du sillage, car une succession complexe de bifurcations se produit en milieu infini sur une plage étroite de nombres de Reynolds et dépend fortement du rapport de forme du corps (cf. chapitre 1 section 1.4.1 et [Auguste \(2010\)](#)). Dans un premier temps, nous avons donc concentré notre attention sur deux bifurcations : Re_{c1} qui correspond à la perte de l'axisymétrie du sillage et Re_{c2} à la perte du caractère stationnaire du sillage, uniquement pour les rapports de forme $\chi = 3$ et $\chi = 10$. Les résultats sont présentés en lignes continues sur les figures 4.3 et 4.5, ainsi que sur la figure 4.6. La précision en nombre de Reynolds sur ces seuils est de $\pm 2,5$ pour ceux déterminés numériquement et de ± 10 pour les nombres de Reynolds expérimentaux. Pour les corps épais ($\chi = 3$), les seuils d'instabilité Re_{c1} et Re_{c2} sont d'abord retardés avec le confinement. Puis, le seuil diminue brutalement pour un confinement compris entre $S = 0,57$ et $S = 0,66$ et passe de $Re_{c1} = 162,5 \pm 2,5$ à $Re_{c1} = 132,5 \pm 2,5$. Ce comportement est identique pour les disques minces ($\chi = 10$), pour lesquels les variations de Re_{c1} et Re_{c2} sont néanmoins nettement moins marquées. Ces résultats sont en accord avec ceux de [Cliffe et al. \(2000\)](#) et [Tavener \(1994\)](#) pour une sphère : Re_{c1} est également retardé puis diminue avec le confinement. [Zovatto & Pedrezetti \(2001\)](#) relie cette modification du seuil des bifurcations dans le sillage de corps fixes à l'interaction entre la vorticité produite dans la couche limite de la paroi et celle

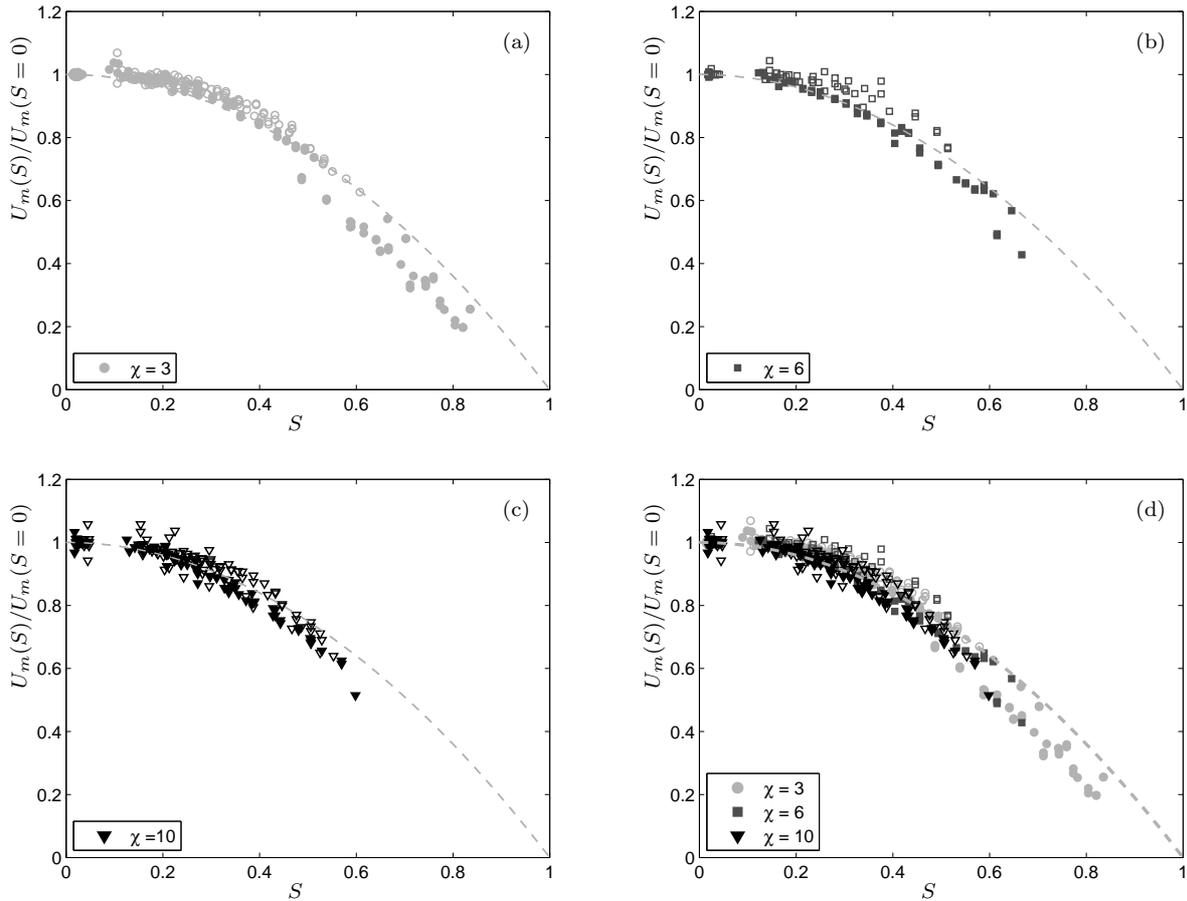


FIGURE 4.7 – Evolution de la vitesse verticale moyenne de chute, $U_m(S)$, normée par sa valeur dans le cas non confiné, $U_m(S = 0)$, en fonction du confinement, pour les différents rapports de forme. Les symboles pleins et vides représentent respectivement les disques ayant une trajectoire rectiligne et oscillante. Les tirets correspondent à $U_m(S)/U_m(S = 0) = 1 - S^2$.

produite à la surface du corps, qui sont de signes opposés.

D'autre part, il existe un confinement maximum, noté S_{max} , pour lequel le disque entre en contact avec les parois du tube. Ce confinement dépend à la fois du nombre de Reynolds et du rapport de forme, $S_{max}(Re, \chi)$. Les situations où les disques entrent en contact avec la paroi sont indiquées par des croix sur les figures 4.3 à 4.5. On observe que S_{max} diminue avec le rapport de forme : comme les disques minces $\chi = 10$ conservent des trajectoires oscillantes, ils entrent en contact avec la paroi pour des confinements plus faibles que les corps épais qui, eux, sont stabilisés avec l'augmentation du confinement. Lorsque le corps oscillant touche la paroi, nous n'avons pas déterminé les caractéristiques de sa cinématique. Il semble cependant, à l'œil, que le mouvement devient irrégulier, la rencontre avec la paroi ne se faisant pas à toutes les périodes.

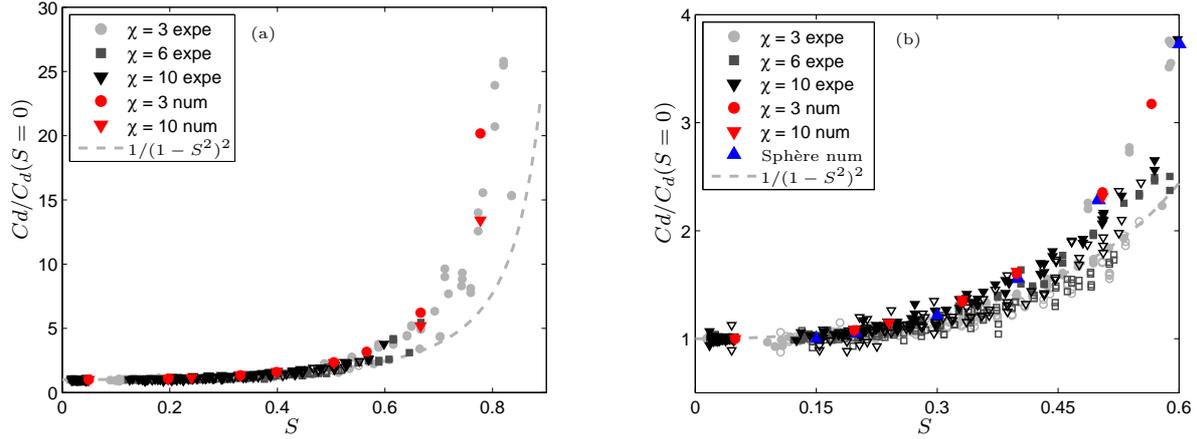


FIGURE 4.8 – Coefficient de traînée, C_d , normé par sa valeur dans le cas non confiné, $C_d(S = 0)$, en fonction du confinement S , pour les trois rapports de forme. (a) Tous les essais. (b) Zoom sur $S < 0,6$. Les symboles pleins et vides représentent respectivement les disques ayant une trajectoire rectiligne et oscillante, les symboles rouges les coefficients de traînée de disques fixes obtenus par simulation numérique. Le coefficient C_d est construit avec la vitesse $U_m(S)$ (équation 4.3). Cas de la sphère à $Re = 100$, d'après Wham *et al.* (1996).

4.4 Modification de la vitesse de chute et du coefficient de traînée

La figure 4.7 montre l'évolution de la vitesse verticale moyenne de chute, $U_m(S)$, normée par sa valeur dans le cas non confiné, $U_m(S = 0)$, en fonction du confinement, pour les différents rapports de forme. La vitesse de chute U_m diminue avec le confinement. Cette évolution ne semble pas dépendre du rapport de forme. Pour les trois rapports de forme, on constate également que les disques oscillants présentent une diminution de vitesse inférieure à celle des disques en chute rectiligne. Notons néanmoins que, pour des confinements inférieurs à 0,15 ou 0,2 (c'est-à-dire que le diamètre du tube représente au moins 5 à 7 fois le diamètre du disque), l'influence du confinement est difficilement mesurable, la variation de vitesse due au confinement est du même ordre de grandeur que la variabilité entre les différents essais. Seulement aux plus forts confinements, la diminution du nombre de Reynolds devient significative. Un raisonnement simple permet de retrouver cette tendance. On considère que dans le cas non-confiné et dans le cas confiné, la vitesse moyenne du fluide autour du corps U_f est la même : $U_f(S) = U_f(S = 0)$. Dans le cas confiné, la vitesse moyenne du fluide est donnée par

$$\frac{\pi}{4} (D^2 - d^2) U_f(S) = \frac{\pi}{4} D^2 U_m(S) \quad \text{d'où} \quad \frac{U_f(S)}{U_m(S)} = \frac{1}{1 - S^2}, \quad (4.1)$$

et dans le cas non-confiné, $U_f(S = 0) = U_m(S = 0)$. On en déduit que

$$\frac{U_m(S)}{U_m(S = 0)} = 1 - S^2. \quad (4.2)$$

L'évolution correspondante est tracée sur la figure 4.7 (ligne en tirets) et reproduit la tendance observée dans les expériences. Pour les corps épais $\chi = 3$ à forts confinements, on observe un décrochement des vitesses associées aux trajectoires rectilignes. Nous reviendrons un peu plus loin sur ce cas.

La figure 4.8 présente l'évolution du coefficient de traînée C_d , construit avec la vitesse $U_m(S)$ et normé par le coefficient de traînée sans confinement $C_d(S = 0)$, en fonction du confinement S . L'augmentation du C_d est particulièrement notable aux forts confinements, pour lesquels seuls des trajectoires rectilignes de corps épais ont été mesurées (rappelons que les corps minces oscillent en heurtant la paroi pour ces confinements). En utilisant la relation précédente (équation 4.2) pour les vitesses, on obtient

$$\frac{C_d(S)}{C_d(S = 0)} = \left(\frac{U_m(S = 0)}{U_m(S)} \right)^2 = \left(\frac{1}{1 - S^2} \right)^2. \quad (4.3)$$

L'évolution correspondante est tracée en tirets sur la figure 4.8. Cette prédiction ne prend en compte que la variation de vitesse due à la conservation du débit, le changement de section étant imposé par la présence du corps. En première approximation et jusqu'à des confinements intermédiaires, elle estime correctement la diminution de vitesse des disques mobiles et l'augmentation du C_d . Toutefois, pour les forts confinements (trajectoires rectilignes à $\chi = 3$), elle surestime la vitesse et sous-estime le coefficient C_d . Dans ce régime, l'augmentation de la traînée visqueuse est importante, particulièrement pour les corps épais $\chi = 3$, en effet le frottement visqueux sur la surface parallèle à l'écoulement augmentent avec le confinement. Ces résultats sont en accord avec les simulations réalisées pour une sphère (Wham *et al.*, 1996), les valeurs sont adimensionnées pour la sphère par $C_d(S = 0.15)$. Notons également que les valeurs obtenues numériquement pour un disque fixe à $Re = 100$ et celles mesurées expérimentalement concordent.

Comme nous l'avons indiqué précédemment, les expériences ont été réalisées pour plusieurs nombres d'Archimède Ar . Les lignes iso- Ar sont clairement lisibles sur les cartes (en particulier figure 4.4 ainsi que sur la figure 4.9a où les lignes iso- Ar sont représentées en lignes pointillées) : à partir de la valeur correspondante de Re dans le cas non-confiné, elles sont horizontales (S augmente) puis diminuent (Re diminue). Ce comportement est reproduit sur la figure 4.9a pour $\chi = 3$ et 10. Pour une meilleure lecture, des tirets relient ici les points à iso- Ar . Nous avons vu qu'un argument basé sur la conservation du débit permettait d'estimer la décroissance de la vitesse moyenne verticale du corps lorsque le confinement augmente. Une analyse plus fine de ce comportement peut être obtenue en le reliant à la modification de la structure du sillage lorsque S varie. Nous utilisons dans ce but les simulations numériques pour des corps fixes. L'intensité de la zone tourbillonnaire du sillage axisymétrique stationnaire peut être caractérisée par la longueur L_t de la zone de recirculation (adimensionnée par le diamètre du corps) et par la vitesse maximale du fluide dans la zone de recirculation V_t (adimensionnée par la vitesse U_m) prise sur l'axe de symétrie du corps. Pour des corps en mouvement rectiligne non confiné, Fernandes (2005) et Fernandes *et al.* (2007) ont montré que ces grandeurs sont des fonctions croissantes du rapport de forme, avec en particulier, à $Re = Re_{c1}$ pour $S = 0$:

$$\left(\frac{V_t}{U_m} \right) = 0.62 \left(1 + \frac{1}{\chi} \right)^{-1}. \quad (4.4)$$

De plus, en construisant avec cette vitesse un nombre de Reynolds,

$$Re^* = \frac{V_t d}{\nu} = Re \frac{0.62 \chi}{(1 + \chi)}, \quad \text{pour } S = 0 \quad (4.5)$$

ils ont montré que les seuils de l'instabilité du sillage (présentés section 1.4.3 figure 1.9) se produisent pour $S = 0$ à Re^* constant quel que soit le rapport de forme ($Re_{c1}^* \simeq 72$ et $Re_{c2}^* \simeq 78$). Ce résultat

montre que l'intensité de la zone tourbillonnaire (caractérisée par V_t), qui s'accroît lorsque le corps s'affine (χ augmente) à Re fixé, est un bon paramètre pour expliquer la diminution des seuils de transition du sillage avec le rapport de forme. La figure 4.10 montre pour deux nombres de Reynolds, $Re = 100$ et $Re = Re_{c1}(\chi, S)$, ainsi que deux rapports de forme, $\chi = 3$ et $\chi = 10$, les évolutions de L_t et V_t avec le confinement S . On constate dans tous les cas, une augmentation de V_t et une diminution de L_t avec le confinement S . Ces variations peuvent également être visualisées sur la figure 4.11 qui montre des exemples de l'écoulement autour d'un disque mince $\chi = 10$ à $Re = 100$ pour différents confinements. Notez que l'évolution non-monotone de L_t avec S pour $Re = Re_{c1}(S)$ et $\chi = 3$ est similaire à celle de Re_{c1} en fonction de S (figure 4.6). L'évolution de V_t avec S peut être modélisée par la relation empirique suivante, qui généralise pour $Re = Re_{c1}(\chi, S)$ et $S \leq 0,6$ la relation 4.4,

$$\left(\frac{V_t}{U_m}\right)(\chi, S) = f(\chi)g(S) \text{ avec } f(\chi) = 0.62 \left(1 + \frac{1}{\chi}\right)^{-1} \text{ et } g(S) = 1 + 3,7S^3. \quad (4.6)$$

On peut alors construire le nombre de Reynolds

$$Re^*(\chi, S) = \frac{V_t d}{\nu} = Re \frac{0.62\chi}{(1 + \chi)} (1 + 3,7S^3), \quad (4.7)$$

que l'on peut calculer pour chaque expérience. En particulier, si l'on trace à nombre d'Archimède donné, les valeurs de Re^* lorsque le confinement S augmente, on constate comme le montre la figure 4.9b, que ce nombre reste quasiment constant. Pour les trajectoires rectilignes, Re^* reste constant et pour les trajectoires périodiques également, tant que les oscillations ne sont pas trop fortes. Ceci indique que, lorsque l'on lâche un disque donné dans un milieu non-confiné ou dans des tubes de confinement variable, le nombre de Reynolds Re^* se conserve, c'est-à-dire que le corps présente dans chaque configuration la même sur-vitesse V_t dans le sillage. Le nombre de Reynolds Re , lui, diminue avec S mais pour chaque confinement, sa valeur peut être déduite de la relation 4.7, à partir par exemple de la connaissance de Re^* dans le cas non-confiné.

Cette première partie de l'étude nous a permis de mieux comprendre comment était sélectionnée la vitesse moyenne verticale de chute d'un corps lorsque le confinement varie. Nous nous intéressons maintenant à l'effet du confinement sur les caractéristiques des trajectoires périodiques des corps.

4.5 Nature des trajectoires périodiques

En général, les trajectoires expérimentales en milieu non-confiné, mesurées par [Fernandes \(2005\)](#) et [Fernandes et al. \(2007\)](#), ne sont pas des zigzags plans mais des hélices aplaties (leur projection sur un plan horizontal est une ellipse de faible excentricité, voir figure 2.11 section 2.3). L'excentricité $e = \tilde{y}/\tilde{x}$ est définie comme l'inverse du rapport des amplitudes suivant la direction horizontale principale des oscillations \tilde{x} et la direction horizontale perpendiculaire à celle-ci \tilde{y} . On obtient la même valeur pour les oscillations de déplacement et d'inclinaison du corps. Les simulations numériques de [Auguste \(2010\)](#) fournissent, par contre, pour les mêmes paramètres de contrôle, des trajectoires planes. Cependant, l'amplitude des oscillations calculée numériquement est très proche de celle mesurée expérimentalement dans la direction principale des oscillations. La figure 4.12 présente l'ensemble des

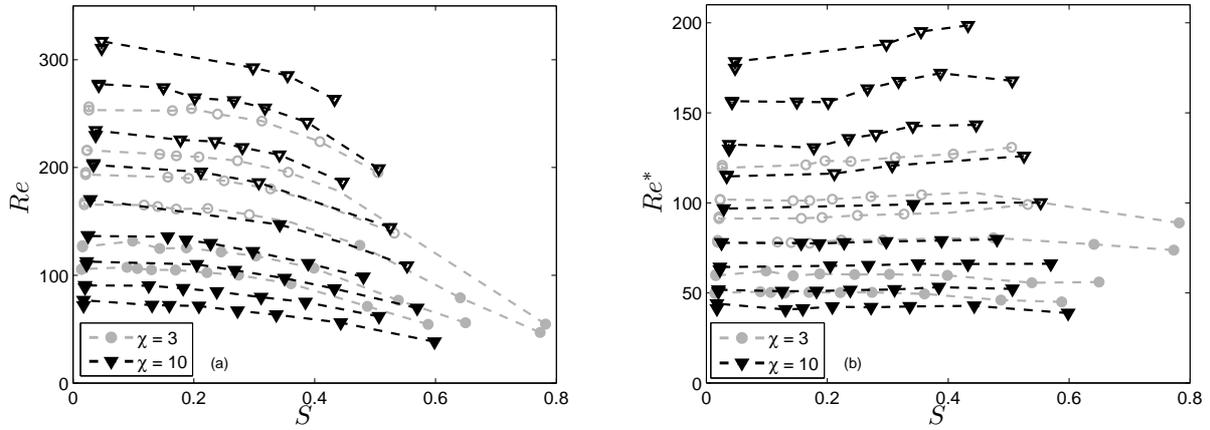


FIGURE 4.9 – Evolution des nombres de Reynolds en fonction du confinement S pour $\chi = 3$ et 10 pour différents nombres d'Archimède : (a) Re (b) Re^* (Re^* est défini équation (4.7)).

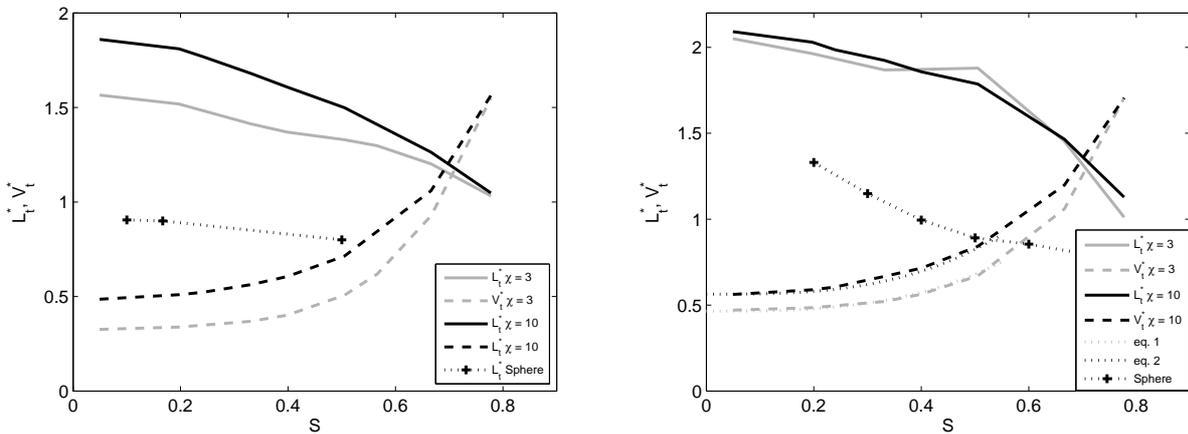


FIGURE 4.10 – Evolution avec le confinement des grandeurs caractéristiques, L_t et V_t , de la zone de recirculation du sillage d'un disque fixe ($\chi = 3$ et 10) placé dans un écoulement incident (simulations numériques) : (a) $Re = 100$; cas de la sphère d'après Maheshwari *et al.* (2006) (b) $Re = Re_{c1}$; cas de la sphère d'après Tavener (1994).

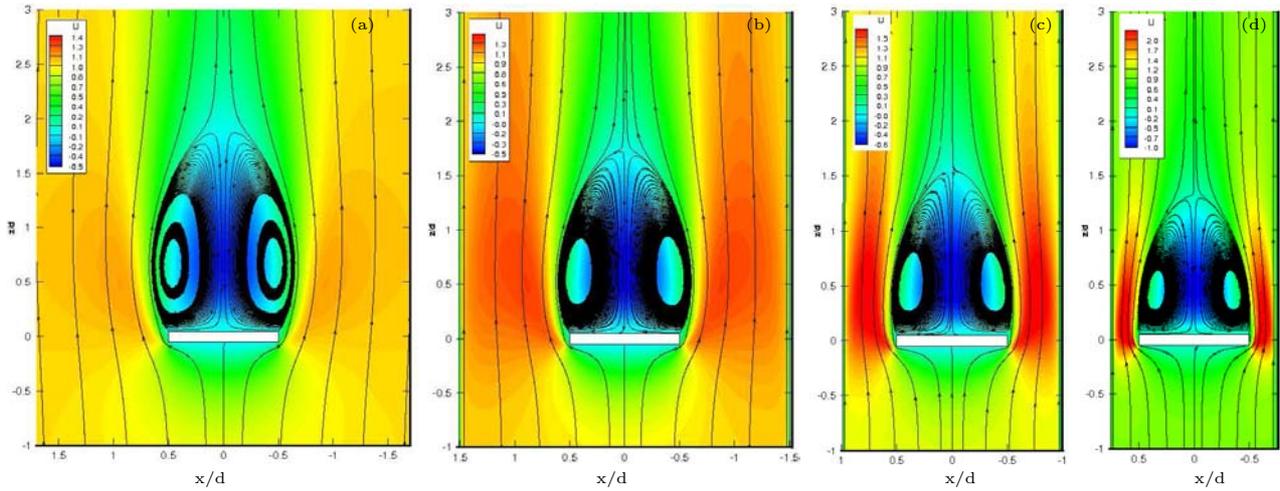


FIGURE 4.11 – Sillage d'un disque $\chi = 10$ à $Re = 100$, lignes de courant et norme de la vitesse axiale obtenues par simulation numérique pour différents confinements, (a) $S = 1/20$, (b) $1/3$, (c) $1/2$, (d) $2/3$. Pour la figure (a) les bords verticaux de l'image ne correspondent pas aux bords du domaine de calcul.

excentricités de trajectoire mesurées dans ce travail lorsque le nombre de Reynolds et le confinement S varient. On constate tout d'abord un comportement très proche des résultats obtenus expérimentalement en l'absence de confinement (Fernandes (2005), Fernandes *et al.* (2007)). Un grand nombre de trajectoires présente une faible excentricité ($e \leq 0.25$) et sont donc proches du zigzag plan. Ceci est en particulier le cas pour toutes les trajectoires des disques minces ($\chi = 10$). Pour $\chi = 3$ mais surtout aussi pour $\chi = 6$, l'excentricité des trajectoires est élevée aux nombres de Reynolds faibles (proches du seuil), pour lesquels les amplitudes des oscillations sont faibles. Lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds, une nette diminution de la valeur de l'excentricité se produit. Néanmoins, pour des nombres de Reynolds supérieurs à 250 et des forts confinements ($S \approx 0,5$), on observe à nouveau des trajectoires hélicoïdales ($0.3 \leq e \leq 1$). Dans la suite, nous nous intéresserons aux caractéristiques (amplitude principale, fréquence, phases) des trajectoires périodiques quasi-planes ($e < 0.25$). Les cas plus délicats des trajectoires hélicoïdales de faible amplitude au voisinage du seuil ou aux forts confinements nécessitent une analyse spécifique, que nous n'avons pas eu le temps de mener.

4.6 Fréquence des oscillations

La figure 4.13b présente le nombre de Strouhal $St(S) = \frac{f d}{U_m}$ associé aux oscillations de position et d'inclinaison du corps mobile en fonction du confinement S . Il est basé sur la vitesse verticale moyenne du corps $U_m(S)$ et nous l'avons normé par le nombre de Strouhal $St(S = 0)$ des oscillations de trajectoire en l'absence de confinement. Pour les trois rapports de forme et quel que soit le nombre de Reynolds, on observe une évolution unique : le nombre de Strouhal augmente avec le confinement. En première approximation, pour étudier l'impact de la diminution de la vitesse U_m avec S sur ce comportement, on peut utiliser la relation 4.2, ce qui donne $St(S) = St(S = 0)/(1 - S^2)$

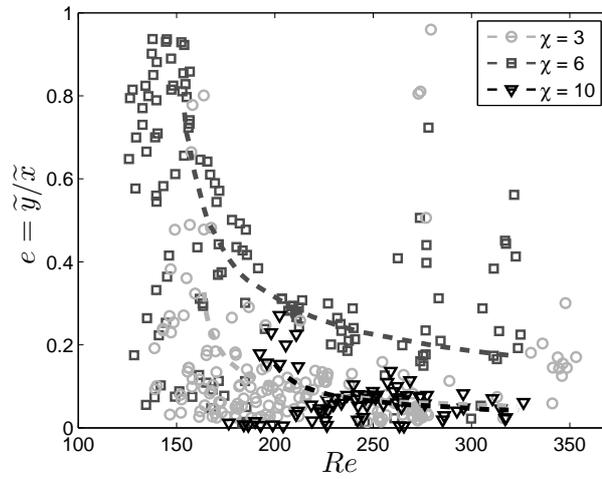


FIGURE 4.12 – Excentricité des trajectoires en fonction du nombre de Reynolds, pour différents confinements. Les tirets correspondent aux valeurs dans le cas non-confiné ($S = 0$).

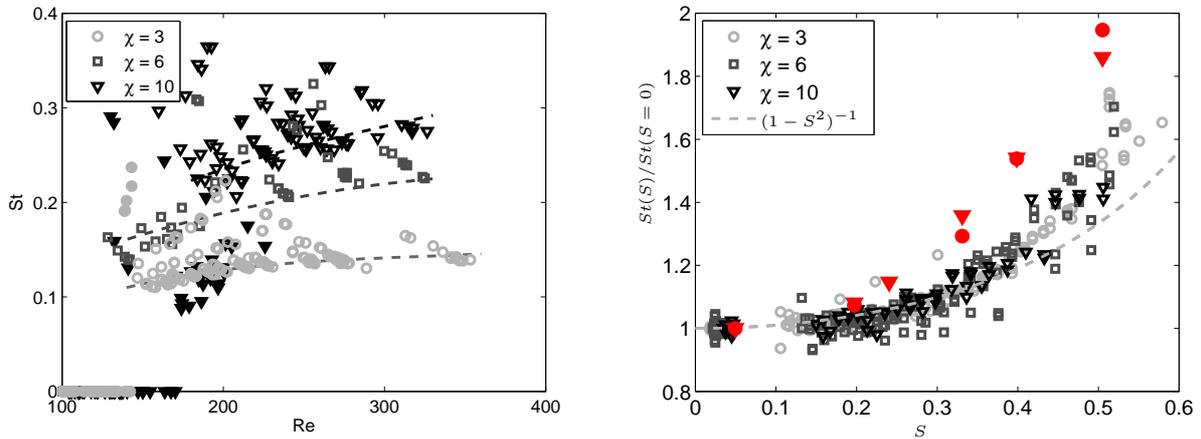


FIGURE 4.13 – Nombre de Strouhal St (a) en fonction de Re , (b) normé par sa valeur $St(S = 0)$ dans le cas non-confiné, en fonction du confinement S . Les symboles rouges correspondent aux nombres de Strouhal de l'instabilité du sillage de disques fixes, obtenus par simulation numérique en présence et en l'absence de confinement.

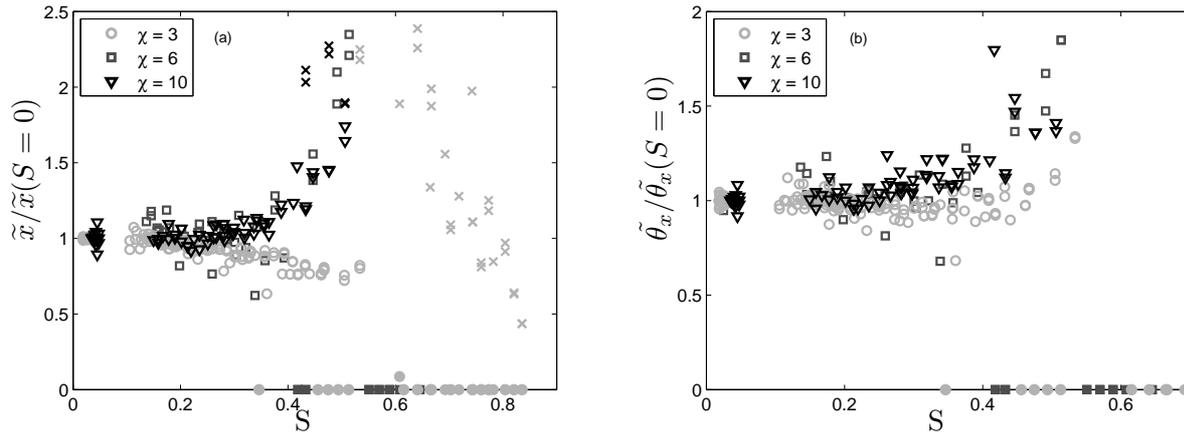


FIGURE 4.14 – Amplitude des oscillations (a) de position horizontale et (b) d’inclinaison (normées par l’amplitude mesurée dans le cas non-confiné) en fonction de S , pour différents rapports de forme. Les croix indiquent les cas où les disques entrent en contact avec le tube.

(courbe en tirets). La tendance est reproduite, mais la prédiction est mauvaise (sous-estimation pour $S > 0,3$ et sur-estimation pour $S < 0,3$). Cette évolution peut également être comparée à celle de $St_{fixe}(S)/St_{fixe}(S=0)$, correspondant à l’instabilité du sillage des disques fixes, obtenus par simulation numérique en présence et en l’absence de confinement. Nous avons tracé sur la figure 4.13 le rapport entre le nombre de Strouhal au seuil $Re_{c2}(\chi, S)$ et sa valeur en $Re_{c2}(\chi, S=0)$, le confinement se traduit, pour les corps fixes, par une croissance beaucoup plus marquée du nombre de Strouhal St . On note la même tendance pour le cas du cylindre en deux dimensions : le nombre de Strouhal augmente également avec le confinement mais beaucoup plus fortement, il est multiplié environ par 3 pour des confinements de $S \approx 0.5$ (Chen *et al.*, 1995; Sahin & Owens, 2004). La prédiction correcte de l’évolution de la fréquence avec le confinement est donc encore un problème ouvert. Ceci est d’ailleurs également le cas en ce qui concerne la prédiction de la fréquence d’oscillation de la trajectoire en l’absence de confinement. Pour y arriver, une meilleure connaissance théorique des efforts s’exerçant sur le corps est certainement nécessaire et dans le cas confiné, cela nécessite de modéliser comment le confinement modifie la production de vorticité à la surface du corps et augmente les termes d’inertie ajout  e.

4.7 Amplitude des oscillations

La figure 4.14a présente l’amplitude des oscillations de position horizontale (adimensionn  e par l’amplitude mesur  e en milieu infini) en fonction du confinement S . Pour les corps épais $\chi = 3$, l’amplitude diminue lorsque le confinement augmente jusqu’à ce que les corps se restabilisent. En ce qui concerne les oscillations de l’inclinaison, la figure 4.14b montre que l’amplitude pour $\chi = 3$ n’est quasiment pas modifi  e par le confinement. Pour les corps minces $\chi = 10$, par contre, l’amplitude des oscillations de position horizontale augmente fortement (figure 4.14a). Il en va de même pour l’inclinaison (figure 4.14b). Les amplitudes d’oscillations augmentent jusqu’à ce que le disque touche

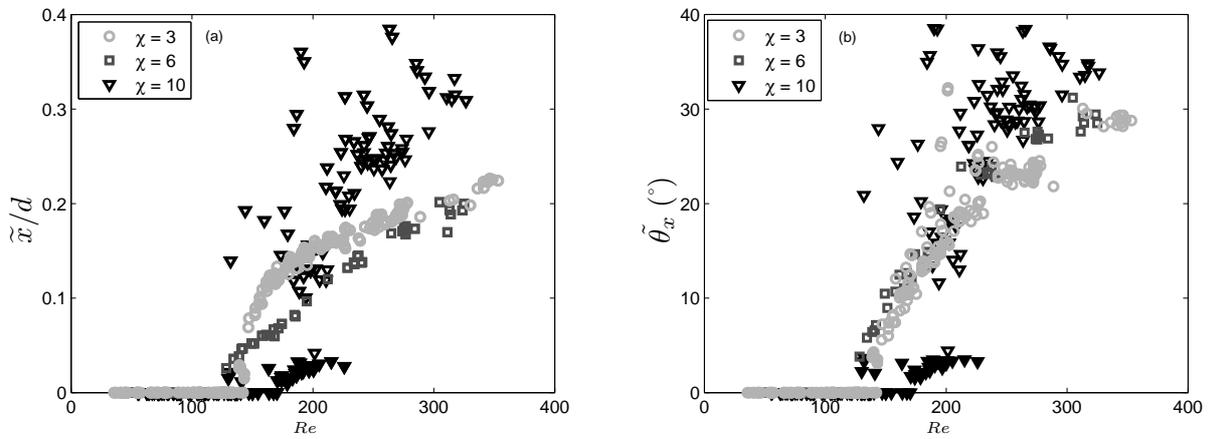


FIGURE 4.15 – Amplitude des oscillations en fonction du nombre de Reynolds, pour différents confinements : (a) position horizontale adimensionnée par le diamètre ; (b) inclinaison ; ($\chi = 3, 6$ et 10).

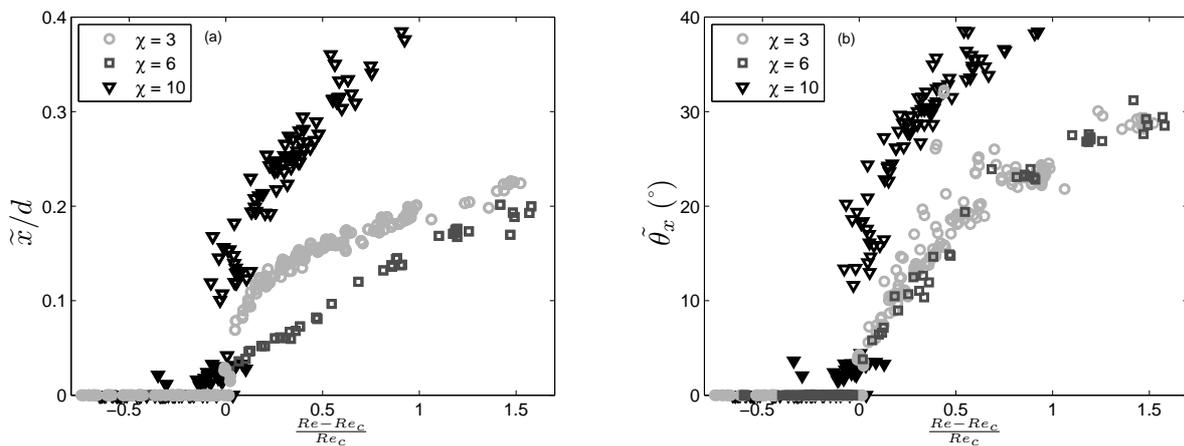


FIGURE 4.16 – Amplitude des oscillations en fonction de l'écart relatif au seuil d'instabilité de trajectoire, pour différents confinements : (a) position horizontale adimensionnée par le diamètre ; (b) inclinaison ; ($\chi = 3, 6$ et 10).

les parois : les croix noires sur la figure 4.14a indiquent cette limite pour les différents corps utilisés. Le rapport de forme $\chi = 6$ présente un comportement mixte : pour des disques chutant en milieu infini à des nombres de Reynolds légèrement supérieurs au seuil de l'instabilité de trajectoire, le confinement conduit à une restabilisation du mouvement (l'amplitude des oscillations diminue jusqu'à $S \simeq 0,4$), puis les oscillations disparaissent, comme pour les corps épais ($\chi = 3$). Pour des nombres de Reynolds supérieurs, au contraire, les oscillations sont fortement amplifiées comme cela se produit pour des corps plus minces ($\chi = 10$). L'évolution des amplitudes d'oscillation en fonction du nombre de Reynolds est montrée sur la figure 4.15 pour tous les confinements étudiés et pour les trois rapports de forme. Pour les corps de rapports de forme $\chi = 3$ et 6, on observe que les points s'organisent suivant une courbe d'amplitude unique pour chaque rapport de forme, qui est la même courbe d'amplitude obtenue en faisant varier le nombre de Reynolds dans le cas non-confiné. Le confinement se traduit par une modification du nombre de Reynolds (Re diminue quand S augmente), mais, pour $\chi = 3$ et 6, les amplitudes des oscillations de position et d'inclinaison observées sont les mêmes que celles observées en milieu infini à ce nombre de Reynolds. En particulier, lorsque le nombre de Reynolds du corps passe sous le seuil d'instabilité de trajectoire en milieu non-confiné, les oscillations s'arrêtent. Les corps minces $\chi = 10$ présentent un comportement très différent : on observe une grande dispersion des données en fonction du nombre de Reynolds. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, l'augmentation du confinement se traduit dans ce cas également par une diminution du nombre de Reynolds mais aussi, inversement, par une augmentation de l'amplitude des oscillations. On observe ainsi, dans le cas confiné, des amplitudes fortes d'oscillations à des Re plus faibles que dans le cas non-confiné. Ce comportement est certainement lié à la décroissance rapide du seuil de l'instabilité de trajectoire Re_c avec le confinement pour $\chi = 10$ (figure 4.6). Si l'on trace l'évolution de l'amplitude des oscillations de mouvement en fonction de l'écart relatif au seuil, on obtient un regroupement satisfaisant des amplitudes des corps minces sur une courbe unique (figure 4.16). Notons que les cas $\chi = 3$ et 6 ne sont quasiment pas affectés par cette opération car le seuil Re_c ne dépend quasiment pas de S pour ces rapports de forme. Ainsi, le mode d'oscillation de trajectoire observé en milieu confiné et non confiné est de même nature. Pour les régimes étudiés, l'amplitude des oscillations du mouvement est ainsi, au premier ordre, pilotée par le nombre de Reynolds basé sur la vitesse verticale moyenne de chute $U_m(S)$ et sa distance relative au seuil d'instabilité de trajectoire Re_c . Enfin, on peut s'interroger si l'évolution de ces amplitudes est en racine carrée de l'écart au seuil. Ceci suppose que les amplitudes de position horizontale et d'inclinaison sont les bonnes grandeurs pour identifier et caractériser la bifurcation de Hopf entre la trajectoire rectiligne et la trajectoire oscillatoire. Cela n'est probablement pas le cas, car les efforts induits par le sillage (apparition d'une portance et d'un couple) ou les variables cinématiques dans le repère mobile du corps sont certainement des meilleurs candidats pour caractériser cette bifurcation.

4.8 Phase relative des oscillations de vitesse et d'inclinaison

La figure 4.17 présente le déphasage entre les oscillations de vitesse et d'inclinaison des disques, en fonction du confinement S (cas non-confiné : section 1.4.3). Pour une meilleure lisibilité, nous n'avons

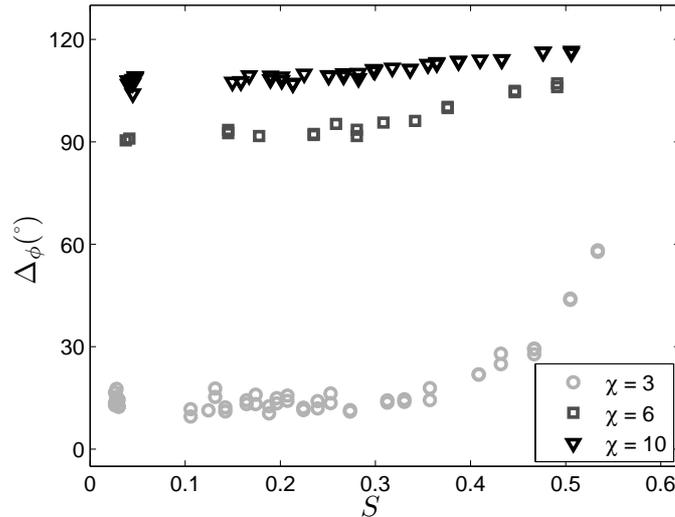


FIGURE 4.17 – Différence de phase entre l’oscillation de la vitesse horizontale et celle de l’axe d’inclinaison du disque en fonction du confinement S , pour différents rapports de forme ($\chi = 3$, $Re(S = 0) = 255$, $d = 10,5$ mm, $U_m(S = 0) = 24,9$ mm.s $^{-1}$; $\chi = 6$, $Re(S = 0) = 285$, $d = 15$ mm, $U_m(S = 0) = 19,3$ mm.s $^{-1}$; $\chi = 10$, $Re(S = 0) = 295$, $d = 18$ mm, $U_m(S = 0) = 16,7$ mm.s $^{-1}$).

tracé les valeurs du déphasage que pour un seul Ar , pour les trois rapports de forme. Le comportement pour les différents nombres d’Archimède est par ailleurs identique. On observe que pour les disques $\chi = 6$ et 10 , le déphasage dépend faiblement du confinement. Les disques dans le cas non-confiné comme dans le cas confiné ont tendance à glisser le long de leurs trajectoires. Pour les corps épais $\chi = 3$, le déphasage ne dépend pas du confinement pour $S \leq 0,4$ puis augmente avec celui-ci. Notons que, en parallèle, l’augmentation de S se traduit par une diminution du nombre de Reynolds. On a ainsi un comportement différent de celui du cas non-confiné puisque, ici, le déphasage augmente lorsque le nombre de Reynolds diminue et que le contraire se produit dans le cas non-confiné. Le disque passe d’une situation où il aligne son axe de symétrie avec la trajectoire à une situation où il tend à glisser le long de sa trajectoire.

4.9 Effet du confinement sur les disques de la “twilight zone”

Nous traitons, dans cette partie, le cas des disques minces ($\chi = 10$), dont le régime de chute appartient à la “twilight zone”, c’est-à-dire qu’ils présentent des oscillations irrégulières et de très faibles amplitudes ($\tilde{\theta}_x < 3^\circ$) lorsqu’ils chutent librement dans un milieu infini. La figure 4.18a présente le nombre de Strouhal des disques ayant des amplitudes d’oscillations régulières (symboles creux) étudiées précédemment, ainsi que ceux de la “twilight zone” (symboles pleins) en fonction du confinement S . Le nombre de Strouhal est proche de $0,2$ pour les disques de la “twilight zone” pour les confinements faibles. Mais à partir de $S = 0,3$, leur nombre de Strouhal augmente et se rapproche de la valeur du St correspondant aux oscillations auto-entretenues à des nombres de Reynolds supérieurs. Au niveau

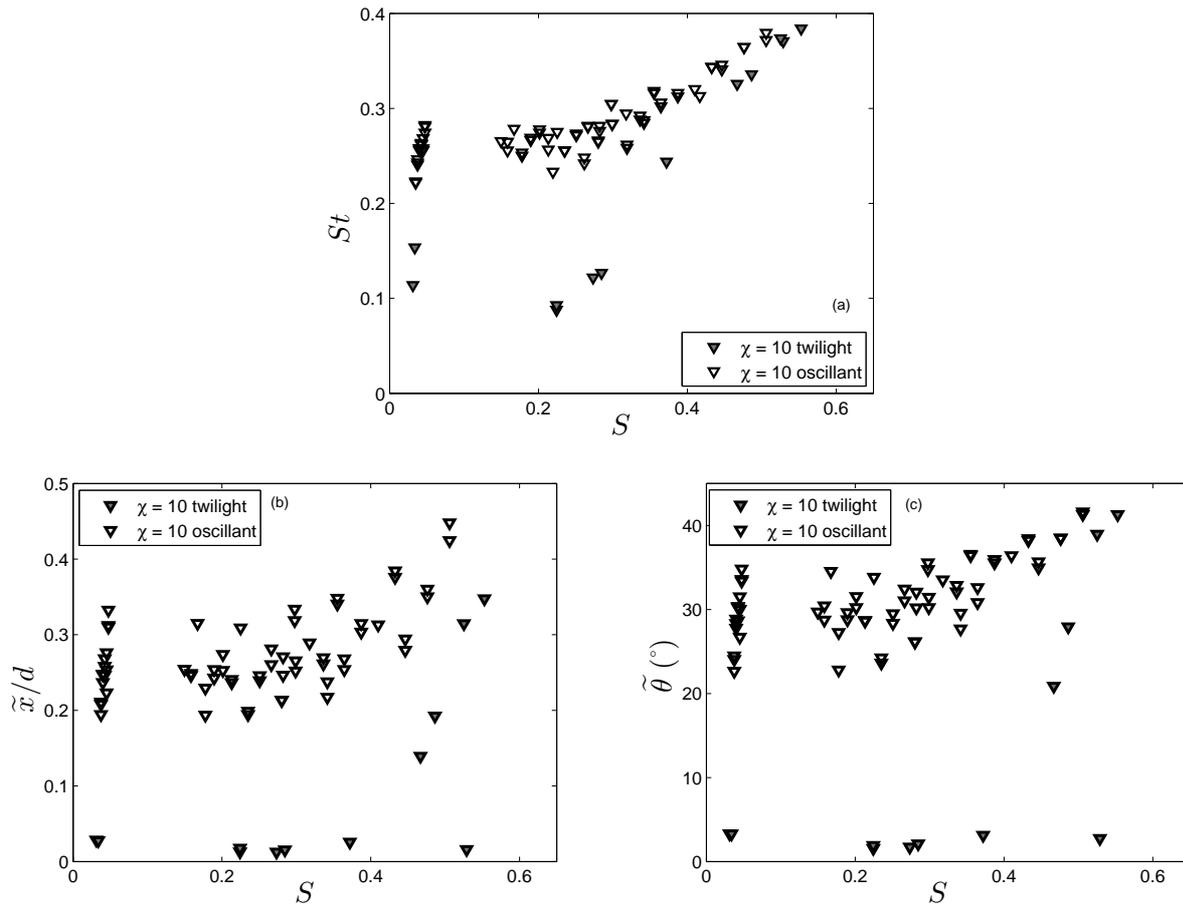


FIGURE 4.18 – Nombre de Strouhal St (a), amplitudes des oscillations de position (b) et d’inclinaison (c) en fonction du confinement. Les symboles pleins et vides représentent respectivement les disques appartenant à la “twilight zone” en l’absence de confinement et ceux chutant suivant des trajectoires périodiques régulières.

des amplitudes d'oscillations de la position et de l'inclinaison (cf. figures 4.18b et 4.18c), on note que les corps peuvent se déstabiliser et passer d'un mode d'oscillation de faible amplitude à un mode de grande amplitude. Comme on peut l'observer sur la figure 4.5, la "twilight zone" semble disparaître à partir du confinement $S \approx 0,4$ pour lequel l'instabilité de trajectoire rejoint l'instabilité du sillage des disques fixes.

4.10 Conclusion

Cette étude a mis en évidence que seulement à partir d'un confinement de $S \approx 0,4$, les disques ont tendance à se centrer sur l'axe de symétrie du tube au cours de leur chute. Pour un nombre d'Archimède et un rapport de forme donnés, la vitesse verticale moyenne de chute (Re) diminue lorsque le confinement augmente. Par contre, la survitesse axiale dans la zone de recirculation du sillage du corps, reste en première approximation constante, lorsque le confinement varie et le nombre de Reynolds du mouvement vertical moyen s'ajuste en conséquence.

Nous avons caractérisé les trajectoires oscillatoires des corps. Alors que les corps épais ($\chi = 3$) ont tendance à se stabiliser avec le confinement, les corps minces ($\chi = 10$), au contraire, présentent des oscillations de position et d'inclinaison croissantes lorsque le confinement augmente. Ces oscillations sont limitées par l'entrée en contact du corps mince avec les parois aux forts confinements (à partir d'environ $S = 0,5$). Nous avons également montré que les amplitudes des oscillations de position horizontale et d'inclinaison du corps étaient déterminées, pour chaque rapport de forme, par des courbes uniques fonction de l'écart relatif au seuil en Re , en présence ou non de confinement. La principale modification des oscillations est observée sur le nombre de Strouhal, de l'ordre de 25 % d'augmentation à $S \approx 0,4$ alors que le nombre de Reynolds est de l'ordre de 15 % à 20 % plus faible. Cette analyse doit être poursuivie en analysant en particulier les résultats de la cinématique dans le repère mobiles du corps.

Enfin des résultats préliminaires non-présentés ici de simulations numériques semblent montrer que les modes d'instabilité du sillage des corps fixes sont encore plus variés dans le cas confiné que dans le cas non-confiné (Auguste, 2010). Il serait donc intéressant également de poursuivre cette voie d'étude.

Conclusions et perspectives

Dans ce travail, nous avons étudié expérimentalement la cinématique d'un disque en chute libre soumis à des perturbations, qui peuvent ici être dues à la présence d'un autre disque identique ou à la présence d'une paroi fixe. A l'aide d'une technique de trajectographie 3D nous avons décrit finement la cinématique de ces disques. Différents comportements d'interaction entre deux corps ont ainsi été étudiés : l'attraction par entraînement par le sillage pour deux corps chutant en tandem et la répulsion latérale pour deux corps chutant côte à côte. Dans chaque cas, une modélisation des efforts a été proposée. Il apparaît que, quel que soit le nombre de Reynolds étudié ici, les disques initialement en tandem s'attirent et entrent en contact. Après leur rencontre, le comportement dépend du rapport de forme. Les disques épais se retrouvent côte à côte et se séparent, alors que les disques minces continuent leur chute ensemble dans une configuration en Y présentant un sillage unique. Pour deux disques mobiles placés côte à côte, c'est-à-dire dans un même plan horizontal, nos résultats montrent que ceux-ci se repoussent quel que soit le nombre de Reynolds et le rapport de forme. Des simulations numériques de deux corps fixes en tandem ont permis de mieux comprendre le rôle des sillages. Nous avons montré que le rapprochement peut être considéré comme quasi-statique pour des séparations suffisamment grandes ($\Delta_z^* > 5$). Lorsque les corps sont plus proches, des visualisations du sillage à l'aide de colorant ont montré la richesse de l'interaction tourbillonnaire.

Dans un deuxième temps nous nous sommes intéressés à la chute libre de disques de rapport de forme variable dans un tube. Un nouveau paramètre entre en jeu : le confinement. Nous avons montré que par rapport au cas infini, les disques minces présentent des oscillations amplifiées, alors que les corps épais sont stabilisés par le confinement. Le seuil d'apparition de l'instabilité de trajectoire diminue avec le confinement pour les corps minces mais pour les disques épais ce seuil n'est pratiquement pas modifié par les effets de paroi. Nous avons montré que l'amplitude des oscillations dépendait dans tous les cas de l'écart relatif au seuil d'instabilité. La confrontation entre les expériences et les simulations numériques de disques fixes confinés a permis de montrer que le nombre de Reynolds basé sur la vitesse maximale du fluide dans la zone recirculation est constant quel que soit le confinement pour un disque en chute libre.

Pour ce qui est des perspectives d'études, on note que dans notre travail, pour le cas d'interaction de deux corps côte à côte, il ne semble pas y avoir d'attraction possible comme observé dans le cas des bulles (Kok, 1993b). Dans notre cas la dérive "naturelle" entre les disques est du même ordre de grandeur que l'interaction horizontale entre les disques lorsqu'ils ont une distance horizontale de séparation supérieure à cinq diamètres. Dans ce cas, il serait intéressant d'effectuer des simulations

numériques de disques côte à côte. En effet, pour des sphères, [Kim *et al.* \(1993\)](#) ont montré qu'elles pouvaient s'attirer faiblement pour des Δ_h^* importants, ce qui n'a pas été observé ici expérimentalement. Il serait donc également intéressant de réaliser les mêmes expériences pour des sphères. Enfin, malgré une investigation approfondie, nous n'avons pas noté d'accrochage de phase de deux disques oscillant côte à côte, comme c'est le cas pour les sillages ou les cas bidimensionnels libres ([Williamson, 1985](#); [Aidun *et al.*, 1998](#)). Enfin, une poursuite de ce travail pourrait être une étude proche de celle qui a été réalisée pour des bulles par [Takemura *et al.* \(2002\)](#) qui se focaliserait sur l'interaction d'un disque avec une paroi plane fixe. Elle pourrait fournir des indications supplémentaires sur la dynamique de l'interaction latérale de tels disques.

Dans cette étude, nous avons fixé le rapport des densités entre le fluide et le solide à 1. Or, la dynamique des corps mobiles isolés et donc probablement de leur interaction dépendent fortement de ce paramètre. Il serait donc pertinent de faire varier le rapport des densités.

Enfin, il serait intéressant d'étudier l'interaction du sillage du disque avec la paroi du tube à l'aide de techniques PIV par exemple [Camarri & Giannetti \(2007\)](#) ont notamment montré qu'un sillage instationnaire pouvait être modifié par l'effet du confinement. Ces investigations supplémentaires pourraient permettre de mieux comprendre le rôle du sillage sur la modification du seuil d'instabilité de trajectoire des disques minces. De plus, notre étude quantitative s'est concentrée sur les cas où les disques n'entrent pas en contact avec la paroi du tube. Nous avons cependant observé qualitativement des cinématiques très diverses quand cela s'est produit. Il serait intéressant de les décrire plus précisément pour élargir cette étude.

Références bibliographiques

- AIDUN, C. K. & DING, E.-J. 2003 Dynamics of particle sedimentation in a vertical channel : Period-doubling bifurcation and chaotic state. *Phys. Fluids* **15** (6), 1612–1621.
- AIDUN, C. K., LU, Y. & DING, E. J. 1998 Direct analysis of particulate suspensions with inertia using the discrete Boltzmann equation. *J. Fluid Mech.* **373**, 287–311.
- AUGUSTE, F. 2010 Instabilités de sillage générées derrière un corps solide cylindrique, fixe ou mobile dans un fluide visqueux. PhD thesis, Univ. Paul Sabatier de Toulouse.
- AUGUSTE, F., FABRE, D. & MAGNAUDET, J. 2007 Ecoulement d'un fluide visqueux autour d'un disque en incidence frontale. *XVIII ème Congrès Français de Mécanique* .
- AUGUSTE, F., FABRE, D. & MAGNAUDET, J. 2010 Bifurcations in the wake of a thick circular disk. *Theor. Comput. Fluid Dyn.* **24**, 305–313.
- BARTOL, I. K., GHARIB, M., WEIHS, D., WEBB, P. W., HOVE, J. R. & GORDON, M. S. 2003 Hydrodynamic stability of swimming in ostraciid fishes : role of the carapace in the smooth trunkfish *Lactophrys triqueter* (Teleostei : Ostraciidae). *J. Exp. Biol.* **206** (4), 725–744.
- BHATTACHARYYA, S. & MAITI, D. 2006 Vortex shedding suppression for laminar flow past a square cylinder near a plane wall : a two-dimensional analysis. *Acta Mechanica* **184**, 15–31.
- BILL, R. G. & HERRNKIND, W. F. 1976 Drag reduction by formation movement in spiny lobsters. *Science* **193**, 1146–1148.
- CAMARRI, S. & GIANNETTI, F. 2007 On the inversion of the von Kármán street in the wake of a confined square cylinder. *J. Fluid Mech.* **574**, 169–178.
- CAMARRI, S. & GIANNETTI, F. 2010 Effect of confinement on three-dimensional stability in the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.* **642**, 477–487.
- CANALS, M. & PAWLAK, G. 2008 Topology and breakdown of Görtler vortices on an oscillating cylinder. *Phys. Fluids* **20** (9), 091102.
- CARMO, B. S. & MENEGHINI, J. R. 2006 Numerical investigation of the flow around two circular cylinders in tandem. *J. Fluids Struct.* **22** (6-7), 979 – 988.

- CHEN, J. H., PRITCHARD, W. G. & TAVENER, S. J. 1995 Bifurcation for flow past a cylinder between parallel planes. *J. Fluid Mech.* **284**, 23–41.
- CHEN, R. C. & WU, J. L. 2000 The flow characteristics between two interactive spheres. *Chem. Eng. Sci.* **55** (6), 1143 – 1158.
- CHHABRA, R. P., AGARWAL, S. & CHAUDHARY, K. 2003 A note on wall effect on the terminal falling velocity of a sphere in quiescent Newtonian media in cylindrical tubes. *Powder Technology* **129** (1-3), 53 – 58.
- CLIFFE, K. A., SPENCE, A. & TAVENER, S. J. 2000 O(2) symmetry breaking bifurcation : with application to the flow past a sphere in a pipe. *Intl J. Numer. Methods Fluids* **32** (2), 175 –200.
- CLIFT, R., GRACE, J. & WEBER, M. 1978 *Bubbles, Drops and Particles*. Academic Press, New York.
- ELDREDGE, J. & PISANI, D. 2008 Passive locomotion of a simple articulated fish-like system in the wake of an obstacle. *J. Fluid Mech.* **607**, 279–288.
- ELLINGSEN, K. 2001 On the rise of an ellipsoidal bubble in water : oscillatory paths and liquid-induced velocity. *J. Fluid Mech.* **440**, 235–268.
- ERN, P., RISSO, F., FERNANDES, P. C. & MAGNAUDET, J. 2009 Dynamical model for the buoyancy-driven zigzag motion of oblate bodies. *Phys. Rev. Lett.* **102** (13), 134505.
- FABRE, D., AUGUSTE, F. & MAGNAUDET, J. 2008 Bifurcations and symmetry breaking in the wake of axisymmetric bodies. *Phys. Fluids* **20** (5), 051702.
- FENG, J., HU, H. H. & JOSEPH, D. D. 1994 Direct simulation of initial value problems for the motion of solid bodies in a Newtonian fluid. Part 1 : Sedimentation. *J. Fluid Mech.* **261**, 95–134.
- FERNANDES, P. C. 2005 Étude expérimentale de la dynamique de corps mobiles en ascension dans un fluide peu visqueux. PhD thesis, Inst. Nat. Polytechnique de Toulouse.
- FERNANDES, P. C., ERN, P., RISSO, F. & MAGNAUDET, J. 2005 On the zigzag dynamics of freely moving axisymmetric bodies. *Phys. Fluids* **17** (9), 098107.
- FERNANDES, P. C., ERN, P., RISSO, F. & MAGNAUDET, J. 2008 Dynamics of axisymmetric bodies rising along a zigzag path. *J. Fluid Mech.* **606**, 209–223.
- FERNANDES, P. C., RISSO, F., ERN, P. & MAGNAUDET, J. 2007 Oscillatory motion and wake instability of freely rising axisymmetric bodies. *J. Fluid Mech.* **573**, 479–502.
- FIELD, B., KLAUS, M., MOORE, M. & NORI, F. 1997 Chaotic dynamics of falling disks. *Nature* **388**, 252–254.
- FIGUEROA-ESPINOZA, B., ZENIT, R. & LEGENDRE, D. 2008 The effect of confinement on the motion of a single clean bubble. *J. Fluid Mech.* **616**, 476–480.

- FISH, F. E. & LAUDER, G. V. 2006 Passive and active flow control by swimming fishes and mammals. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **38** (1), 193–224.
- FITZGIBBON, A. W. AND PILU, M. & FISHER, R. B. 1999 Direct least-squares fitting of ellipses. *IEEE Trans. on Pattern Analysis and Machine Intelligence* **21** (5), 476–480.
- FORTES, A. F., JOSEPH, D. D. & LUNDGREN, T. S. 1987 Nonlinear mechanics of fluidization of beds of spherical particles. *J. Fluid Mech.* **177**, 467–483.
- GUYON, E., HULIN, J.-P. & PETIT, L. 2001 *Hydrodynamique physique*. EDP science.
- HALLEZ, Y. & LEGENDRE, D. 2010 Interaction between two spherical bubbles rising in a viscous liquid. *Under consideration for publication in J. Fluid Mech.* .
- HARPER, J. F. 1997 Bubbles rising in line : why is the first approximation so bad? *J. Fluid Mech.* **351**, 289–300.
- HOROWITZ, M. & WILLIAMSON, C. H. K. 2010 The effect of Reynolds number on the dynamics and wakes of freely rising and falling spheres. *J. Fluid Mech.* **651**, 251–294.
- HU, H. H., JOSEPH, D. D. & CROCHET, M. J. 1992 Direct simulation of fluid particle motions. *Theor. Comput. Fluid Dyn.* **3**, 285–306.
- JAYAWEERA, K. O. L. F. & MASON, B. J. 1965 The behaviour of freely falling cylinders and cones in a viscous fluid. *J. Fluid Mech.* **33**, 709–720.
- JAYAWEERA, K. O. L. F., MASON, B. J. & SLACK, G. W. 1964 The behaviour of clusters of spheres falling in a viscous fluid. Part 1 : Experiment. *J. Fluid Mech.* **20** (01), 121–128.
- JENNY, M., DUSEK, J. & BOUCHET, G. 2004 Instabilities and transition of a sphere falling or ascending in a Newtonian fluid. *J. Fluid Mech.* **508**, 201–239.
- JOHNSON, T. A. & PATEL, V. C. 1999 Flow past a sphere up to a Reynolds number of 300. *J. Fluid Mech.* **378**, 19–70.
- JOSEPH, D. D. 1993 *Particulate Two-Phase Flow*, chap. 10 : Finite size effects in fluidized suspension experiments, pp. 300–323. Edited by M. C. ROCO. Butterworth-Heinemann.
- JOSEPH, D. D., FORTES, A. F., S., L. T. & SINGH, P. 1987 *Advances in multiphase flow and related problems*, chap. Non linear Mechanics of Fluidization of Spheres, Cylinders and Disks in Water, pp. 101–121. Ed. G. Papanicolau, SIAM.
- KIM, I., ELGHOBASHI, S. & SIRIGNANO, W. A. 1993 Three-dimensional flow over two spheres placed side by side. *J. Fluid Mech.* **246**, 465–488.
- KOK, J. B. W. 1993a Dynamics of pair of gas bubbles moving through liquid. Part 1 : Theory. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **12**, 515–540.

- KOK, J. B. W. 1993*b* Dynamics of pair of gas bubbles moving through liquid. Part 2 : Experiment. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **12**, 541–560.
- KYLE, C. R. 1979 Reduction of wind resistance and power output of racing cyclists and runners travelling in groups. *Ergonomics* **22**, 387397.
- LEGENDRE, D., MAGNAUDET, J. & MOUGIN, G. 2003 Hydrodynamic interactions between two spherical bubbles rising side by side in a viscous liquid. *J. Fluid Mech.* **497**, 133–166.
- MAGNAUDET, J. 1997 The forces acting on bubbles and rigid particles. *ASME Fluids Engng. Division Summer Meeting (FEDSM'97)*, 1–9.
- MAGNAUDET, J. & MOUGIN, G. 2007 Wake instability of a fixed spheroidal bubble. *J. Fluid Mech.* **572**, 311–338.
- MAHADEVAN, L., RYU, W. S. & SAMUEL, A. D. T. 1999 Tumbling cards. *Phys. Fluids* **11** (1), 1–3.
- MAHESHWARI, A., CHHABRA, R. & BISWAS, G. 2006 Effect of blockage on drag and heat transfer from a single sphere and an in-line array of three spheres. *Powder Technology* **168** (2), 74 – 83.
- MENEGHINI, J. R., SALTARA, F., SIQUEIRA, C. L. R. & FERRARI, J. A. 2001 Numerical simulation of flow interference between two circular cylinders in tandem and side-by-side arrangements. *J. Fluids Struct.* **15** (2), 327 – 350.
- MILNE-THOMSON, L. M. 1996 *Theoretical Hydrodynamics*. Dover Publications.
- MITTAL, S., KUMAR, V. & RAGHUVANSHI, A. 1997 Unsteady incompressible flows past two cylinders in tandem and staggered arrangements. *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **25** (11), 1315–1344.
- MIZUSHIMA, J. & NORIHISA, S. 2005 Instability and transition of flow past two tandem circular cylinders. *Phys. Fluids* **17** (10), 104107.
- MOORE, D. W. 1963 The boundary layer on a spherical gas bubble. *J. Fluid Mech.* **16** (02), 161–176.
- NATARAJAN, R. & ACRIVOS, A. 1993 The instability of the steady flow past spheres and disks. *J. Fluid Mech.* **254**, 323–344.
- PAN, T. W., JOSEPH, D. D. & GLOWINSKI, R. 2005 Simulating the dynamics of fluid-ellipsoid interactions. *Comput. Struct.* **83** (6-7), 463 – 478.
- PESCHARD, I. & LE GAL, P. 1996 Coupled wakes of cylinders. *Phys. Rev. Lett.* **77** (15), 3122–3125.
- RIBOUX, G., RISSO, F. & LEGENDRE, D. 2010 Experimental characterization of the agitation generated by bubbles rising at high Reynolds number. *J. Fluid Mech.* **643**, 509–539.
- SAHIN, M. & OWENS, R. G. 2004 A numerical investigation of wall effects up to high blockage ratios on two-dimensional flow past a confined circular cylinder. *Phys. Fluids* **16** (5), 1305–1320.

- SCHOUVEILER, L., BRYDON, A., LEWEKE, T. & THOMPSON, M. C. 2004 Interactions of the wakes of two spheres placed side by side. *Eur. J. Mech. B/Fluids* **23** (1), 137 – 145.
- SHENOY, A. R. & KLEINSTREUER, C. 2008 Flow over a thin circular disk at low to moderate Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* **605**, 253–262.
- SMYTHE, W. R. 1961 Flow around a sphere in a circular tube. *Phys. Fluids* **4** (6), 756–759.
- SMYTHE, W. R. 1964 Flow around a spheroid in a circular tube. *Phys. Fluids* **7** (5), 633–638.
- STRINGHAM, G. E., SIMONS, D. B. & GUY, H. P. 1969 The behavior of large particles falling in quiescent liquids. *US Geol. Surv. Prof. Pap.* **562-C**, C1–C36.
- TAKEMURA, F. & MAGNAUDET, J. 2003 The transverse force on clean and contaminated bubbles rising near a vertical wall at moderate Reynolds number. *J. Fluid Mech.* **495**, 235–253.
- TAKEMURA, F., TAKAGI, S., MAGNAUDET, J. & MATSUMOTO, Y. 2002 Drag and lift forces on a bubble rising near a vertical wall in a viscous liquid. *J. Fluid Mech.* **461**, 277–300.
- TAVENER, S. J. 1994 Stability of the o(2)-symmetric flow past a sphere in a pipe. *Phys. Fluids* **6** (12), 3884–3892.
- TSUJI, T., NARUTOMI, R., YOKOMINE, T., EBARA, S. & SHIMIZU, A. 2003 Unsteady three-dimensional simulation of interactions between flow and two particles. *Intl J. Multiphase Flow* **29** (9), 1431 – 1450.
- TSUJI, Y., MORIKAWA, Y. & TERASHIMA, Y. 1982 Fluid-dynamic interaction between two spheres. *Intl J. Multiphase Flow* **8** (1), 71 – 82.
- WHAM, R. M., BASARAN, O. A. & BYERS, C. H. 1996 Wall effects on flow past solid spheres at finite Reynolds number. *Ind. Eng. Chem. Res.* **35** (3), 864–874.
- WILLIAMSON, C. H. K. 1985 Evolution of a single wake behind a pair of bluff bodies. *J. Fluid Mech.* **159**, 1–18.
- WILLMARTH, W., HAWK, N. & HARVEY, R. 1964 Steady and unsteady motions and wakes of freely falling disks. *Phys. Fluids* **7**, 197–208.
- WOLF, A. V., BROWN, M. G. & PRESENTISS, P. G. 1981 *CRC Handbook of chemistry and physics*, 61st edn., chap. Concentrative properties of aqueous solutions : conversion tables., pp. D–227. Edited by M. C. ROCO. Butterworth-Heinemann.
- WU, J. & MANASSEH, R. 1998 Dynamics of dual-particles settling under gravity. *Intl J. Multiphase Flow* **24** (8), 1343 – 1358.
- XIA, Z. AND CONNINGTON, K. W., RAPAKA, S., YUE, P., FENG, J. J. & CHEN, S. 2009 Flow patterns in the sedimentation of an elliptical particle. *J. Fluid Mech.* **625**, 249–272.

- YOON, D.-H. & YANG, K.-S. 2007 Flow-induced forces on two nearby spheres. *Phys. Fluids* **19** (9), 098103.
- YOON, D.-H. & YANG, K.-S. 2009 Characterization of flow pattern past two spheres in proximity. *Phys. Fluids* **21** (7), 073603.
- YU, Z., PHAN-THIEN, N. & TANNER, R. I. 2004 Dynamic simulation of sphere motion in a vertical tube. *J. Fluid Mech.* **518**, 61 – 93.
- YUAN, H. & PROSPERETTI, A. 1994 On the in-line motion of two spherical bubbles in a viscous fluid. *J. Fluid Mech.* **278**, 325–349.
- ZHOU, Y., WANG, Z. J., SO, R. M. C., XU, S. J. & JIN, W. 2001 Free vibrations of two side-by-side cylinders in a cross-flow. *J. Fluid Mech.* **443**, 197–229.
- ZHU, C., LIANG, S. C. & FAN, L. S. 1994 Particle wake effects on the drag force of an interactive particle. *Intl J. Multiphase Flow* **20** (1), 117 – 129.
- ZHU, L. 2009 Interaction of two tandem deformable bodies in a viscous incompressible flow. *J. Fluid Mech.* **635**, 455–475.
- ZOVATTO, L. & PEDREZZETTI, G. 2001 Flow about a circular cylinder between parallel walls. *J. Fluid Mech.* **440**, 1–25.

Annexe A

Propriétés des disques utilisés dans les manipulations

Disque idéal			Disque n°1			Disque n°2		
χ	$d(\text{mm})$	$h(\text{mm})$	χ	$d(\text{mm})$	$h(\text{mm})$	χ	$d(\text{mm})$	$h(\text{mm})$
3	5.7	1.9	3,04	5,74	1,89	3,01	5,72	1,9
3	6.3	2,1	3,05	6,35	2,08	3,00	6,32	2,11
3	6.90	2,30	3,02	6,95	2,30	3,03	6,94	2,29
3	7.20	2,40	3,01	7,16	2,38	3,02	7,18	2,38
3	7.50	2,50	2,99	7,51	2,51	3,00	7,52	2,51
3	7.80	2,60	3,01	7,76	2,58	3,02	7,81	2,59
3	8,10	2,70	3,00	8,13	2,71	2,99	8,13	2,72
3	8,40	2,80	2,98	8,39	2,82	2,98	8,39	2,82
3	8,70	2,90	2,97	8,63	2,91	3,01	8,67	2,88
3	9,15	3,05	3,02	9,19	3,04	3,02	9,13	3,02
3	9,60	3,20	2,99	9,61	3,21	2,99	9,59	3,21
3	10,50	3,50	3,00	10,54	3,51	3,00	10,55	3,52
3	11,10	3,70	3,03	11,20	3,70	3,05	11,22	3,68
3	12,00	4,00	3,01	12,03	4	3,02	12,03	3,98
3	13,20	4,40	2,98	13,22	4,43	3,00	13,25	4,41

TABLE A.1 – Propriétés des disques $\chi=3$ utilisés dans les manipulations.

Disque idéal			Disque n°1			Disque n°2		
χ	$d(\text{mm})$	$h(\text{mm})$	χ	$d(\text{mm})$	$h(\text{mm})$	χ	$d(\text{mm})$	$h(\text{mm})$
6	7,2	1,2	6,03	7,24	1,2	5,98	7,24	1,21
6	7,8	1,3	6,01	7,81	1,3	5,96	7,81	1,31
6	8,4	1,4	5,96	8,41	1,41	5,93	8,42	1,42
6	8,7	1,45	5,97	8,72	1,46	5,94	8,73	1,47
6	9	1,5	5,99	8,99	1,5	5,99	8,99	1,5
6	9,3	1,55	5,98	9,27	1,55	5,92	9,3	1,57
6	9,6	1,6	5,96	9,65	1,62	4,13	6,65	1,61
6	9,9	1,65	6,03	9,89	1,64	5,95	9,87	1,66
6	10,2	1,7	6,01	10,22	1,7	6,01	10,22	1,7
6	10,8	1,8	5,95	10,77	1,81	5,99	10,78	1,8
6	12	2	6,02	12,04	2	6,07	12,14	2
6	13,2	2,2	6,07	13,24	2,18	6,07	13,24	2,18
6	15	2,5	6,08	15,07	2,48	6,08	15,08	2,48
6	16,5	2,75	5,99	16,53	2,76	5,99	16,53	2,76

TABLE A.2 – Propriétés des disques $\chi=6$ utilisés dans les manipulations.

Disque idéal			Disque n°1			Disque n°2		
χ	$d(\text{mm})$	$h(\text{mm})$	χ	$d(\text{mm})$	$h(\text{mm})$	χ	$d(\text{mm})$	$h(\text{mm})$
10	7	0,7	9,89	7,02	0,71	10,19	7,03	0,69
10	8	0,8	10,15	8,02	0,79	10,16	8,03	0,79
10	9	0,9	9,90	9,01	0,91	9,90	9,01	0,91
10	10	1	9,94	10,04	1,01	10,04	10,04	1
10	10,5	1,05	9,75	10,53	1,08	9,75	10,53	1,08
10	11	1,1	9,52	11,04	1,16	9,61	11,05	1,15
10	11,5	1,15	10,02	11,52	1,15	1,04	11,58	11,18
10	12	1,2	10,02	12,12	1,21	10,03	12,14	1,21
10	12,5	1,25	10,02	12,53	1,25	10,03	12,54	1,25
10	13	1,3	9,95	13,03	1,31	10,02	13,03	1,3
10	13,5	1,35	9,97	13,56	1,36	9,88	13,54	1,37
10	14	1,4	10,01	14,02	1,4	9,86	14	1,42
10	14,5	1,45	9,97	14,56	1,46	9,84	14,57	1,48
10	15	1,5	9,98	15,07	1,51	10,11	15,07	1,49
10	15,5	1,55	9,99	15,59	1,56	10,05	15,58	1,55
10	16	1,6	9,91	16,06	1,62	9,98	16,07	1,61
10	17	1,7	9,91	17,05	1,72	9,89	17,01	1,72
10	18	1,8	9,5	18,1	1,91	9,6	18,1	1,88
10	19	1,9	9,93	19,06	1,92	9,93	19,06	1,92

TABLE A.3 – Propriétés des disques $\chi=10$ utilisés dans les manipulations.

Annexe B

Interaction de deux corps en chute
libre

19ème Congrès Français de Mécanique - 2009

Interaction de deux corps identiques chutant librement l'un à la suite de l'autre de façon rectiligne

N. BROSSE^{a,b}, P. ERN^{a,b}

a. Université de Toulouse ; INPT, UPS ; IMFT (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse) ;
Allée Camille Soula, F-31400 Toulouse, France

b. CNRS ; IMFT ; F-31400 Toulouse, France

Résumé :

Ce travail est une étude expérimentale sur l'interaction de deux corps identiques en chute libre rectiligne sous l'effet de la flottabilité. Lorsqu'un corps suit un autre, un phénomène d'entraînement gouverné par le sillage du corps de tête se produit. Le corps suiveur a alors tendance à accélérer et à rattraper le premier corps jusqu'à leur rencontre. Des résultats concernant la cinématique de disques pour ce type d'interaction ont été obtenus par trajectographie, pour un nombre de Reynolds de l'ordre de 100 et différents rapports de forme (diamètre sur épaisseur) des corps.

Abstract :

This work is an experimental study of the interaction between two identical bodies moving freely under the effect of buoyancy in a low-viscosity fluid otherwise at rest. We investigated the kinematics of disks for various aspect ratios (diameter to thickness ratio), a Reynolds number near to 100 and a ratio of fluid to body density near to one. For these values of the parameters, the disks fall in a straight line. When a disk follows another one, the trailing body accelerates until it reaches the leading one, thanks to the entrainment provided by the wake of the leading body.

Mots clés : Corps mobiles, interaction, sillage de corps tridimensionnels, trajectoire.

1 Introduction

Le problème de l'interaction hydrodynamique de deux corps se présente dès que les corps s'influencent mutuellement par l'écoulement qu'ils induisent, modifiant ainsi les efforts hydrodynamiques agissant sur chacun d'eux. Ceci peut être soit recherché, par exemple la réduction de traînée d'un corps se trouvant derrière un autre, soit gênant si par exemple un corps subit des forces instationnaires du fait qu'il est sous l'influence du sillage de l'autre corps, pouvant l'amener à une instabilité. Ces interactions hydrodynamiques sont relativement complexes à décrire, car elles constituent généralement un problème tridimensionnel instationnaire et la présence d'un corps modifie fortement le sillage de l'autre.

Une première approche de ce problème, la plus courante dans la littérature [1, 2, 3], consiste à étudier le sillage résultant de l'interaction entre deux corps fixes, ou partiellement attachés, placés dans un écoulement incident, ces études permettant également d'avoir accès aux forces agissant sur les solides. Pourtant, dans de nombreuses applications (écoulements diphasiques, météorologie, biomécanique), les corps sont libres de se mouvoir. Le comportement du sillage est alors couplé aux degrés de liberté (ou au mouvement) du corps. Cette étude expérimentale s'inscrit dans ce contexte et porte sur l'interaction de deux disques mobiles en chute libre sous l'effet de la gravité dans un fluide peu visqueux au repos.

Nous utilisons des disques de diamètre d et d'épaisseur h . Le mouvement d'un tel corps mobile se déplaçant sous l'effet de la flottabilité peut présenter différents régimes de chute [4, 5], régimes qui dépendent de trois paramètres : le rapport de forme $\chi = d/h$, le rapport des densités du solide ρ_s et du fluide ρ_f , choisi ici proche de 1, et le nombre d'Archimède Ar (équivalent au nombre de Reynolds Re [6]), donnés par :

$$Ar = \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} g r_{eq} \frac{r_{eq}}{\nu}} \quad \text{avec} \quad \frac{4}{3} \pi r_{eq}^3 = \frac{\pi d^2}{4} h \quad ; \quad Re = \frac{U_0 d}{\nu} \quad (1)$$

où U_0 est la vitesse moyenne verticale de chute d'un corps isolé. Une étude précédente [6] a mis en évidence que jusqu'à des nombres de Reynolds de l'ordre de 120, les disques suivent des trajectoires rectilignes stables et tombent parallèlement à leur axe de révolution. Le sillage est stationnaire axisymétrique, avec une zone de recirculation qui s'étend sur une longueur de deux diamètres derrière le corps. Au-delà d'un seuil $Re_c(\chi)$, la vitesse et l'orientation des disques commencent à osciller. La trajectoire des corps est un zigzag quasi-bidimensionnel. Le sillage devient instationnaire avec un lâcher tourbillonnaire périodique. Les caractéristiques

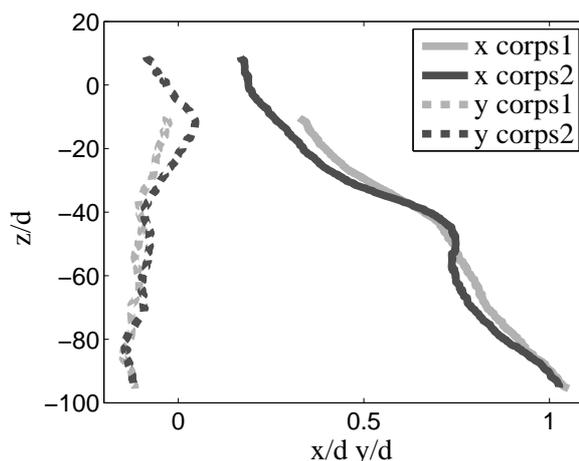


FIGURE 1 – Exemple des trajectoires de deux corps dans les plans (x, z) et (y, z) adimensionnées par le diamètre d ($\chi=3$, $Re=105$, $d=5,7$ mm, $U_0=18,8$ mm.s⁻¹).

du mouvement sont alors fortement dépendantes du rapport de forme, en particulier la fréquence et l'amplitude du mouvement.

Il s'agit ici de caractériser l'interaction qui peut se produire entre deux corps, en fonction notamment de leur position relative. Des phénomènes d'attraction ou de répulsion peuvent avoir lieu, mais également des phénomènes de synchronisation lorsque les corps suivent une trajectoire périodique oscillante. Dans cet article, nous nous intéresserons au cas de deux corps identiques en chute libre rectiligne ($Re \approx 100$), l'un à la suite de l'autre, et à l'entraînement induit par le sillage du corps de tête sur le corps suiveur.

2 Démarche expérimentale

Les disques utilisés ont été usinés au laboratoire à partir de barres d'un nylon dont la densité est proche de celle de l'eau ($\rho_s \approx 1,020$ g.cm⁻³). Ils ont des diamètres compris entre 5 et 9 mm pour des rapports de forme de $\chi=3$, 6 et 10. La cuve (1.60 m de haut, section carrée de 40 cm de côté) est remplie d'eau salée avec une concentration ajustée de façon à produire des nombres de Reynolds de 100 ($Ar=30$). Cela impose une très faible différence de densité entre le corps et le fluide, $\Delta\rho = \rho_s - \rho_f$ compris entre 5×10^{-3} g.cm⁻³ et 10^{-2} g.cm⁻³. Les disques sont donc très sensibles aux sollicitations hydrodynamiques.

Un système de lâcher des corps est disposé en haut de la cuve. Il est constitué de tubes cylindriques creux d'une vingtaine de centimètres de longueur, placés verticalement. Les corps acquièrent dans les tubes une vitesse verticale non nulle tout en se déplaçant de façon rectiligne. La cuve est fixée sur une structure supportant un chariot mobile verticalement. Celui-ci transporte deux caméras perpendiculaires et deux éclairages leur faisant face. Sa position verticale est mesurée à l'aide d'une règle magnétique de haute précision.

Deux ordinateurs font l'acquisition, l'un des images prises par les caméras et l'autre de la position verticale du chariot. Les images et la position verticale des caméras sont acquises à une fréquence de 10 Hz pour des vitesses de corps inférieures à 2 cm.s⁻¹. Le traitement numérique des images permet la détection du contour des corps, puis la détermination des centres de gravité (précision de ± 0.06 mm) et des orientations (précision de $\pm 0.75^\circ$). Notez que pour un corps la coordonnée verticale z du centre de gravité est obtenue en ajoutant la position verticale du chariot à la mesure obtenue par le traitement d'image. On a ainsi accès à l'évolution tridimensionnelle du centre de gravité et de l'inclinaison de l'axe des corps au cours du temps.

La visualisation des sillages qui se développent derrière les corps a été réalisée grâce à un colorant initialement déposé à la surface du corps. Le colorant utilisé est l'éosine, qui en se dissolvant dans l'eau la teint d'une couleur orange.

3 Résultats de la cinématique

Nous étudions ici le phénomène d'entraînement que subit le corps suiveur placé dans le sillage du corps de tête. Pour ce type d'essais, les deux corps sont lâchés dans le même tube mais à des instants différents. Après la phase transitoire de sortie du tube, le corps suiveur se rapproche progressivement du corps de tête jusqu'à leur rencontre. Pour les corps minces ($\chi=10$), ils continuent ensuite leur chute ensemble (corps accrochés hydrodynamiquement), alors que les corps épais ($\chi=3$) ont tendance à s'éloigner après le contact. Ils peuvent alors soit chuter côte à côte soit reproduire le même comportement. Ce phénomène a été décrit sous le nom de "drafting, kissing, tumbling" (DKT) pour deux sphères solides placées dans un écoulement ascendant [7].

Cet article porte sur la cinématique de la phase de rapprochement de deux corps identiques, depuis une distance

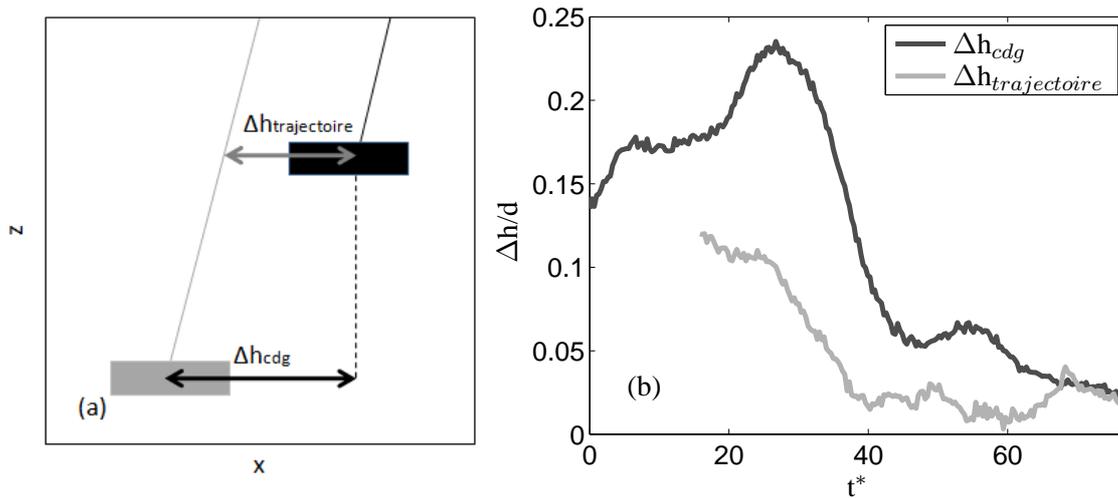


FIGURE 2 – (a) Schéma indiquant la distance horizontale entre les corps Δh_{cdg} et celle entre les trajectoires $\Delta h_{trajetoire}$; (b) Exemple d'évolution au cours du temps des distances horizontales Δh_{cdg} et $\Delta h_{trajetoire}$ pour un essai ($\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_0 = 18,8$ mm.s⁻¹).

de plusieurs diamètres jusqu'à leur rencontre. Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la trajectoire des deux corps dans le référentiel du laboratoire, puis nous regarderons le mouvement relatif du deuxième corps par rapport au premier. Enfin nous tenterons de mettre en relation les vitesses du fluide dans le sillage du corps de tête et la vitesse du corps suiveur.

Dans toute la suite, la dénomination "premier corps" sera utilisée pour le corps tête, le deuxième étant celui qui est accéléré dans le sillage. La vitesse uniforme de chute notée U_0 et le nombre de Reynolds indiqués, utilisés comme référence, sont ceux des corps lorsqu'ils chutent isolément.

3.1 Trajectoire et séparation horizontale

Les deux corps chutent de façon rectiligne, avec une faible dérive horizontale, visible sur la figure 1, comme ce serait le cas s'ils étaient isolés. On notera que le deuxième corps a la même dérive horizontale que le premier, ce qui est d'autant plus remarquable que cette dérive est faible. Dans tous les cas étudiés, la distance horizontale entre les centres de gravité Δh_{cdg} (Fig. 2a) reste toujours inférieure à un demi-diamètre. De plus, il semble qu'ils tendent à s'aligner verticalement au cours de leur chute, Δh_{cdg} diminuant avec le temps (Fig. 2b).

La distance horizontale Δh est un paramètre important pour la compréhension de l'interaction car elle détermine la position du corps suiveur dans le sillage du corps de tête. Celle-ci peut-être caractérisée soit par la distance horizontale entre les deux centres de gravité Δh_{cdg} à un instant donné, soit par la distance entre les trajectoires à une altitude z donnée $\Delta h_{trajetoire}$ (Fig. 2a) qui donne une idée de la position du corps suiveur par rapport à l'axe de symétrie du sillage du premier corps. Les deux distances apparaissent donc pertinentes suivant ce que l'on veut étudier, à savoir soit la position relative des deux corps, soit la position du corps suiveur par rapport au sillage du premier corps. On notera que si le premier corps chute de façon parfaitement verticale, les deux distances sont égales et que, plus les deux corps sont proches, plus la différence entre ces deux distances horizontales est faible. La distance horizontale entre les deux trajectoires $\Delta h_{trajetoire}$ est en général inférieure à la distance entre les centres de gravité Δh_{cdg} (Fig. 2b), ce qui semble indiquer que l'asservissement de la dérive du second corps à celle du premier corps, se fait par l'intermédiaire du sillage de celui-ci.

3.2 Vitesse des corps dans le référentiel du laboratoire

Nous nous intéressons ici à la vitesse verticale du premier corps U_{z1} , présentée figure 3a. Lorsque la séparation verticale entre les corps est supérieure à quatre diamètres, le corps de tête a une vitesse constante et égale à celle du corps isolé. Pour des séparations suffisamment grandes, la cinématique du premier corps ne semble donc pas influencée par le corps suiveur. En revanche, à partir de quatre diamètres de séparation verticale, on note une accélération du corps de tête avec une vitesse terminale qui atteint 1.5 fois celle du corps isolé au moment où les corps entrent en contact et ceci quel que soit le rapport de forme. On peut donc supposer que le sillage proche du corps de tête est modifié par la présence du corps suiveur, notamment au niveau de la zone de recirculation, qui se retrouve confinée entre les deux corps [9]. Ceci est observé également dans la visualisation du sillage présentée figure 5.

Le corps suiveur a une vitesse verticale U_{z2} toujours supérieure à celle du corps de tête (Fig. 3b), vitesse qui

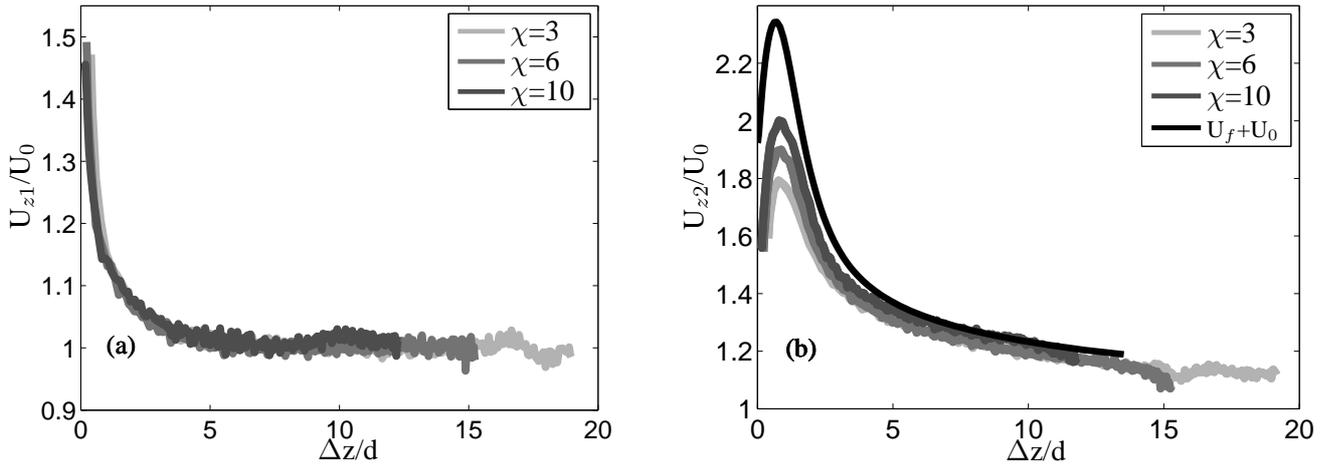


FIGURE 3 – (a) Vitesse du corps de tête U_{z1} dans le repère du laboratoire en fonction de la distance verticale Δz entre les corps ; (b) Vitesse du corps suiveur U_{z2} dans le repère du laboratoire en fonction de la distance Δz entre les corps et vitesse axiale U_f , moyennée sur un disque de diamètre d , du sillage d'un corps isolé ($\chi = \infty$, $Re=100$) obtenu par simulation numérique [8] ($\chi=3$, $Re=105$, $d=5,7$ mm, $U_0=18,8$ mm.s⁻¹ ; $\chi=6$, $Re=105$, $d=7,2$ mm, $U_0=14,9$ mm.s⁻¹ ; $\chi=10$, $Re=115$, $d=9$ mm, $U_0=13,2$ mm.s⁻¹).

augmente au cours du temps, c'est-à-dire avec la diminution de la distance verticale entre les deux corps. En effet, plus les corps sont proches, plus le corps suiveur accélère. Lorsque les corps entrent en contact, ils ont la même vitesse, égale à 1.5 fois la vitesse U_0 . La figure 3b présente également l'évolution de U_f , la vitesse axiale moyenne (prise sur un disque de diamètre d) du sillage d'un disque obtenu par simulation numérique [8]. On note que la vitesse dans le sillage du premier corps et la vitesse du corps suiveur présentent une évolution similaire. Pour une séparation verticale inférieure à un diamètre, le corps décélère, deux explications sont possibles : soit le second corps suit l'évolution de la vitesse du sillage dans le premier corps soit cette diminution de vitesse est liée au temps de drainage du film liquide situé entre les deux corps, les deux effets pouvant se cumuler. On note également que la vitesse maximale des corps minces est de 2 fois celle du corps isolé, alors que celle des corps épais l'est de 1.8 fois, cette vitesse étant atteinte à environ un diamètre de séparation verticale. La vitesse maximale du fluide dans la zone de recirculation étant plus grande pour les corps minces que pour les corps épais [6], on note donc que la vitesse du corps suiveur suit la même tendance que celle du fluide. Ces résultats semblent indiquer que le phénomène d'entraînement est gouverné par l'évolution spatiale de la vitesse du sillage du premier corps.

3.3 Distance verticale

Nous regardons ici la position du second corps dans le repère mobile lié au premier corps, qui garde les mêmes axes que le repère fixe du laboratoire. On observe que l'évolution au cours du temps de la distance verticale Δz entre les centres de gravité des deux corps, présentée figure 4, peut être approchée par :

$$\frac{\Delta z}{d} \sim (t_{acc}^* - t^*)^{2/3} \quad \text{avec} \quad t^* = t \frac{U_0}{d} \quad \text{d'où} \quad \frac{\Delta U}{U_0} \sim \left(\frac{\Delta z}{d} \right)^{-1/2} \quad (2)$$

où t_{acc} est l'instant de rencontre et ΔU la différence de vitesse entre les deux corps. On notera que cette loi n'est plus vérifiée pour des distances inférieures à deux diamètres, l'interaction étant plus complexe lorsque les deux corps sont proches, les zones de recirculation du sillage interagissant. Une modélisation plus fine de ΔU sera réalisée plus loin.

3.4 Interaction des sillages

En ce qui concerne la cinématique des corps, nous avons vu que l'interaction est essentiellement pilotée par l'évolution spatiale de la vitesse axiale du sillage du premier corps. Une observation qualitative de celui-ci à l'aide de colorant permet de relier la cinématique et les interactions de sillage (Fig. 5). Cette visualisation permet de distinguer deux points. Le premier est la modification de la zone de recirculation lorsque les corps ont une séparation verticale inférieure à quatre diamètres. La zone de recirculation se trouve alors confinée entre les deux corps (Fig. 5d et e). Deuxièmement, on observe que le second corps et son anneau tourbillonnaire, transparent sur la figure 5, traversent l'anneau tourbillonnaire coloré que constitue la zone de recirculation du

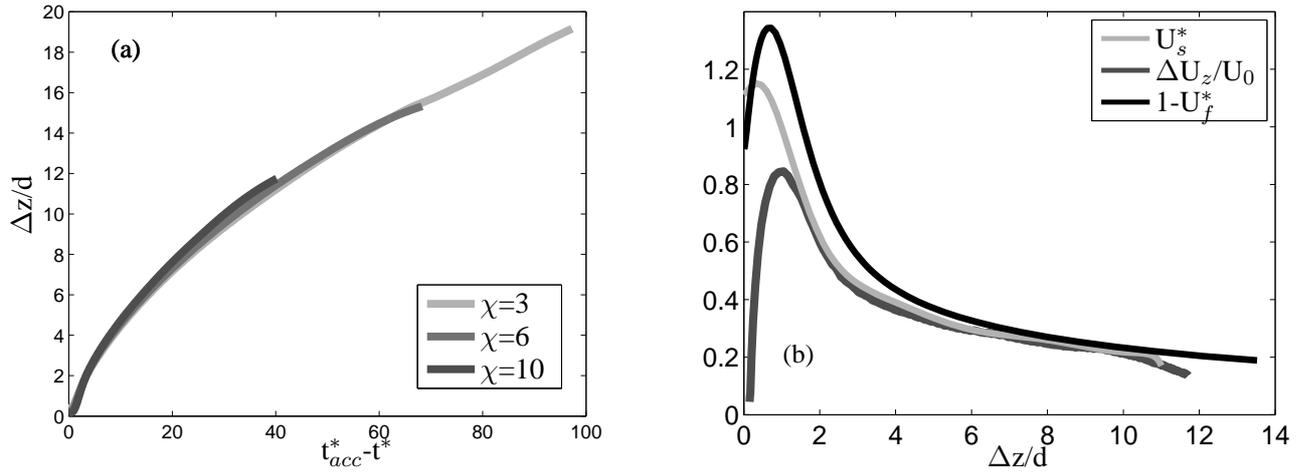


FIGURE 4 – (a) Distance verticale entre les deux corps Δz adimensionnée par d , en fonction de $t_{acc}^* - t^*$, l'écart de temps à l'accrochage adimensionné par d/U_0 ($\chi=3$, $Re=105$, $d=5,7$ mm, $U_0=18,8$ mm.s⁻¹; $\chi=6$, $Re=105$, $d=7,2$ mm, $U_0=14,9$ mm.s⁻¹; $\chi=10$, $Re=115$, $d=9$ mm, $U_0=13,2$ mm.s⁻¹). (b) Différence de vitesse des corps ΔU_z en fonction de la distance entre les corps Δz ($\chi=10$, $Re=115$, $d=9$ mm, $U_0=13,2$ mm.s⁻¹), vitesse axiale moyenne U_f^* du sillage d'un disque isolé ($\chi = \infty$, $Re=100$) et vitesse du corps modélisée U_s^* .

premier corps (Fig. 5f, g et h). Les deux corps se retrouvent alors collés avec deux anneaux tourbillonnaires qui les suivent (Fig. 5h). Les anneaux tourbillonnaires vont alors interagir entre eux en "saute-mouton" [10], un anneau tourbillonnaire passant à travers l'autre (Fig. 5i et j).

3.5 Modélisation

Nous écrivons une équation du mouvement suivant l'axe z (axe de symétrie du corps) pour le corps suiveur se déplaçant à la vitesse U_s , en nous inspirant de la formulation qui s'applique au cas d'une inclusion petite devant les échelles d'inhomogénéité de l'écoulement [11]. On considère que l'écoulement induit par le premier corps se traduit essentiellement par deux efforts sur le corps suiveur : un déficit de traînée et un effet inertiel lié à sa variation spatiale. De plus, la vitesse du fluide $U_f(z,t)$ considérée est la vitesse axiale dans le sillage d'un disque isolé [8], moyennée sur la surface de celui-ci, en l'absence de toute modification induite par la présence du corps suiveur. Cette équation s'écrit :

$$(m_s + m_a) \frac{dU_s}{dt} = \frac{1}{2} C_d \rho_f \frac{\pi d^2}{4} |U_f - U_s| (U_f - U_s) + (m_f + m_a) \frac{DU_f}{Dt} \Big|_p - (m_s - m_f)g \quad (3)$$

$$\text{où } m_s = \rho_s V, \quad m_f = \rho_f V, \quad m_a = \frac{1}{3} \rho_f d^3 (1 + 0.5 \chi^{-\frac{1}{2}}), \quad V = \frac{\pi d^2}{4} h, \quad A = \frac{m_a}{m_f}, \quad (4)$$

m_a étant le coefficient de masse ajoutée [12]. En adimensionnant les vitesses par celle du corps isolé U_0 , le temps par d/U_0 et en imposant le coefficient de traînée constant ($C_d=0.8$ tel que $\frac{1}{2} C_d \rho_f \frac{\pi d^2}{4} U_0^2 = (m_s - m_f)g$), on obtient :

$$\left(\frac{\rho_s}{\rho_f} + A\right) \frac{dU_s^*}{dt^*} = \frac{1}{2} C_d \chi [|U_f^* - U_s^*| (U_f^* - U_s^*) - 1] + (1 + A) U_f^* \frac{\partial U_f^*}{\partial z^*} \quad (5)$$

On a considéré ici que le corps de tête se déplace à la vitesse uniforme U_0 et on s'est placé dans le référentiel galiléen en translation uniforme lié à ce disque, dans lequel la vitesse du liquide est figée dans le temps, soit $U_f^*(z)$. L'hypothèse que la vitesse du premier corps est égale à U_0 n'est plus réaliste lorsque $\Delta z/d < 4$ (Fig. 3a).

Nous résolvons l'équation adimensionnée (5) pour un corps de rapport de forme $\chi=10$ avec un algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4, les conditions initiales étant : $\Delta z/d=11$; $U_s^*/U_0=0,15$. On observe que pour des séparations supérieures à 1,5 diamètres, la vitesse calculée U_s^* et expérimentale $\Delta U_z = U_{z2} - U_{z1}$ du corps suiveur dans le référentiel du corps de tête sont en bon accord (Fig. 4b). Pour des séparations inférieures à 1,5 diamètres, la modification du sillage du corps de tête par le corps suiveur doit être prise en compte, on note que les vitesses calculée et expérimentale sont alors éloignées. Néanmoins, ce modèle simple permet de reproduire de façon satisfaisante le rapprochement des corps pour des séparations supérieures à 1,5 diamètres.

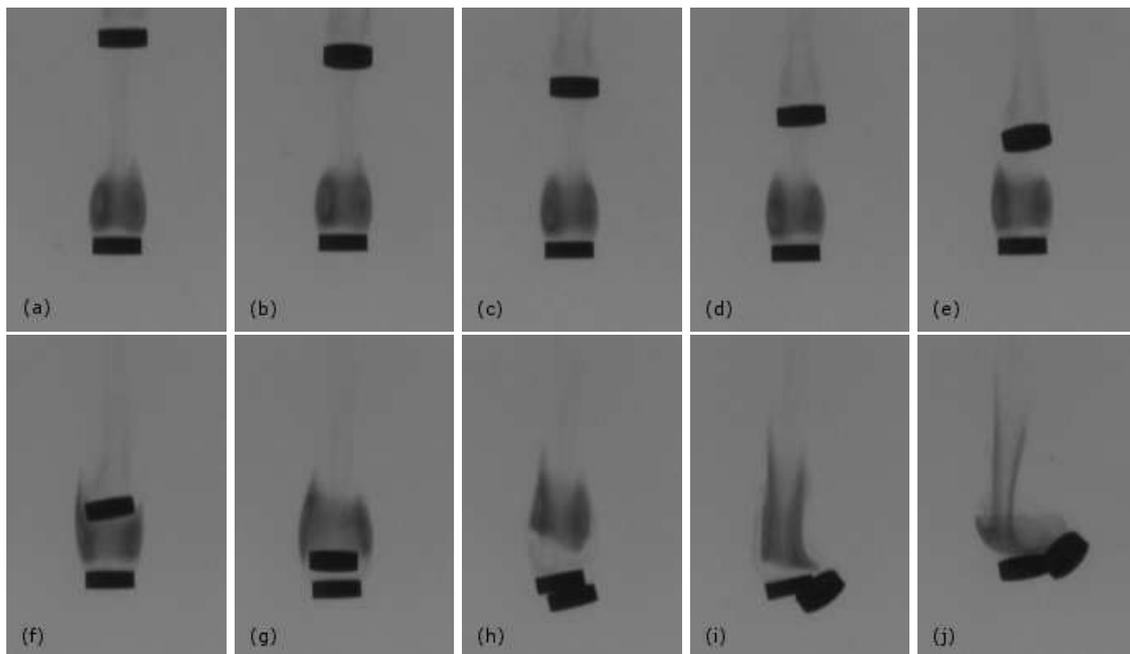


FIGURE 5 – Séquence de rapprochement de deux corps en chute libre avec visualisation du sillage du corps de tête par colorant ($\Delta t = 0.4$ s entre chaque image, $\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5,7$ mm, $U_0 = 18,8$ mm.s⁻¹).

4 Conclusion et perspectives

La cinématique du rapprochement de deux disques identiques chutant l'un derrière l'autre de façon rectiligne a été étudiée expérimentalement. Nous avons notamment mis en évidence le phénomène d'entraînement auquel est soumis le corps suiveur et le fait que l'interaction entre les deux corps semble pilotée par l'évolution spatiale du sillage du premier corps. La cinématique du corps de tête est également influencée par la présence du second corps dès lors que les deux corps ont une séparation verticale inférieure à quatre diamètres. Nous travaillons actuellement sur la caractérisation du positionnement relatif des corps minces lorsqu'ils restent accrochés hydrodynamiquement ainsi que sur les interactions dans le régime des trajectoires oscillantes.

Références

- [1] Williamson C. Evolution of a single wake behind a pair of bluff bodies. *J. Fluid Mech.*, 159, 1–18, 1985.
- [2] Mittal S., Kumar V., and Raghuvanshi A. Unsteady incompressible flows past two cylinders in tandem and staggered arrangements. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 25, 1315–1344, 1997.
- [3] Eldredge J. and Pisani D. Passive locomotion of a simple articulated fish-like system in the wake of an obstacle. *J. Fluid Mech.*, 607, 279–288, 2008.
- [4] Willmarth W., Hawk N., and Harvey R. Steady and unsteady motions and wakes of freely falling disks. *Phys. Fluids*, 7, 197–208, 1964.
- [5] Field B., Klaus M., Moore M., and Nori F. Chaotic dynamics of falling disks. *Nature*, 388, 252–254, 1997.
- [6] Fernandes P., Risso F., Ern P., and Magnaudet J. Oscillatory motion and wake instability of freely rising axisymmetric bodies. *J. Fluid Mech.*, 573, 479–502, 2007.
- [7] Fortes A., Joseph D., and Lundgren T. Nonlinear mechanics of fluidization of beds of spherical particles. *J. Fluid Mech.*, 177, 467–483, 1987.
- [8] Auguste F., Fabre D., and Magnaudet J. Écoulement d'un fluide visqueux autour d'un disque en incidence frontale. XVIII^{ème} Congrès Français de Mécanique, 2007.
- [9] Mizushima J. and Norihisa S. Instability and transition of flow past two tandem circular cylinders. *Phys. Fluids*, 17, 2005.
- [10] Guyon E., Hulin J.-P., and Petit L. *Hydrodynamique physique*. EDP science, 2001.
- [11] Magnaudet J. The forces acting on bubbles and rigid particles. ASME Fluids Engng. Division Summer Meeting, (FEDSM'97), 1–9, 1997.
- [12] Fernandes P. Étude expérimentale de la dynamique de corps mobiles en ascension dans un fluide peu visqueux. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005.

Annexe C

Paths of stable configurations resulting from the interaction of two disks falling in tandem

Soumis à Journal of Fluids and Structures - 2010

Paths of stable configurations resulting from the interaction of two disks falling in tandem

N. Brosse^{a,b}, P. Ern^{a,b,*}

^a*Université de Toulouse; INPT, UPS; IMFT (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse); Allée Camille Soula, F-31400 Toulouse, France*
^b*CNRS; IMFT; F-31400 Toulouse, France*

Abstract

We investigate the interaction of two identical disks falling in tandem in a fluid at rest, at Reynolds numbers Re varying between 80 and 300. Wake visualization with fluorescent dyes was used to capture the interaction process: the trailing body accelerates until it catches up with the leading body. Thick disks ($\chi = \text{diameter}/\text{thickness} = 3$) then lose their initial wakes, separate laterally and eventually fall side by side. In contrast, the wakes of thinner disks ($\chi \geq 6$) merge into a single wake and the bodies continue their fall together, adopting a Y-configuration. The paths associated with this stable configuration were investigated in detail by three-dimensional trajectography. Three regimes were identified. At the lowest Re the Y-configuration falls along a rectilinear non-vertical path, but at higher Re the centre of gravity of the pair describes a periodic path contained in a plane slightly tilted relative to the vertical, and the orientations of the bodies exhibit planar in-phase oscillations. In both cases, the two bodies behave like a single rigid body. When Re is further increased, the configuration becomes flexible, the relative distance and relative inclination of the bodies fluctuate in time and the inclined periodic motion becomes irregular.

Keywords: Flow-particles interaction, Multiphase flow, Wake interaction, Wake visualization, Periodic motion, Drift, Cooperative motion

1. Introduction

Non-rectilinear trajectories of solid particles, bubbles and drops moving in a fluid under the action of buoyancy occur in many natural and industrial situations involving dispersed two-phase flows. For bodies rising or falling in a fluid otherwise at rest at intermediate Reynolds numbers, significant progress has been made in the last decade concerning the understanding of the non-rectilinear paths followed by bubbles (Mougin and Magnaudet, 2006), spheres (Jenny et al., 2004; Horowitz and Williamson, 2010a), long cylinders (Horowitz and Williamson, 2010b), thin plates (Andersen et al., 2005) and short-length cylinders and disks (Fernandes et al., 2007). The path followed by a body is the result of a complex coupling between its motion and the flow it induces in the surrounding fluid. This coupling is governed by the hydrodynamic loads acting on the body, which include in particular wake-induced loads

*corresponding author
Email address: ern@imft.fr (P. Ern)

and added-mass effects. Both are strongly influenced by the geometry of the body and major kinematic differences occur when the level of anisotropy of the body is significantly changed (Ern et al., 2007; Fernandes et al., 2008). The bifurcation sequence of the wake instability of fixed three-dimensional bodies, which depends strongly on the body shape (Fabre et al., 2008), is also a crucial ingredient for the selection of the paths followed by freely-moving bodies of contrasted shape. In many situations though, the motion of the body is coupled to the movement of the surrounding fluid, which may in particular be induced by the presence of other freely-moving bodies. This flow induces in turn a modification of the hydrodynamical loads acting on neighboring bodies, leading to different interaction behaviours, such as attraction, repulsion or synchronized oscillatory motions. These rearrangement mechanisms play an important role in fluidization and sedimentation since they lead to aggregates or clusters and reciprocally also to voidage regions (Joseph et al., 1987). Again, wake effects are known to play a major role in modifying the relative position of the bodies, even at low Reynolds numbers. A first interaction mechanism associated with the wake is the capture and entrainment of a trailing body by the wake of a leading body, a well-known cooperative motion also observed in animal locomotion. Fortes et al. (1987) investigated the coupled motion of spheres whose line of centres is parallel to the stream (spheres in tandem). They observed a dynamic process they called “drafting, kissing and tumbling”. The trailing sphere is drafted into the wake of the leading sphere until they kiss. At this stage, their centres are still parallel to the stream but the configuration is unstable to torques of the type which turn streamlined bodies broadside on. At variance with the drafting, this effect is related to the fluid pressure on the body and is recovered from potential flow theory (Lamb, 1932). Note that for particles falling in confined geometries, the trailing particle may turn around the leading one until it takes the lead and the process may repeat due to wall effects (Feng et al., 1994). A second interaction mechanism related to the wake is its ability to keep together particles and to build “stable architectures”, as called by Joseph et al. (1987), such as a series of spheres aligned perpendicular to the stream. However, the most remarkable stable formations occur for non-spherical bodies, like cylinders or disks (see figure 2). A T-configuration, in which the axes of symmetry of the bodies are perpendicular, was observed experimentally by Joseph et al. (1987) for cylinders falling between parallel plates in a two-dimensional geometry and occasionally for disks with $\chi \simeq 2$ in a three-dimensional cell. A stable Y-configuration, in which the axes of the bodies form an acute angle, is mentioned by Joseph (1993) for long particles in the two-dimensional case. The observation of such stable doublets is also mentioned by Jayaweera and Mason (1965) for a pair of disks in a non-confined geometry. The existence of these configurations has to be associated with the fact that the wakes of fixed neighboring bodies merge when the bodies are close enough (Williamson, 1985; Schouveiler et al., 2004). For bodies free to move, the coupling effect of the wake can be strong enough to prevent separation of the bodies, so that the configuration is retained despite its motion. However, to our knowledge, a quantitative characterization of the path dynamics of such configurations is still lacking. In this paper, we present experimental results concerning the characteristics of three different paths followed by stable doublets when the Reynolds number is increased.

2. Experiments

We carried out an experimental study on the interaction of two identical freely-falling disks (diameter d and thickness h) released consecutively at two nearby locations. Three different aspect ratio $\chi = d/h$ were used (3, 6 and 10) since important kinematic differences occur when the body anisotropy is changed (Fernandes et al., 2007). The bodies were released at the top of a tank 1.70 m high, having a square section with 40 cm sides, filled up with a homogeneous solution of salted water of kinematic viscosity ν . The bodies were released consecutively through a 20-cm long tube of diameter about twice that of the bodies, which prevents them from separating horizontally while they accelerate from rest. Two different types of release conditions were used. To investigate the effect of wake entrainment and the formation of doublets, the bodies were released at separate times so that their separation immediately after leaving the tube was about 18 (10) diameters for $\chi = 3$ (10) to match the field of observation of the cameras. To investigate the stability of the coupled-bodies configuration and its wake, the bodies were released together. For practical reasons, the density ratio between the disks and the fluid was fixed close to unity. The vertical mean velocity V_z of the bodies varied between 10 and 35 mm/s, and the corresponding Reynolds number, $Re = V_z d / \nu$, varied between 80 and 300.

The fall of the bodies was followed by two perpendicular travelling cameras whose position was recorded by a high-accuracy magnetic encoder. Image processing was then used to determine the translation and orientation of the bodies via contour detection with an accuracy of ± 0.06 mm. The image processing technique was presented in detail in Fernandes et al. (2007). In the case investigated here, however, when the vertical positions of the bodies are close, a partial occultation of a body may occur and a single contour corresponding to the two bodies is then detected (see figure 2 and 3). In order to dissociate the bodies, a special routine was implemented to detect the angles of the contour, based on the vectorial and scalar products of two neighboring vectors tangent to the contour. This method allows us to separate the contour into two sets of points, each belonging to the projection of a body. Depending on the number of angles of each group, the whole contour of the body is then reconstructed. If three or four angles are visible for a body, the points are successfully fitted with an ellipse (Fitzgibbon et al., 1999), which provides the centre of gravity as well as the orientation of the corresponding body. If only two angles of a body are detected, the ellipsoidal fit is no longer suitable and the perpendicular bisector of the corresponding segment is determined. Its inclination then gives the orientation of the body, and the centre of gravity is located along the bisector at half the diameter of the body. If less than one angle of a body is detected, we consider that not enough information is available to determine properly the body position and orientation on this image. The position and orientation signals for the missing points are then interpolated using neighboring data. Since both cameras provide a determination of the vertical coordinates of the centres of gravity of the bodies, this redundant information is used to check the accuracy of the detection, which is ± 0.2 mm.

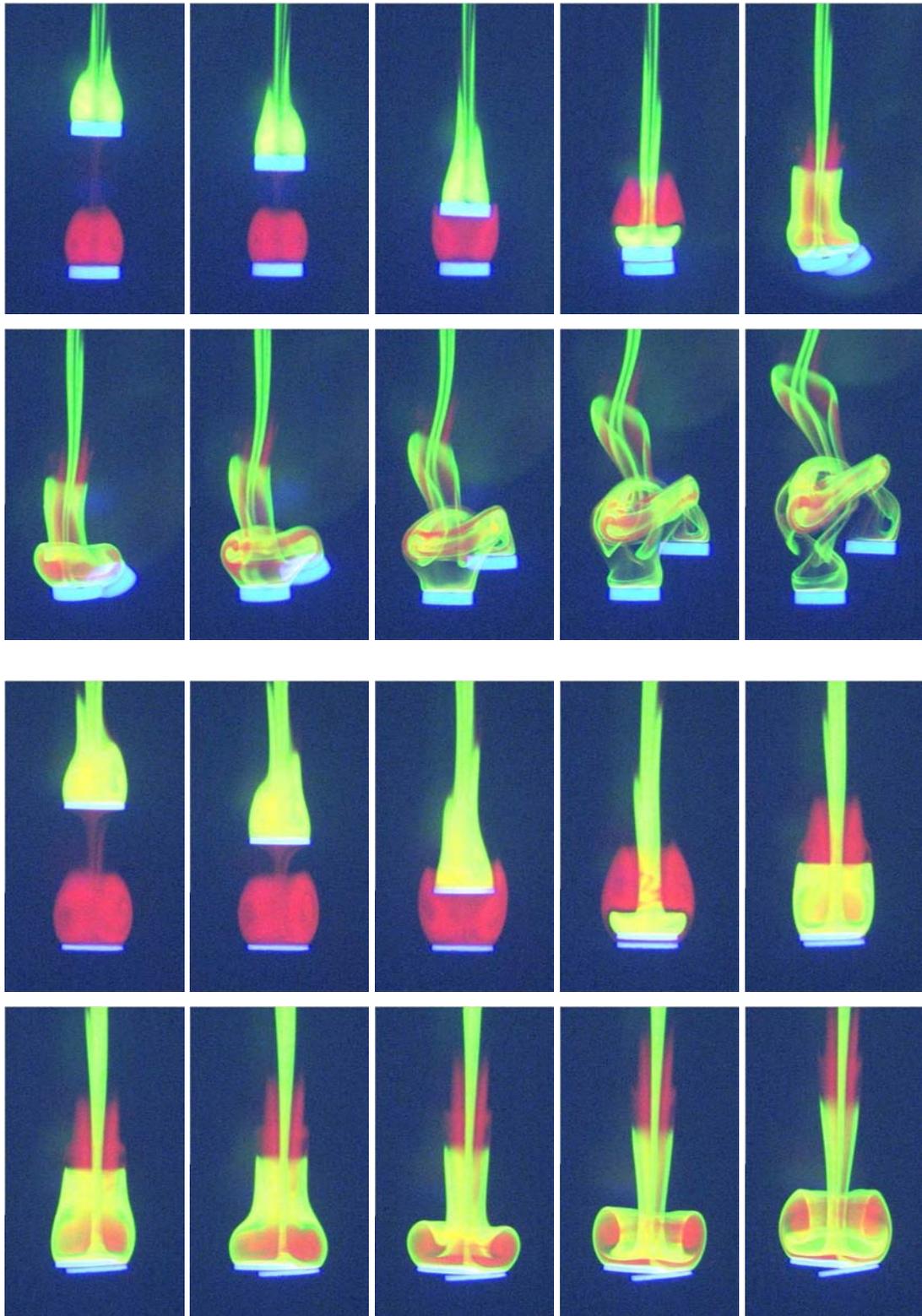


Figure 1: Bodies falling in tandem. Wake visualization using rhodamine and fluorescein and UV lighting. First sequence: $\chi = 3$, $Re = 105$, $d = 5.7$ mm and $\Delta t = 0.8$ s (0.4 s) between pictures of the first (second) row. Second sequence: $\chi = 10$, $Re = 80$, $d = 7$ mm and $\Delta t = 1.2$ s (0.6 s).

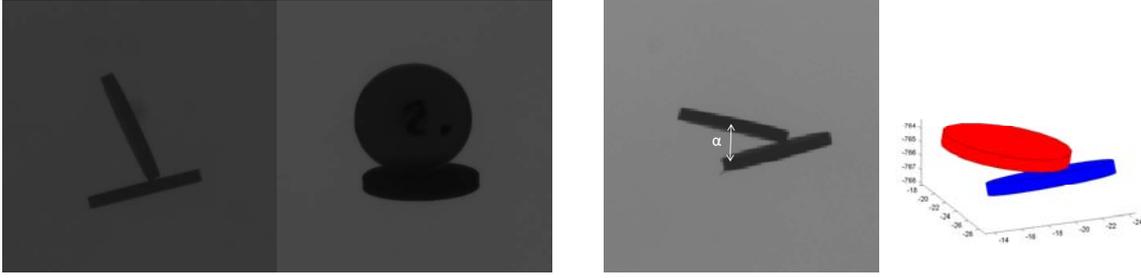


Figure 2: Left: Two perpendicular views of the T-configuration; Right: Illustration of the Y-configuration: a lateral view and a 3D reconstruction using two perpendicular cameras; ($\chi = 10$, $d = 11$ mm).

3. Interaction of two bodies falling in tandem

For all χ and Re investigated, we observed that the trailing body accelerates due to the wake of the leading body until it catches up with the leading body. Figure 1 shows instantaneous pictures of the behaviour of bodies having aspect ratios 3 and 10. In order to visualize and distinguish their wakes, the bodies were covered with two different dyes (fluorescein and rhodamine) and illuminated by ultraviolet (UV) light. After the two bodies have touched, thick bodies ($\chi = 3$, for $Re = 105, 145, 255$ and 285) separate. Occasionally, when one body is left behind, the process may be repeated, but in all cases the two bodies eventually fall side by side. On the other hand, we observed that the wakes of thin bodies ($\chi = 6$ and $\chi = 10$) usually merge and the bodies eventually continue their fall together. For $Re = 115$ and 152 (respectively 105 and 125), in 27 out of 29 (21 out of 30) experiments for bodies with $\chi = 10$ ($\chi = 6$), the two bodies did not separate and stayed attached hydrodynamically. For $Re = 255$ and 275 (respectively 242 and 285), 100% (90%) of the pairs of bodies kept together for $\chi = 10$ ($\chi = 6$), over 30 experiments. The separation of the bodies is related to the way the trailing body enters the near wake of the leading body, while oscillating in position and orientation (here, for $Re \geq 152$ (125) for $\chi = 10$ (6)). No separation was observed when the path of the trailing body remained rectilinear despite the fact it accelerated. Two preferential relative positions of the bodies were observed (figure 2): a T-configuration, in which the symmetry axes of the bodies are perpendicular or almost so, and a Y-configuration, in which the symmetry axes form an acute angle. The T-configuration is however observed only occasionally, and moreover, in all cases it evolves after a few periods of oscillation into the Y-configuration, which is on the contrary stable. The term “stable” is used here in the sense that the configuration is preserved over the whole length of the setup.

4. Coupled motion of thin bodies

At $Re = 80$ for $\chi = 10$, which corresponds to a rectilinear path of the bodies when they fall alone, we observed that the Y-configuration falls along a rectilinear path which is slightly tilted relative to the vertical (with horizontal drift between 4% and 10%). At higher Reynolds numbers, $Re = 115$ and $Re = 152$ for $\chi = 10$ (105 and 125 for $\chi = 6$) corresponding also to rectilinear paths for the single bodies, the Y-configuration displays a regular transversal

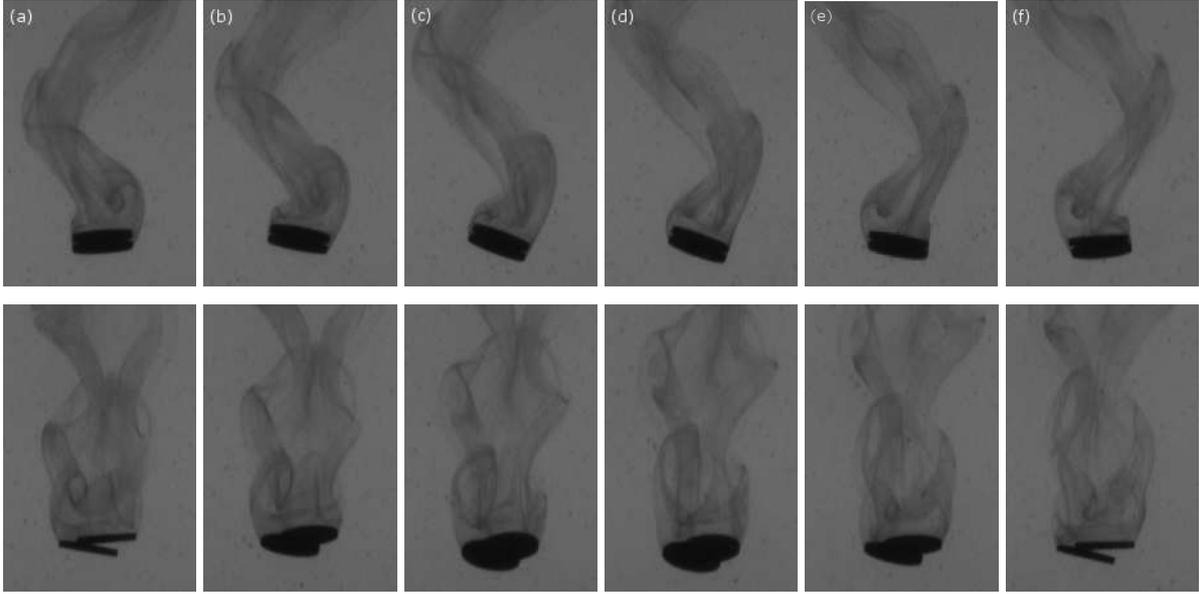


Figure 3: Dye-visualization of the unsteady wake associated with the oscillatory Y-configuration (Two perpendicular views; $\Delta t = 0.4$ s between pictures: (a) $t = 0$, (b) $t = T/10$, (c) $t = T/5$, (d) $t = 3T/10$, (e) $t = 2T/5$, (f) $t = T/2$, T being the period of the oscillation, $\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm, $U_0 = 14.9$ mm.s $^{-1}$).

oscillation in addition to the horizontal drift. Figure 3 shows a time sequence of two perpendicular views of the falling couple. It is clear that the couple displays a periodic behaviour. Dye (permanganate potassium) was used to visualize the single wake associated with the motion of the couple: a periodic shedding of vortices in phase with the oscillatory motion is observed. The characteristics of the coupled motion of the two bodies are described in detail in the next section. It appears that the two bodies behave like a single rigid body. The centre of gravity of the pair describes a periodic path contained in a plane slightly tilted relative to the vertical and the orientations of the bodies exhibit planar in-phase oscillations. For these rectilinear and periodic paths, the bodies appear to be in physical contact, within image accuracy. At higher Reynolds numbers, $Re = 255$ and 275 for $\chi = 10$ (242 and 285 for $\chi = 6$), the bodies display a periodic zigzag path when they fall alone. When two identical thin bodies are falling in tandem at these Re , the entrainment process also leads to a Y-configuration and the bodies are still kept together by a single wake. However, at variance with the previous cases where the bodies seem to be in physical contact, the relative distance and relative inclination of the bodies fluctuate in time, so that the bodies may even adopt temporarily a T-configuration and no longer behave like a single rigid body. In this regime, the Y-configuration is thus flexible and the associated path is oblique and periodic but of irregular amplitude.

4.1. Oscillatory motion

A consequence of the Y-configuration is that the two bodies fall more rapidly together (typically 15% faster) than if they were falling separately. We denote by Δ_z the relative distance between the centres of gravity of the bodies

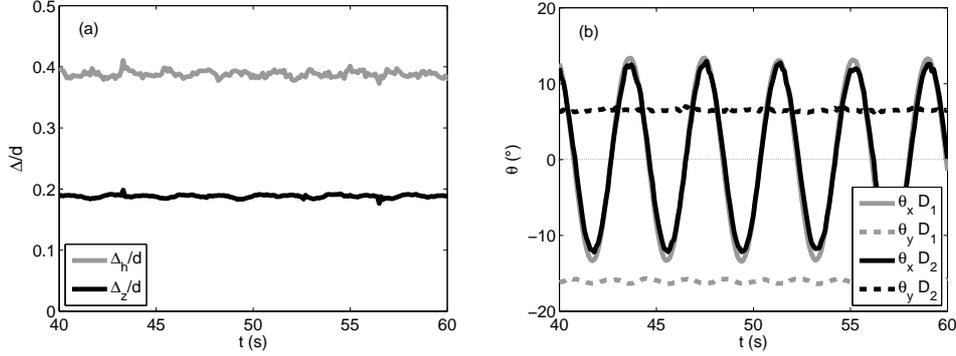


Figure 4: (a): Horizontal distance Δ_h and vertical distance Δ_z between the centres of gravity of the bodies; (b): Inclinations of the axes of symmetry of the bodies relative to the vertical; $\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm.

along the vertical direction and Δ_h along the horizontal. As shown in figure 4(a), Δ_z and Δ_h are almost constant in time, indicating that the upper body remains at an almost constant distance from the lower body.

Figure 4(b) shows a typical time evolution of the inclinations of the bodies, i.e. of the angles of their symmetry axes with the vertical. Projected in the principal plane of the oscillations, the inclinations θ_x of the bodies display the same periodic evolution, with equal phases and amplitudes (solid lines). In the vertical plane perpendicular to the principal plane of the oscillations, the measured angles θ_y are constant in time (dashed lines). In this plane, the relative inclination α (see figure 2) between the bodies is thus also constant in time. As neither the relative distance nor the relative inclination of the bodies varies in time, the couple can thus be considered to behave like a single rigid body. Figure 5(a) displays the time evolutions of the horizontal positions of the centres of gravity of the bodies, using the same nomenclature. A slight difference in the amplitudes and phases of the horizontal displacements of the bodies is observed. This indicates that the equivalent single rigid body exhibits a yawing motion (along a vertical axis passing through its centre of gravity) in addition to the rolling motion described previously. Both rotations have the same time period and are in-phase, but the rolling amplitude is about three times larger than the yawing one.

The time evolution of the angle between an arbitrary horizontal X axis and the principal direction of the horizontal oscillations of each body, denoted θ_{p1} and θ_{p2} , is presented in figure 5(b). It is clear that the bodies oscillate about the same principal direction, which in this case rotates slightly, probably due to perturbations in the surrounding liquid. The figure also displays the time evolution of the angle θ_a between the X axis and the horizontal projection of the axis passing through the centres of gravity of the bodies. We can see that θ_a oscillates weakly about a direction nearly perpendicular to the plane of the principal oscillations of the bodies, illustrating the yawing motion of the couple.

The Strouhal number of the oscillatory motion of the couple is about $St \approx 0.15$ for both aspect ratios $\chi = 6$ and $\chi = 10$. This value is of the order of the St observed when thick disks ($\chi \leq 6$) and plates are falling alone, while a freely falling thin disk with $\chi = 10$ displays an oscillatory path at $St \approx 0.25$ (Fernandes et al., 2007). As shown in figure 6, the amplitudes of the rolling motion are also relatively large considering the Reynolds numbers involved. For

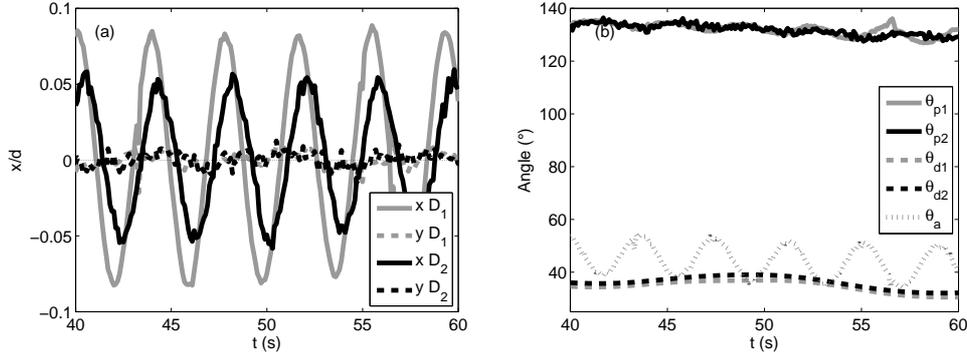


Figure 5: (a): Displacements of the centres of gravity; (b): Angles relative to an arbitrary horizontal X axis of the principal directions of oscillations of the bodies (θ_{p1} and θ_{p2}), of the drift directions (θ_{d1} and θ_{d2}) and of the axis joining the centres of gravity of the bodies (θ_a); $\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm.

a body with $\chi = 6$ falling alone, these values of amplitude would only be observed for Reynolds numbers about 1.5 to 2 times larger.

4.2. Horizontal drift

We have plotted in figure 5(b), for each body, the angles θ_{d1} and θ_{d2} between the horizontal projection of its velocity and the X axis (dashed lines). We can see that the direction of the drift is perpendicular to the principal direction of oscillations, θ_{p1} and θ_{p2} , and is very close to the mean direction of the axis joining the centres of gravity of the bodies, θ_a . For instance, in figure 2, the bodies drift horizontally towards the right. We have seen in figure 4(b) that the relative inclination α between the bodies assumes a constant value as a function of time. However, this value was observed to vary from one experiment to another, within the range 20° to 40° , for the same given Reynolds number. As displayed figure 7(a), the horizontal drift varies accordingly (between 4% and 10%). Moreover, figure 7(b) indicates that the increase in α is associated with a larger inclination of both bodies. For a given Reynolds number, a range of stable and more or less flat Y-configurations can therefore be observed.

5. Conclusion

We have shown the existence of stable configurations resulting from the interaction of two identical disks falling in tandem in a non-confined geometry. The trailing disk accelerates until it catches up with the leading body. Then, the wakes of thin disks ($\chi \geq 6$) merge in a single wake and the bodies continue their fall together adopting a stable Y-configuration, whereas thick disks ($\chi = 3$) eventually separate and fall side by side. Three-dimensional measurements of the motion of the bodies were performed to determine the characteristics of the paths associated with the Y-configuration, when the Reynolds number Re is increased. Three regimes were identified. A rectilinear non-vertical path is first observed, the horizontal drift being proportional to the inclinations of the bodies. At higher Re , the bodies exhibit in-phase oscillations in the direction perpendicular to the drift. A periodic shedding of vortices is

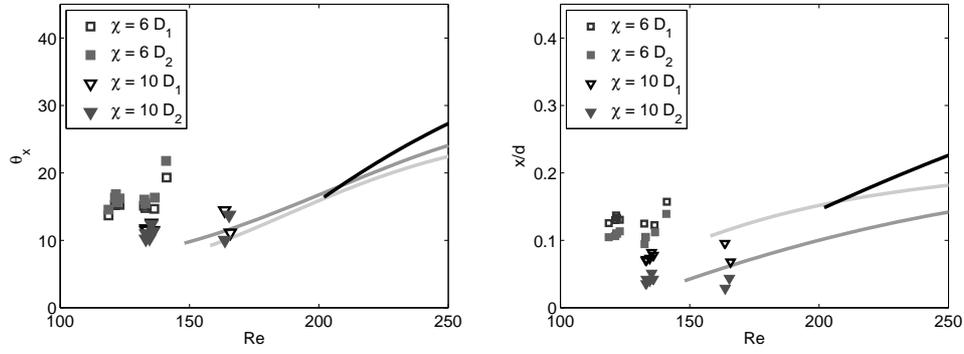


Figure 6: Amplitudes of the oscillatory motion of the Y-configuration for bodies with $\chi = 6$ and 10 : left : inclinations of the bodies θ_x , right : horizontal displacements x/d . The lines correspond to the values measured for freely-falling single bodies with $\chi = 3, 6$ and 10 (Fernandes et al., 2007).

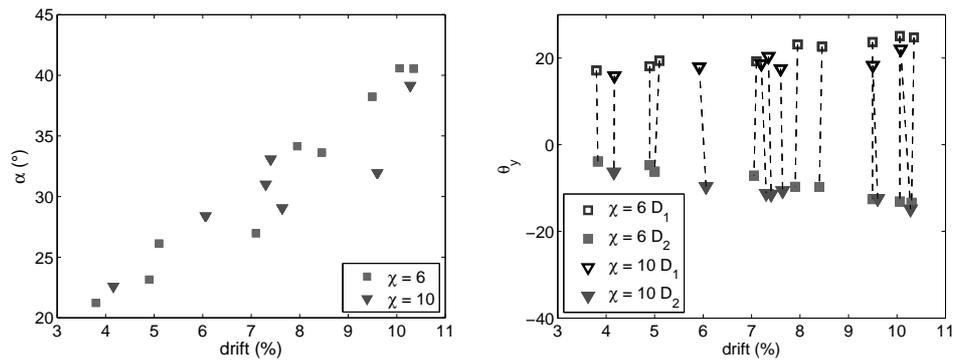


Figure 7: (a): Relative inclination of the bodies, α , versus horizontal drift; (b): Constant inclination of the bodies θ_y versus horizontal drift; $\chi = 10$, $Re = 115$, $d = 9$ mm.

associated with this regime. In both cases, the pair behaves like a single rigid body. When Re is further increased, the configuration becomes flexible, the relative distance and relative inclination of the bodies fluctuate along the path and the periodic motion becomes irregular. This regime is probably associated with a more complex shedding of vortices, but the gathering effect of the wake is still strong enough to prevent the separation of the disks.

References

- Andersen, A., Pesavento, U., Wang, J.Z., 2005. Unsteady aerodynamics of fluttering and tumbling plates. *J. Fluid Mech.* 541, 65–90.
- Ern, P., Fernandes, P., Risso, F., Magnaudet, J., 2007. Evolution of wake structure and wake-induced loads along the path of freely rising axisymmetric bodies. *Phys. Fluids* 19, 113302.
- Fabre, D., Auguste, F., Magnaudet, J., 2008. Bifurcations and symmetry breaking in the wake of axisymmetric bodies. *Phys. Fluids* 20, 051702.
- Feng, J., Hu, H., Joseph, D., 1994. Direct simulation of initial value problems for the motion of solid bodies in a Newtonian fluid part 1. sedimentation. *J. Fluid Mech.* 261, 95–134.
- Fernandes, P., Ern, P., Risso, F., Magnaudet, J., 2008. Dynamics of axisymmetric bodies rising along a zigzag path. *J. Fluid Mech.* 606, 209–223.
- Fernandes, P., Risso, F., Ern, P., Magnaudet, J., 2007. Oscillatory motion and wake instability of freely rising axisymmetric bodies. *J. Fluid Mech.* 573, 479–502.
- Fitzgibbon, A., Pilu, M., Fisher, R., 1999. Direct least-squares fitting of ellipses. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 21, 476–480.
- Fortes, A., Joseph, D., Lundgren, T., 1987. Nonlinear mechanics of fluidization of beds of spherical particles. *J. Fluid Mech.* 177, 467–483.
- Horowitz, M., Williamson, C.H.K., 2010a. The effect of Reynolds number on the dynamics and wakes of freely rising and falling spheres. *J. Fluid Mech.* 651, 251–294.
- Horowitz, M., Williamson, C.H.K., 2010b. Vortex-induced vibration of a rising and falling cylinder. *J. Fluid Mech.* 662, 352–383.
- Jayaweera, K.O.L.F., Mason, B.J., 1965. The behaviour of freely falling cylinders and cones in a viscous fluid. *J. Fluid Mech.* 22, 709–720.
- Jenny, M., Dusek, J., Bouchet, G., 2004. Instabilities and transition of a sphere falling or ascending in a Newtonian fluid. *J. Fluid. Mech.* 508, 201–239.
- Joseph, D., 1993. Chapter 10: Finite size effects in fluidized suspension experiments. *Particulate Two-Phase Flow*, Edited by M. C. Roco. Butterworth-Heinemann.
- Joseph, D., Fortes, A., T., L., Singh, P., 1987. *Nonlinear Mechanics of Fluidization of Spheres, Cylinders and Disks in Water*. Advances in Multiphase Flow and Related Problems, Edited by G. Papanicolau, SIAM.
- Lamb, H., 1932. *Hydrodynamics*. Cambridge University Press. 6th edition.
- Mougin, G., Magnaudet, J., 2006. Wake-induced forces and torques on a zigzagging/spiralling bubble. *J. Fluid Mech.* 567, 185–194.
- Schouveiler, L., Brydon, A., Leweke, T., Thompson, M.C., 2004. Interactions of the wakes of two spheres placed side by side. *Eur. J. Mech. B/Fluids* 23, 137 – 145.
- Williamson, C., 1985. Evolution of a single wake behind a pair of bluff bodies. *J. Fluid Mech.* 159, 1–18.