



HAL
open science

Influence des caractéristiques turbulentes d'un écoulement sur l'érosion, la déformation et le transport d'un lit sédimentaire

Yann Devaux

► **To cite this version:**

Yann Devaux. Influence des caractéristiques turbulentes d'un écoulement sur l'érosion, la déformation et le transport d'un lit sédimentaire. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 2018. Français. NNT : 2018POIT2315 . tel-02044235

HAL Id: tel-02044235

<https://theses.hal.science/tel-02044235>

Submitted on 21 Feb 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS

Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées

Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016

Ecole Doctorale SI-MMEA : Sciences et Ingénierie en Matériaux,
Mécanique, Energétique et Aéronautique

Domaine de recherche : Mécanique des Fluides

Présentée par

Yann Devaux

Influence des caractéristiques turbulentes d'un écoulement sur l'érosion, la déformation et le transport d'un lit sédimentaire

Directeurs de thèse :

Gérard Pineau

Lionel Thomas

Damien Calluau

Thèse soutenue le 13 décembre 2018

devant la Commission d'Examen

JURY

F. Charru	<i>Professeur, Université de Toulouse 3, IMFT</i>	Président
H. Djeridi	<i>Professeure, Grenoble INP, LEGI</i>	Rapporteur
Ph. Gondret	<i>Professeur, Université Paris-Sud, Laboratoire FAST</i>	Rapporteur
L. Thomas	<i>Maître de Conférences, Université de Poitiers, Institut Pprime</i>	Examineur
D. Calluau	<i>Maître de Conférences, Université de Poitiers, Institut Pprime</i>	Examineur
G. Pineau	<i>Professeur, Université de Poitiers, Institut Pprime</i>	Examineur

Remerciements

Et voilà, trois ans de thèse et un manuscrit. Le début de ce projet paraît loin ! Bien entendu, tout ceci est issu de la contribution de nombreuses personnes : des remerciements s'imposent donc !

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury : François Charru pour avoir accepté le rôle de Président, Henda Djeridi et Philippe Gondret pour avoir rapporté mon manuscrit. Merci notamment pour les discussions lors de la soutenance et les pistes de réflexion que vous m'avez fournies.

Gérard, Lionel, Damien, vous m'avez fait confiance sur ce projet, je vous en remercie, ainsi que pour tout l'encadrement et le soutien que vous m'avez apportés lors de ces trois années. Je remercie également les membres de l'équipe HydEE, pour l'ambiance de travail, pour les projets, pour le soutien technique, scientifique, et humain.

Ainsi que le verra le lecteur par la suite, plusieurs dispositifs expérimentaux ont été conçus durant la thèse : ceux-ci n'auraient jamais vu le jour sans Christian, Laurent, Richard, Ludovic et Jean-Marc. Autant les expériences que toutes les petites améliorations de manips au quotidien d'ailleurs ! De la même manière, avoir des moyens métrologiques, c'est bien, savoir s'en servir, c'est mieux : merci à Patrick et Romain pour avoir monté de nombreuses manips, et m'avoir appris à maîtriser (à peu près !) la PIV !

Concernant l'aspect "simulation numérique", les calculs ont été exécutés sur Thor, grâce au soutien du Mésocentre de calcul Poitou-Charentes, et plus spécifiquement avec l'aide au labo de Philippe, pour l'utilisation et l'installation des codes de calculs. Une partie des simulations et du développement a été effectuée lors d'un stage de Master 2 : merci à Guillaume d'avoir mené à bien ce projet !

Mais pour pouvoir faire du calcul, il est essentiel d'avoir du matériel qui tourne : merci à Pierre-François et Francis, toujours disponibles et tellement efficaces pour régler les problèmes informatiques !

Merci également à Catherine et Alicia pour assurer toutes les parties administratives

Je souhaite remercier l'équipe pédagogique de l'ENSIP, qui m'a donné l'opportunité d'enseigner durant les deuxième et troisième années de la thèse. Cette expérience était vraiment enrichissante.

Et enfin ...

A tous les collègues, doctorants, post-docs, ATER ... Clément, Guillaume, Léo, Johan, Gwen (c'est toi le prochain !), Etienne, Fatma, Mélissa, Ugo, Thomas, Paul, Thibault ... pour le quotidien, les cafés, les repas en commun, les coups de main, les semaines de formation.

A ma famille, pour tout le soutien lors de ces "quelques" années d'études.

Aux berruyers : les amis de la maternelle au lycée (Céline, Thomas et leur petite Lilou, Charly, François, Noopy ...), les Eclés (Lucas, Jack, Raph, Zioul, Willou, Antoine, Vinz ...).

Aux amis pictaves, Thomas, Tiphaine, Adahé, Julie T., Julie E., Louise, Payou, Inès, Jérém, GroB, Comu, Quechua, Manon, Gaëlle, Rémy ...

Au scoutisme et aux folklores étudiantins, qui m'ont permis de rencontrer des gens géniaux, de voyager au travers de la France, de découvrir énormément de choses.

Et à ceux et celles que j'aurai oublié.

Merci à toutes et tous d'avoir été là.

A Marie, enfin, pour tout le reste.

Sommaire

Introduction	7
I Bibliographie	11
I.1 De l'importance du transport sédimentaire	12
I.2 Ecoulements et sédiments	15
I.2.1 Quelques éléments de mécanique des fluides	15
I.2.2 Classification des sédiments	19
I.2.3 Du comportement de particules solides dans un fluide	21
I.3 Transport de sédiments et morphologie	24
I.3.1 Structures observables	24
I.3.2 Phénomène d'affouillement	27
I.3.3 Lois de transport	29
I.3.3.1 Evaluation du débit solide	30
I.3.3.2 Longueur de saturation	32
I.3.4 Analyse de stabilité	33
I.4 Conditions particulières d'écoulements : effets de la turbulence, instationnarité	36
I.4.1 Impact de la turbulence sur le transport	36
I.4.2 Les effets d'instationnarité	38
I.5 Comportement d'un tourbillon isolé	39
I.5.1 Les événements naturels : du cyclone au tourbillon de poussière	40
I.5.2 Modélisation des tourbillons	41
I.5.3 Etudes en laboratoire de tourbillons isolés	43
I.6 Conclusions	48
II Méthodes expérimentales	49
II.1 Dispositifs expérimentaux	50
II.1.1 Canal hydro-sédimentaire	50
II.1.2 Conception de générateurs de tourbillons	51
II.1.2.1 Géométries et paramètres des profils oscillants	51
II.1.2.2 Générateur de tourbillon d'axe vertical	52
II.1.2.3 Générateur de tourbillon d'axe horizontal	53
II.1.2.4 Commandes du moteur	53
II.1.3 Sédiments modèles utilisés	54
II.2 Méthodes de mesures	56
II.2.1 Généralités sur les caméras	56
II.2.2 Caractérisation de l'écoulement	58
II.2.2.1 Champs de vitesses 2D2C : la PIV	58
II.2.2.2 Champs de vitesses 2D3C : la stéréo-PIV	60
II.2.3 Caractérisation de la morphologie et du transport sédimentaire	61
II.2.3.1 Reconstruction du lit sédimentaire : la stéréo-corrélation	62
II.2.3.2 Estimation du transport sédimentaire	64
II.3 Conclusions : synthèse des mesures réalisées	65
III Caractérisation hydrodynamique d'un tourbillon d'axe vertical	69
III.1 Ecoulements initiaux	69
III.2 Formation d'un tourbillon d'axe vertical	74
III.2.1 Topologie générale du tourbillon	75
III.2.2 Caractéristiques du tourbillon	81
III.2.2.1 Les trajectoires	81
III.2.2.2 Vitesse de convection	82

III.2.2.3	Rayon, circulation, vitesse tangentielle	84
III.2.2.4	Composante de vitesse axiale	86
III.3	De l'écoulement aux sédiments : analyse par quadrants	87
III.4	Conclusions et perspectives	91
IV	Transport sédimentaire induit par un tourbillon d'axe vertical	93
IV.1	Transport de sédiments au passage d'un tourbillon	93
IV.1.1	Structures turbulentes associées au transport	93
IV.1.2	Comparaisons des taux de transport	96
IV.1.3	Comportement du panache de sédiments	99
IV.2	Evolution morphologique du fond sédimentaire	104
IV.2.1	Comportement général du lit sédimentaire	104
IV.2.2	Caractéristiques de la zone d'affouillement	107
IV.2.3	Caractéristiques de la zone d'accrétion	109
IV.2.4	Estimation d'un taux de transport à partir des données morphologiques	114
IV.3	Conclusions et perspectives	116
V	Etude de la mise en suspension d'un lit sédimentaire	117
V.1	Présentation du code de calcul	117
V.2	Modélisation de l'expérience	119
V.2.1	Géométrie et maillage de l'étude	119
V.2.2	Modélisation hydrodynamique	121
V.2.3	Modélisation des sédiments	122
V.2.4	Méthodologie pour l'étude d'un cas	124
V.2.5	Validation de la parallélisation et du maillage	126
V.3	Résultats	128
V.3.1	Etude de l'écoulement tourbillonnaire	128
V.3.2	Interactions avec le fond sédimentaire	130
V.4	Conclusions et perspectives	134
VI	Elements d'analyse du tourbillon d'axe horizontal	135
VI.1	Considérations hydrodynamiques	135
VI.1.1	Ecoulements initiaux	135
VI.1.2	Génération d'un tourbillon	137
VI.1.3	Observations en présence de sédiments	140
VI.2	Mesures volumiques	142
VI.3	Conclusions et perspectives	145
	Conclusion	147
	Nomenclature	151
	Références bibliographiques	155
	Annexes	165

Introduction

Les écoulements environnementaux sont un sujet de choix pour l'étude du transport sédimentaire. Outre la structuration des paysages, l'érosion et le dépôt de sédiments ont un impact direct sur l'activité humaine : les ouvrages d'art, l'ensablement de zones insulaires, la navigation fluviale, l'érosion côtière sont autant de problématiques qui concernent au premier chef les populations riveraines. L'urbanisation massive des dernières années, associée au réchauffement, contribuent à une aggravation de ces phénomènes. Les crues sont plus fréquentes, plus extrêmes, le transport solide croît alors en conséquence : les éco-systèmes s'adaptent à ces nouvelles conditions, parfois au détriment des faunes et flores locales. Les effets d'affouillement en aval d'ouvrages d'art sont parfois d'importance, comme pour les effondrements de ponts (cas du pont Wilson à Tours par exemple) ou les destruction d'immeubles en bord de mer.

Des modèles existants proposent déjà de prédire les évolutions morphologiques de lits sédimentaires soumis à des écoulements et les taux de transport solide associés. Les dépendances sont complexes : elles intègrent des caractéristiques sédimentaires (distribution granulométrique, densité ...), morphologiques (structure du lit sédimentaire à un instant donné), hydrodynamiques (régime laminaire ou turbulent, présence d'une surface libre, fluide considéré...). Ces lois permettent par exemple aux planétologues d'estimer des conditions atmosphériques par la présence de champs de dunes, par exemple sur Mars, ou aux géologues de remonter dans l'historique d'un environnement spécifique. Toutefois, ces modèles sont souvent proposés pour des écoulements stationnaires, avec une vision globale, et aucun consensus n'apparaît clairement. Notamment, la contribution au transport sédimentaire et aux formations morphologiques d'événements ponctuels, comme l'initialisation de phénomènes d'affouillement ou le passage d'une structure tourbillonnaire, n'apparaît pas documenté.

Cette thèse se propose d'étudier l'influence d'un écoulement turbulent et instationnaire sur l'érosion localisée, le transport d'un lit sédimentaire et la morphologie ainsi induite par une approche en laboratoire. Des dispositifs expérimentaux spécifiques permettent de générer des tourbillons isolés, d'axes vertical ou horizontal, propagés dans un canal hydro-sédimentaire au sein d'écoulements à surface libre établis sur un lit sédimentaire. L'utilisation de mesures optiques non-intrusives donne d'une part accès au comportement hydrodynamique des tourbillons ainsi produits, et d'autre part à la dynamique morphologie du lit sédimentaire.

Un premier chapitre sera consacré à une revue bibliographique des problématiques d'intérêt liées au transport. Notamment, des modèles d'évolution morphologique et de quantification du transport solide seront présentés. L'introduction des notions d'instationnarité et de turbulence d'écoulement aboutiront ainsi à une définition plus précise du cadre de l'étude, à savoir l'influence d'un écoulement tourbillonnaire sur un lit sédimentaire. Pour cela, des modèles théoriques de vortex, associés à une revue d'expériences en laboratoire étudiant ces phénomènes, seront proposés.

Un deuxième chapitre présentera les conditions expérimentales de ce travail. Le canal hydro-sédimentaire, permettant d'étudier des écoulements à surface libre, sera présenté, ainsi que les deux dispositifs "générateurs de tourbillons" conçus spécifiquement pour cette thèse. Les sédiments utilisés lors des expériences avec un fond érodable seront caractérisés. Les méthodes de mesures optiques (Vélocimétrie par Images de Particules - PIV, stéréo-corrélation) permettant l'obtention des champs de vitesse de l'écoulement fluide et de la dynamique de la morphologie du lit sédimentaire seront détaillées.

Le troisième chapitre s'intéressera à la description de l'hydrodynamique d'un tourbillon d'axe vertical. Une étude paramétrique, dépendante des données d'entrée imposées au générateur de tourbillon, permet d'en qualifier le fonctionnement. Les caractéristiques spécifiques au vortex, à savoir ses trajectoires, son rayon, ses champs de vitesse internes, seront présentées. L'accent sera notamment mis sur la forte tridimensionnalité de l'écoulement et sur l'observation d'une forte composante de vitesse axiale. Les différents types de structures turbulentes en présence dans l'écoulement seront étudiés via une analyse dite "par quadrants".

Le quatrième chapitre se consacrera à l'impact du tourbillon précédemment caractérisé sur un lit sédimentaire érodable. Deux aspects seront notamment abordés. D'une part, la mise en suspension du lit sédimentaire au passage du tourbillon, mobilisant un panache de particules, sera présentée, en lien avec les caractéristiques tourbillonnaires. D'autre part, sur une échelle de temps plus longue, la dynamique morphologique du lit sédimentaire sera étudiée. L'observation de zones d'érosion et de dépôt de particules, évoluant sous la sollicitation de l'écoulement imposé dans le canal, sera exposée. L'analyse morphologique permettant d'évaluer les volumes de sédiments déplacés, des taux d'érosion et de déposition seront également proposés.

Une approche complémentaire de la mise en suspension des sédiments sera abordée dans le cinquième chapitre, cette fois-ci par le biais d'un outil de simulation numérique. Le code employé, basé sur OpenFOAM, capture bien la dynamique de mobilisation des sédiments. Les variations du débit solide et l'allure du panache de sédiments, dès l'initialisation du transport, ainsi que les premiers instants de la déformation du fond sédimentaire, seront présentés.

Enfin, un dernier chapitre exposera des observations et résultats préliminaires sur le dispositif expérimental d'axe horizontal. Des mesures optiques permettent d'évaluer le comportement de l'écoulement tourbillonnaire selon les paramètres imposés au générateur (trajectoires des vortex, types de structures turbulentes présentes). En présence d'un fond sédimentaire mobile, des régions d'érosion particulières sont observées, laissant présager une structuration particulière de l'écoulement.

*Les formes ne sont qu'une enveloppe commode,
un bel outil de classification si tu veux.
Ce qui importe, ce sont les forces.*

— Alain Damasio, *La Horde du Contrevent*

Bibliographie

I.1	De l'importance du transport sédimentaire	12
I.2	Écoulements et sédiments	15
I.2.1	Quelques éléments de mécanique des fluides	15
I.2.2	Classification des sédiments	19
I.2.3	Du comportement de particules solides dans un fluide	21
I.3	Transport de sédiments et morphologie	24
I.3.1	Structures observables	24
I.3.2	Phénomène d'affouillement	27
I.3.3	Lois de transport	29
I.3.3.1	Evaluation du débit solide	30
I.3.3.2	Longueur de saturation	32
I.3.4	Analyse de stabilité	33
I.4	Conditions particulières d'écoulements : effets de la turbulence, instationnarité	36
I.4.1	Impact de la turbulence sur le transport	36
I.4.2	Les effets d'instationnarité	38
I.5	Comportement d'un tourbillon isolé	39
I.5.1	Les événements naturels : du cyclone au tourbillon de poussière	40
I.5.2	Modélisation des tourbillons	41
I.5.3	Études en laboratoire de tourbillons isolés	43
I.6	Conclusions	48

Le transport solide opère sur de larges échelles : l'air et l'eau érodent les roches, mobilisent la matière et la charrient jusqu'à sédimentation. Ces phénomènes s'observent sur Terre, sous l'océan, dans les cours de rivières ou sur d'autres planètes, et peuvent influencer l'environnement immédiat de sociétés humaines (glissements de terrain, effondrement de ponts, envasement de chenaux...). Ce sont des processus complexes, dépendants des caractéristiques d'écoulements et des types de sédiments concernés. Le transport de sédiment a également comme particularité de structurer le milieu dans lequel il opère : les dunes et les rides sont autant de morphologies observables dans des milieux aquatiques ou éoliens, formées sous la sollicitation d'écoulements fluides.

Ce chapitre propose ainsi une revue bibliographique sur des problématiques liées au transport sédimentaire. Après une brève description des processus à l'œuvre lors du déplacement de particules solides par un fluide, des modèles d'évolution morphologique sont présentés. Une attention particulière est portée aux processus d'érosion localisée (affouillement), observables par exemple à l'aval de cylindres placés dans des écoulements. Des modèles permettant de prédire la quantité de matière solide transportée en fonction des sédiments et des caractéristiques d'écoulement sont également présentés. L'introduction des effets d'instationnarité et de turbulence sur un lit sédimentaire aboutit à une définition plus précise du travail de cette thèse, à savoir l'influence d'un écoulement instationnaire sur le transport et la déformation d'un lit sédimentaire. Pour cela, la production d'un tourbillon isolé, reproduisant l'initialisation des effets d'affouillement observables derrière une structure immergée, est envisagée. Une dernière partie de ce chapitre se consacre ainsi à une revue de précédentes recherches menées sur des vortex isolés en laboratoire.

I.1 De l'importance du transport sédimentaire

Le transport sédimentaire est un phénomène important au travers du globe. Il concerne le comportement de particules de matière, déplacées généralement par l'eau ou l'air (érosion), puis déposées par gravité (sédimentation) en strates successives. Ce phénomène façonne les paysages terrestres et aquatiques, modèle les infrastructures bâties par l'être humain et les moyens de déplacements. Il est particulièrement mis en relief lors de la formation de motifs réguliers, dans les déserts (Fig. 1-1a) ou les environnements sous-marins (Fig. 1-1b).



(a) Désert de Lompoul, Sénégal, 2017.
Photographie : Marie Thouvenot.



(b) Dunes sous-marines, Bear Lake, 2015.
Photographie : Britton Nash (RazorToshiba).

FIGURE 1-1 – Illustration des phénomènes de transport éolien et sous-marin de sédiments.

Contexte législatif

En France, plusieurs formations désertiques comme la dune du Pilat en Aquitaine sont classées comme "site protégé". Les systèmes fluviaux sont également soumis à certaines lois, car ils ont une influence notable sur l'écologie du milieu, en fournissant un habitat à de nombreuses espèces animales et végétales. Ainsi, la loi L214-17 du Code de l'Environnement ([Légifrance, 2015](#)) dispose que :

« le renouvellement de la concession ou de l'autorisation des ouvrages existants, régulièrement installés sur ces cours d'eau, parties de cours d'eau ou canaux, est subordonné à des prescriptions permettant de maintenir le très bon état écologique des eaux, de maintenir ou d'atteindre le bon état écologique des cours d'eau d'un bassin versant ou d'assurer la protection des poissons migrateurs vivant alternativement en eau douce et en eau salée »

Le critère de "très bon état" d'un système fluvial est précisé dans la Directive Cadre sur l'Eau (votée par le Parlement Européen et le Conseil de l'Union Européenne en 2000) lorsque :

« [...] la continuité de la rivière n'est pas perturbée par des activités anthropogéniques et permet une migration non perturbée des organismes aquatiques et le transport de sédiment. » ([Fontaine et Glavany, 2000](#))

La connaissance des processus de transport, d'érosion et de sédimentation rentre donc dans le cadre de cette directive, appliquée en France au travers de la Loi sur l'Eau et les Milieux Aquatiques de 2006. L'enfouissement de déchets toxiques, le dragage des ports et chenaux, l'érosion des berges, des côtes, la valorisation de "sédiments" comme produits de construction... sont autant de problématiques intéressantes directement liées aux phénomènes de transport sédimentaire.

Hydromorphologie et équilibre écologique

Le transport de sédiments en milieu aquatique concerne majoritairement la charge de fond, c'est-à-dire les sédiments grossiers déplacés par charriage (cela exclut donc le transport de particules fines

en suspension). Le bilan d'un tronçon de rivière donné doit être équilibré : le volume de sédiments doit être environ le même en entrée et en sortie pour que l'état écologique ne soit pas dégradé.

C'est alors un problème d'hydromorphologie, où deux variables contrôlent la stabilité du milieu, à savoir le débit fluide Q_f et le débit solide Q_s . Certaines variables de réponse permettent à la rivière de s'adapter à des variations de ces deux débits, comme la largeur, la profondeur, la pente locale ... et d'atteindre une relative stabilité. Par exemple, la loi de Lacey relie la largeur W d'une rivière à la racine du débit fluide, tandis que la hauteur d'équilibre H suit une loi $H \propto Q^{0,4}$ (Fourrière, 2009). Un outil conceptuel permet de représenter rapidement ces différentes rétro-actions : la balance de Lane (1955), illustrée Fig. 1-2, traduit l'équation $Q_s d_{50} \propto Q_f S$, d_{50} étant le diamètre médian des sédiments et S la pente du système. Ainsi, une augmentation du débit liquide (lâché de barrage ou crue par exemple) aurait pour effet d'éroder le lit de la rivière et d'augmenter le débit solide (phénomène d'incision). A l'inverse, une augmentation de la quantité de sédiments charriée verrait un dépôt sur le plancher de la rivière (exhaussement).

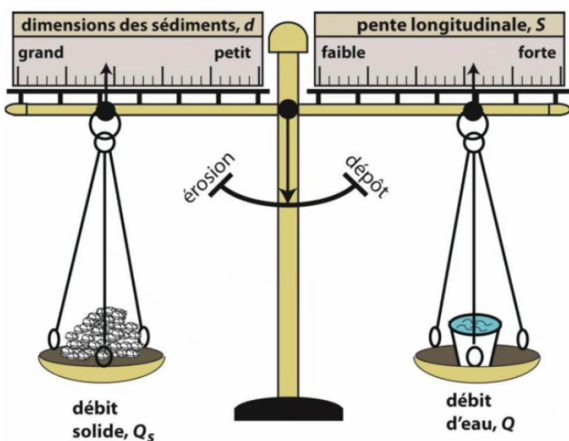


FIGURE 1-2 – Balance de Lane (1955), cours "Hydraulique fluviale 2", Université Catholique de Louvain (www.edx.org).



FIGURE 1-3 – L'effondrement du Pont Wilson à Tours en 1978. Photographie : A. Arsicaud (<http://archives.cg37.fr>).

Cette charge de fond a deux origines : soit une production "primaire", un apport externe au domaine fluvial considéré (processus gravitaires, comme les glissements de terrains, les écroulements), soit d'une production "secondaire", qui concerne les apports des affluents (érosion du fond et des côtes de la zone concernée).

L'équilibre d'un milieu aquatique a un impact certain sur l'écologie. Outre la migration d'espèces particulières de poissons, il est nécessaire de conserver une certaine stabilité dans les zones de reproduction : certains animaux sont très sensibles aux variations d'agencement du sédiment, de la vitesse du courant... De même, un équilibre physico-chimique doit être respecté si l'on veut que l'auto-épuration de l'eau se fasse correctement. Une trop grande concentration de certains nutriments (azote, phosphore), potentiellement charriés par des cours d'eau, provoque le risque d'une flore ou de zooplanctons intempestifs, par exemple les algues vertes en Bretagne : c'est le phénomène d'eutrophisation.

De nombreuses notions relatives à la bonne organisation des cours d'eau pourront être trouvées dans le guide "Éléments de connaissance pour la gestion du transport solide en rivière" de Malavoi et al. (2011), édité par l'Office National de l'Eau et des Milieux Aquatiques (actuelle Agence Française pour la Biodiversité).

De l'interaction avec les ouvrages anthropiques

Les équilibres régissant la morphologie des cours d'eau sont subtils. De fait, ils sont souvent perturbés par l'intervention humaine : la présence de seuils (barrages), de ponts, l'augmentation des surfaces urbaines, le dragage en zone portuaire ... sont autant de facteurs déstabilisants.

Ainsi, la destruction du Pont Wilson à Tours en 1978 (Fig. 1-3) est partiellement liée à une mauvaise gestion du lit sédimentaire : le plancher alluvial de la Loire est connu pour s'inciser régulièrement.

ment et s'enfoncer (Nabet et al., 2016), car un déficit en sédiment amène le fleuve à "reconstituer son stock" (c'est-à-dire à éroder le lit). Ce déficit est notamment causé par l'augmentation des surfaces bétonnées, la déprise agricole (abandon définitif de cultures) et l'urbanisation massive : les bassins versants s'imperméabilisent par la présence de zones de vie ou commerciales, le ruissellement augmente, sans pour autant charrier de sédiments (voir l'exemple de Kermadi et al. (2013) sur l'ouest lyonnais). Par la même occasion, les nappes phréatiques s'appauvrissent, les crues se font plus fréquentes et d'amplitudes plus extrêmes (Valette et Carozza, 2013) : une crue importante aura alors tendance à transporter une quantité importante de matière d'un coup, qui ne pourra être "absorbée" par le système et générera des envasements. Cette situation ne risque pas de s'atténuer : les projections démographiques, notamment celles des Nations Unies, prévoient qu'en 2030 les habitants des villes représenteront 60% de la population mondiale, principalement autour de grandes agglomérations. Cette croissance des zones péri-urbaines se mesure déjà en France (Chalard et Dumont, 2007). Citons également les zones côtières, où les constructions en bord de mer ou d'océan sont petit à petit victimes de l'érosion du littoral : un immeuble a par exemple été évacué en 2014 à Soulac-sur-Mer car ses fondations étaient menacées (Fresillon, 2016). A l'inverse, le Mont Saint Michel perd son caractère maritime de fait d'un ensablement massif.

En cas de catastrophes, l'aspect prédictif s'avère essentiel : par exemple, après l'incident de Fukushima, la matière contaminée a continué de se déplacer. Des modèles se sont révélés utiles, pour situer avec précision les zones impactées (Lepage, 2015). De même, l'implantation d'élevages ou de cultures intensifs amène la propagation de nitrates et de phosphates : selon les écoulements charriant ces polluants, des régions plus ou moins vastes peuvent être concernées. Certains sédiments peuvent également se charger en matières inorganiques, comme des métaux lourds (ETM - Elements Traces Métalliques), considérés comme des déchets par la nomenclature des Installations Classées Pour l'Environnement. Le charriage devient alors un facteur de dissémination de polluants.

Cette artificialisation des éco-systèmes a un impact encore difficilement prédictible (Braud, 2011) et une compréhension fine des mécanismes de transport, à toutes les échelles, ne pourra qu'éclairer les actions à entreprendre.

Et encore merci pour le poisson !

H2G2 - D. Adams

Hors interactions avec l'humain, les phénomènes de transport sédimentaire peuvent améliorer nos connaissances en planétologie ou en éthologie.

Les strates de roche étant issues du dépôt de couches successives de sédiments (diagénèse), elles constituent un archivage des conditions d'époques précédentes, des potentielles crises ou ruptures morphoclimatiques (Lespez, 2006). La connaissance précise des mécanismes de formation de rides, de dunes, peut permettre d'expliquer l'historique de certains reliefs. A plus grande échelle, le transport sédimentaire s'applique à l'étude des planètes : les divers modèles permettent d'estimer des vitesses de vent (Claudin et Andreotti, 2006), de mettre en évidence la présence d'eau liquide ou de rivières de méthane (Sagan et Bagnold, 1975; Pähtz et Durán, 2016; Lapotre et al., 2017). Dans une revue de la littérature sur le sujet, Neakrase et al. (2017) indiquent d'ailleurs qu'une collaboration entre les différentes expertises scientifiques sur les transports éolien et sous-marin pourrait s'avérer fertile pour les planétologues, car les larges gammes de densité de sédiment, de fluide, de caractéristiques d'écoulements... permettent de modéliser aisément les atmosphères de différents systèmes.

Enfin, finissons par quelques anecdotes animalières. Au Japon, des poissons-globes mâles créent des structures circulaires, alternant crêtes et creux de sable fin, à des fins de reproduction (Fig. 1-4 gauche). Bien que paraissant anodines, Kawase et al. (2013) montrent que cette organisation des fonds marins permet d'aménager une zone centrale où la vitesse du courant diminue de près de 25%, couverte de sédiments fins qui favoriseront la nidation. De même, des dauphins présents sur les zones côtières de Floride génèrent des structures turbulentes avec leurs nageoires pour chasser : celles-ci soulèvent des panaches de sable, qui bloquent la visibilité des bancs de poissons et les retiennent (Fig. 1-4 droite). Ce phénomène est appelé *Mud Ring Feeding* en anglais ; il a par exemple été documenté par Lewis (2003).

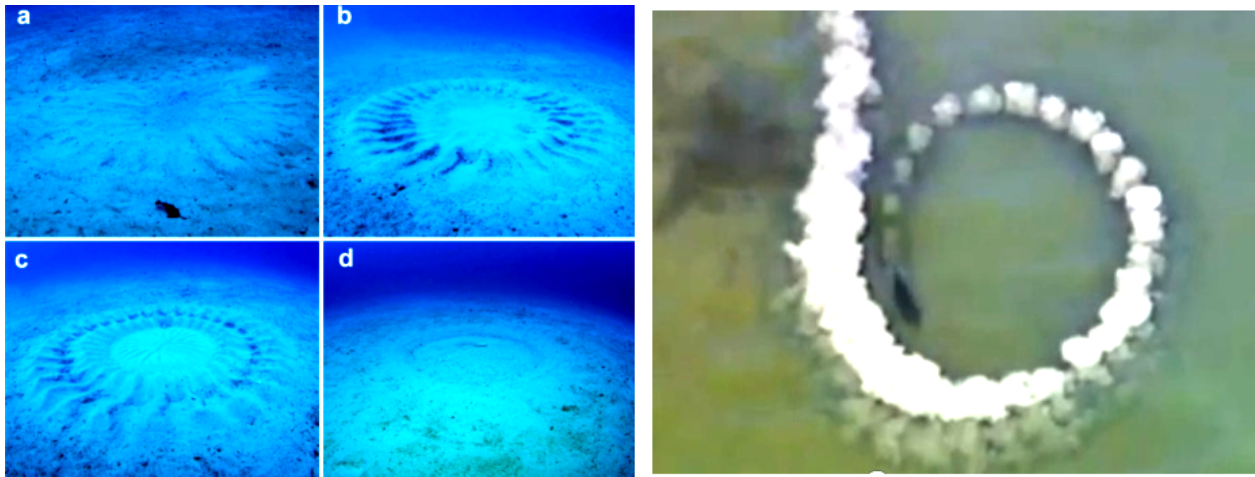


FIGURE 1-4 – A gauche : structure créée par un poisson-globe, de Kawase et al. (2013).
A droite : exemple d'un *Mud Ring Feeding* (www.manningpoint.net).

I.2 Ecoulements et sédiments

Des concepts et modèles de mécanique des fluides mobilisés tout au long de ce manuscrit sont exposés dans cette section. Après une brève description des sédiments observables en milieu naturel ou employés en laboratoire, le comportement spécifique de ces particules solides au sein d'écoulements fluides est présenté.

I.2.1 Quelques éléments de mécanique des fluides

Considérons un écoulement unidirectionnel dans une géométrie cartésienne (Fig. 1-5), d'axes (x, y, z) , dont les vitesses sont notées (u, v, w) ; la notation u_i (avec $i = 1, 2$ ou 3) pourra également être utilisée. La pression au sein du système est notée p .

Une grandeur instantanée peut se décomposer en une valeur moyenne accompagnée d'une fluctuation. Pour un écoulement soumis à une turbulence stationnaire, la moyenne d'une grandeur f est indiquée par " \bar{f} " (Eq. I.2.1) et correspond à la moyenne temporelle ; l'assimilation de la moyenne d'un ensemble à son équivalent temporel satisfait l'hypothèse dite "ergodique" (Comte-Bellot et al., 2003). La fluctuation est indiquée par un " f' ". Il est à noter que l'opérateur moyenne appliqué à une fluctuation donne un résultat nul : $\overline{f'} = 0$. Dans le cas de nos trois composantes de vitesse et de la pression, la décomposition est dite "de Reynolds" et se présente comme Eq. I.2.2.

$$\bar{f}(\vec{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(\vec{x}, t') dt' \quad (\text{I.2.1})$$

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i, \quad p = \bar{p} + p' \quad (\text{I.2.2})$$

Pour un fluide Newtonien de caractéristiques constantes (densité ρ_f , viscosité cinématique ν_f , viscosité dynamique μ_f), le comportement de l'écoulement est régi par l'équation de Navier-Stokes (Eq. I.2.3) :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\nabla \vec{u}) \vec{u} = -\frac{1}{\rho_f} \nabla p + \nu_f \Delta \vec{u} \quad (\text{I.2.3})$$

La vorticité est définie comme Eq. I.2.4. L'écoulement étant incompressible, la divergence de la vitesse est nulle ($\nabla \cdot \vec{u} = 0$).

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} \quad (\text{I.2.4})$$

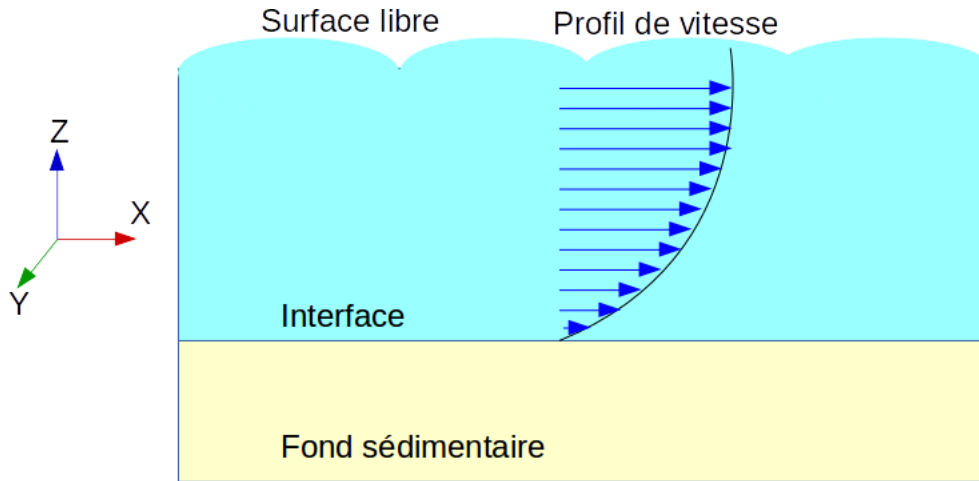


FIGURE 1-5 – Exemple de géométrie de référence pour un écoulement.

Le fluide en mouvement exerce une contrainte τ sur les parois à proximité : elle peut se décomposer en une contribution visqueuse τ_L dépendante du gradient de vitesse moyenne à la paroi (Eq. I.2.5), et une contribution turbulente dépendante des fluctuations de vitesse τ_T (Eq. I.2.6).

$$\tau_L = \mu_f \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (\text{I.2.5})$$

$$\tau_T = -\rho_f \overline{u'w'} \quad (\text{I.2.6})$$

En considérant τ_0 la contrainte pariétale, somme des deux contributions précédentes ($\tau_0 = \tau_L + \tau_T$, en $\text{N}\cdot\text{m}^{-2}$), une vitesse de frottement u_* (ou vitesse de cisaillement à la paroi) peut être construite suivant l'équation I.2.7. Celle-ci rentre en compte dans la description des profils de vitesses.

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho_f}} \quad (\text{I.2.7})$$

Plusieurs nombres sans dimensions permettent de caractériser les écoulements. Typiquement, le nombre de Reynolds évalue l'aspect laminaire, transitoire ou turbulent du régime. Pour un fluide de viscosité cinématique ν_f , avec une vitesse environnante U , autour d'une structure de taille caractéristique D (le diamètre d'un cylindre, la corde d'un profil...), le nombre de Reynolds s'écrit comme indiqué Eq. I.2.8.

$$Re = UD/\nu_f \quad (\text{I.2.8})$$

Concernant le transport sédimentaire, différents nombres de Reynolds peuvent être construits, en utilisant par exemple le diamètre médian d_{50} des grains de matière. Lorsque le régime présente un lâché régulier de tourbillons avec une fréquence f , il est possible de construire un nombre de Strouhal St (Eq. I.2.9), reliant la fréquence d'émission à la vitesse de l'écoulement.

$$St = fD/U \quad (\text{I.2.9})$$

Le nombre de Froude caractérise le rapport entre la vitesse d'une particule fluide et la célérité des ondes de gravité (Eq. I.2.10).

$$Fr = U/\sqrt{gh} \quad (\text{I.2.10})$$

Pour $Fr > 1$, on dira que l'écoulement est super-critique, et pour $Fr < 1$ que l'écoulement est sous-critique. Les morphologies des cours d'eau sont dépendantes de ce nombre adimensionnel : les nombres de Froude élevés se retrouvent en zones montagneuses (régime torrentiel), avec de fortes pentes et des vitesses importantes, alors que les nombres sous-critiques se retrouvent sur les zones de plaines, avec de larges méandres, des chenaux plus profonds et plus lents (régime fluvial).

Les gammes de vitesses observables en milieux naturels sont de l'ordre de 10 à 50 cm/s (Schulze et al., 2005; Laguionie, 2006; Seizilles, 2013; Furgerot, 2014). Ces conditions sont le plus souvent reproduites en laboratoire, dans des canaux à recirculation par exemple (Le Louvetel-Poilly, 2008; Dréano, 2009; Lajeunesse et al., 2010; Houssais, 2013; Hamidouche et al., 2018).

Le phénomène de la turbulence

Selon le Larousse, la turbulence correspond à "l'agitation d'un fluide qui s'écoule en tourbillons". Ce phénomène se caractérise par sa large gamme d'échelles, tant spatiales que temporelles, sur lesquelles s'étalent les structures tourbillonnaires. Pour une turbulence homogène isotrope, les grandeurs suivantes peuvent être définies :

- TKE : l'énergie cinétique turbulente (*Turbulent Kinetic Energy*, en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$), qui caractérise principalement les grandes structures peu influencées par la viscosité du fluide (Eq. I.2.11)
- ε : le taux de dissipation (en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$), qui concerne principalement les petites structures, fortement influencées par la viscosité (Eq. I.2.11)
- L_t : l'échelle intégrale, la taille des plus grands tourbillons, liée à TKE et ε .
- L_K : l'échelle de Kolmogorov, la taille des plus petits tourbillons, liée à v_f et ε .

$$TKE = \frac{1}{2} (\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}), \quad \varepsilon = v_f \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \quad (\text{I.2.11})$$

Par un raisonnement dimensionnel, les deux gammes d'échelles L_t et L_K peuvent être estimées comme dans l'équation I.2.12 ; le rapport des ces deux échelles de longueur dépend alors du nombre de Reynolds de l'écoulement ($L_t/L_K = Re^{3/4}$).

$$L_t = \frac{TKE^{3/2}}{\varepsilon}, \quad L_K = \left(\frac{v_f^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (\text{I.2.12})$$

Deux échelles temporelles sont également définies, $t_t = L_t/U$ (temps de "retournement" d'un grand tourbillon) et $t_K = (v_f/\varepsilon)^{1/2}$. La théorie de Kolmogorov indique que la densité d'énergie spectrale $E(k)$ se répartit suivant l'équation I.2.13, avec $C_k \approx 1,5$, où k est le nombre d'onde correspondant à une échelle spatiale tourbillonnaire donnée L , avec $k = 2\pi/L$.

$$E(k) = C_k \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (\text{I.2.13})$$

La distribution de $E(k)$ suit une décroissance en $k^{-5/3}$: ce sont principalement les grandes structures qui contiennent l'énergie cinétique du mouvement turbulent, énergie dissipée majoritairement par des structures de taille moindre. Ce transfert vers les petites échelles est nommé communément la cascade de Kolmogorov.

Effet de couche limite

En considérant un écoulement sur une plaque plane, le profil de la vitesse u (dans le sens de l'écoulement) satisfait une loi logarithmique (Nikuradse, 1950), où κ est la constante de Von Kármán ($\kappa \approx 0,41$) et z_0 un paramètre de rugosité :

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) + cste \quad (\text{I.2.14})$$

La couche limite δ est typiquement considérée comme la zone où la vitesse u de l'écoulement est inférieure à 99% de celle loin de la paroi (U_∞). En reprenant l'exemple de la plaque plane, l'épaisseur de couche limite δ évolue lors de la propagation dans le sens de l'écoulement (Fig. 1-6).

D'autres définitions, plus mathématiques, sont employées. Par exemple, les épaisseurs de déplacement δ_1 et de quantité de mouvement δ_2 traduisent respectivement les déficits de débit et de quantité de mouvement entre le cas réel et celui du fluide parfait. Elles sont définies par les équations I.2.15 et I.2.16.

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u(z)}{U_\infty} \right) dz \quad (\text{I.2.15})$$

$$\delta_2 = \int_0^\infty \frac{u(z)}{U_\infty} \left(1 - \frac{u(z)}{U_\infty} \right) dz \quad (\text{I.2.16})$$

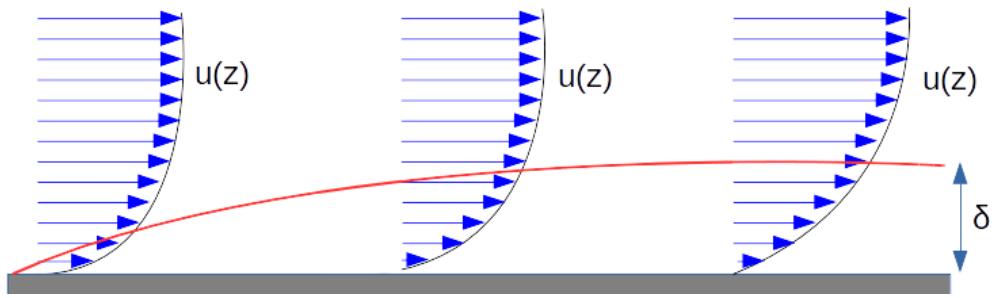


FIGURE 1-6 – Etablissement d’une couche limite δ sur plaque plane.

Structures turbulentes

Les écoulements turbulents présentent différentes structures, identifiables selon les fluctuations de vitesses. Ainsi, pour un écoulement en proche paroi, les signes de u' et w' permettent de séparer les contributions en quatre quadrants, comme indiqué sur Fig. 1-7 :

- quadrant Q1 ($u' > 0$ et $w' > 0$) : *outward interactions*, du fluide rapide est "happé" par le tourbillon vers le haut de l'écoulement.
- quadrant Q2 ($u' < 0$ et $w' > 0$) : *ejections*, du fluide est éjecté vers le haut de l'écoulement.
- quadrant Q3 ($u' < 0$ et $w' < 0$) : *inward interactions*, la structure interagit avec l'écoulement en proche-paroi en y ramenant du fluide lent.
- quadrant Q4 ($u' > 0$ et $w' < 0$) : *sweeps*, du fluide rapide est injecté vers la paroi.

Un critère de détection H est ajouté (pour *Hole Event*). Il permet de déterminer si une structure est cohérente (si $u'w' / \overline{u'w'} > H$), ou si elle appartient à la classe des événements non-cohérents (*Hole events*). Ce critère sélectionne des fluctuations plus fortes que la moyenne des fluctuations en ce point, ce qui fera état du passage d'une structure cohérente. Les quadrants permettent en fait de visualiser la probabilité de présence d'une structure H fois plus intense que les fluctuations moyennes. Le récent article de Wallace (2016) fournit une bonne description de cette méthode et de son historique.

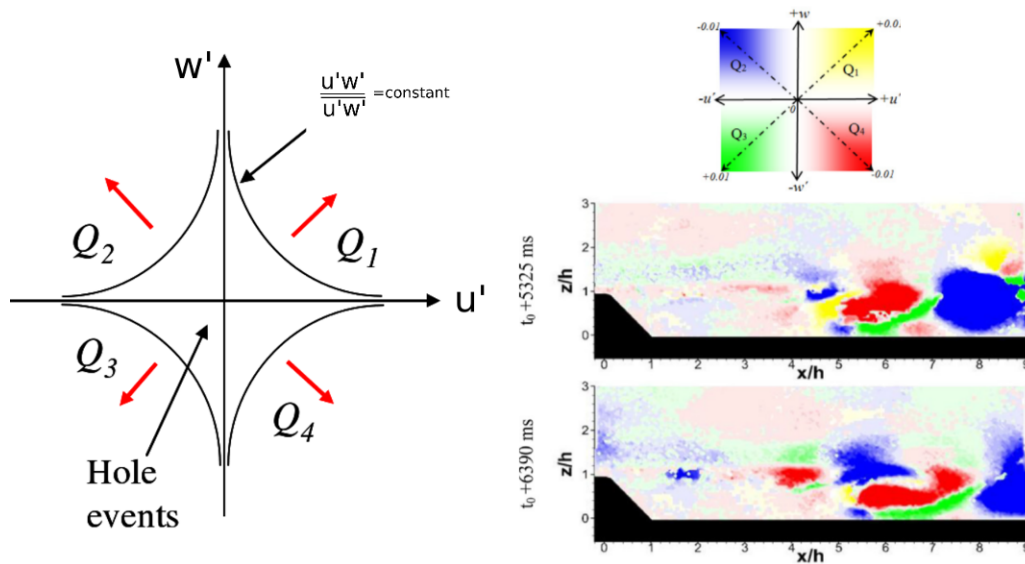


FIGURE 1-7 – A gauche : méthode des quadrants (Le Louvetel-Poilly, 2008). A droite : structures dans un écoulement derrière une ride (Hamidouche et al., 2018).

En proche paroi, un phénomène de "bouffées turbulentes" (*bursting process*) est observable : la sous-couche visqueuse est composée d'une alternance de bandes de fluide (*streaks*) à faible ou forte vitesse. Une déstabilisation du fluide à basse vitesse le fera monter (*ejections*) et celui à haute vitesse va descendre (*sweeps*), avec une zone de cisaillement entre les deux : des bouffées turbulentes sont générées et voit la création de tourbillons en épingle à cheveux (*hairpin vortex*).

I.2.2 Classification des sédiments

Un sédiment (le pluriel pourra aussi être utilisé, sans distinction) est un ensemble de particules mises en mouvement par un fluide (air, eau...), qui sous l'action de la gravité finissent par se déposer. Ces particules peuvent être d'origine géologique (sables, argiles), ou certaines fois d'origine anthropique (polluants, métaux, qui se fixent sur des grains de sable). Elles sont catégorisées par leur composition chimique, leur diamètre (granulométrie), leur densité...

Classification granulométrique

Les particules peuvent se classer comme indiqué Tableau I.1. L'usage est d'utiliser la valeur du diamètre médian, notée d_{50} , comme référence. Bien que, dans les phénomènes naturels, une large gamme de diamètres différents puisse être couverte (on parle de "classes" ou de "modes"), les études en laboratoire sont souvent simplifiées à un seul diamètre prépondérant. Ainsi, les classes de sédiments "grossiers" (Ouriemi, 2007; Wren et Kuhnle, 2008; Hamidouche, 2013; Houssais, 2013; Guignier, 2014), "moyen" (Langlois, 2005; Ouriemi, 2007; Dréano, 2009) ou "fins" (Rousseaux, 2003; Le Louvetel-Poilly, 2008) sont régulièrement utilisées. Des cas bi-modaux sont également documentés (Houssais, 2013; Chiodi et al., 2014; Auzerais et al., 2016). Les modes principaux d'un échantillon peuvent être mesurés par des méthodes de type tamisage ou granulométrie Laser.

Tableau I.1 – Classification des sédiments de Wentworth (1922).

Nom français	Nom anglais	Tailles (mm)	Type
Blocs	<i>Boulders</i>	≥ 256	Sédiments grossiers
Pavés	<i>Cobbles</i>	64 - 255	
Graviers	<i>Gravels</i>	32 - 64	
Galets	<i>Pebbles</i>	4 - 32	
Granulés	<i>Granules</i>	2-4	
Sable très grossier	<i>Very coarse sand</i>	1-2	
Sable grossier	<i>Coarse sand</i>	0,5 - 1	
Sable moyen	<i>Medium sand</i>	0,25 - 0,5	
Sable fin	<i>Fine sand</i>	0,125 - 0,25	
Sable très fin	<i>Very fine sand</i>	0,0625 - 0,125	
Limon grossier	<i>Coarse silt</i>	0,0312 - 0,0625	Sédiments fins
Limon moyen	<i>Medium silt</i>	0,0156 - 0,0312	
Limon fin	<i>Fine silt</i>	0,0078 - 0,0156	
Limon très fin	<i>Very fine silt</i>	0,00390625 - 0,0078	
Argile	<i>Clay</i>	0,0001 - 0,00390625	
Colloïdes	<i>Colloids</i>	$\leq 0,0001$	

Certains auteurs emploient l'échelle de Krumbein. Celle-ci exprime le logarithme (en base 2) du diamètre d par rapport à un diamètre de référence d_0 de 1 mm (Eq. I.2.17). La classe "gravier", entre 32 et 64 mm, se convertit sur l'échelle de Krumbein sur une gamme $\Phi_{Krumbein}$ de -5 à -6.

$$\Phi_{Krumbein} = -\log_2(d/d_0) \quad (I.2.17)$$

Le fait d'avoir plusieurs classes de diamètres importe lors d'observations ou d'expériences en laboratoire, car un phénomène de "pavage", de "tri granulométrique", s'opère : les particules les plus grosses d'un lit auront tendance à remonter la colonne sédimentaire, et protégeront de fait les grains de diamètres inférieurs. Ce phénomène est connu sous le nom d'*armoring* (blindage).

Densité des sédiments

Un autre paramètre important des sédiments est leur masse volumique ρ_s (en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$), souvent exprimée par la densité relative s , sans dimension, rapport de la masse volumique des sédiments sur

celle de l'eau ($s = \rho_s/\rho_f$). Typiquement, s est de l'ordre de 2,5 à 2,65 pour une particule de sable dans l'eau (et de 2500 à 2650 dans l'air).

Les matériaux utilisés lors de manipulations en laboratoire sont en général, dans la littérature, des billes de verre ou de quartz d'une densité relative $s = 2,5$ (Rousseaux, 2003; Langlois, 2005; Ouriemi, 2007; Le Louvetel-Poilly, 2008; Dréano, 2009) à $s = 2,65$ (Lajeunesse et al., 2010; Hamidouche, 2013; Houssais, 2013). Des particules de polystyrène (densité $s = 1,05$) ou de PMMA (densité $s = 1,18$) sont parfois employées (Ouriemi, 2007). Certains auteurs utilisent des matières naturelles, comme du sable de Fontainebleau (Guignier, 2014) ou du sable tamisé à sec (Wren et Kuhnle, 2008), de densité $s = 2,65$.

Cohésion dans les sédiments

Dans certains cas, un comportement cohésif des sédiments est observable : en dessous de 60 μm de diamètre (limons, argiles...), la matière a tendance à floculer et à s'agglomérer, il y a présence de forces attractives entre particules. Ceci n'est pas vrai pour des particules plus grosses, sans interactions physico-chimiques entre elles. La cohésion est assurée par des forces électrostatiques (dites de Van Der Waals, les mêmes qui permettent à certains animaux comme le gecko de se fixer sur des parois en verre). De nombreux exemples de matériaux cohésifs sont présents dans les environnements naturels : la vase dans les lits de rivières, dans les estuaires, la tangué du Mont Saint-Michel, les argiles...

De par leur structure, les sédiments cohésifs se déplacent en suspension (Matière En Suspension - MES) et sont souvent caractérisés par leur concentration. Les courants chargés en MES sont dits turbides, ils sont plus ou moins opaques au passage de la lumière. L'article de Migniot (1968) présente une revue assez large des problématiques liées à ces sédiments fins.

Des modèles de type fluide non-Newtonien décrivent bien leurs comportements. Ils prennent en compte une viscosité apparente μ variable, dépendante de la contrainte τ exercée et du gradient de vitesse $\dot{\gamma}$ selon la relation $\mu = \tau/\dot{\gamma}$. Un fluide rhéofluidifiant voit sa viscosité apparente diminuer lorsque le cisaillement $\dot{\gamma}$ croît ; à l'inverse, un fluide rhéoépaississant augmente en viscosité apparente avec une croissance de $\dot{\gamma}$. Certains fluides ne réagissent qu'une fois passée une certaine contrainte "critique" τ_s , au dessous de laquelle ils se comportent comme un solide. Des modèles, comme la loi d'Herschel-Bulkley, caractérisent ces fluides, avec k la consistance et n un indice de viscosité (Eq. I.2.18). Ces paramètres sont déterminés lors de mesures avec un rhéomètre. Un cas particulier est la loi de Bingham, où le matériau ne s'écoule qu'au-delà d'une contrainte seuil avec un comportement Newtonien : n vaut 1 et k est égal à la viscosité apparente μ .

$$\begin{cases} \dot{\gamma} = 0 & \text{pour } \tau < \tau_s \\ \tau = \tau_s + k \dot{\gamma}^n & \text{pour } \tau \geq \tau_s \end{cases} \quad (\text{I.2.18})$$

Prenons un exemple, provenant de la thèse de Furgerot (2014) : la tangué est un matériau silto-argileux (mélange limon/argile) présent dans la baie du Mont Saint-Michel, elle est composée de quartz, de micas, de débris de coquillages, d'argile... Sa distribution granulométrique est donc assez étendue. Elle s'établit en lit sédimentaire sous forme de couches successives, par doublet (une couche de sédiments "grossiers" puis une "fine"). La tangué est thixotrope : quand le temps passe, le matériau se tasse et la contrainte mécanique nécessaire pour initier une érosion augmente. Au repos, une partie de sa cohésion est due à la capillarité entre les grains, mais une fois en suspension, il n'y a pas de floculation (la présence d'argiles est trop faible pour cela). La cohésion du matériau complexifie de manière notable les études.

Pour simplifier l'étude de ces matériaux, les essais en laboratoire peuvent être réalisés à partir de sédiments modèles, dont l'établissement et les caractéristiques sont contrôlés et reproductibles. Par exemple, des solutions composées d'une argile synthétique (Laponite, concentration de 1%) et d'un gel polymère CMC (carboxyméthylcellulose, à 0,5%) ont été développées à l'Institut P' par Tarhini (2016). L'une des propriétés intéressantes du matériau est sa transparence : la solution peut êtreensemencée pour mesurer optiquement les champs de vitesses et de contraintes internes au sédiment (Pouv, 2011), avec des méthodes de type *Particle Image Velocimetry* (PIV) ou *Particle Tracking Velocimetry* (PTV).

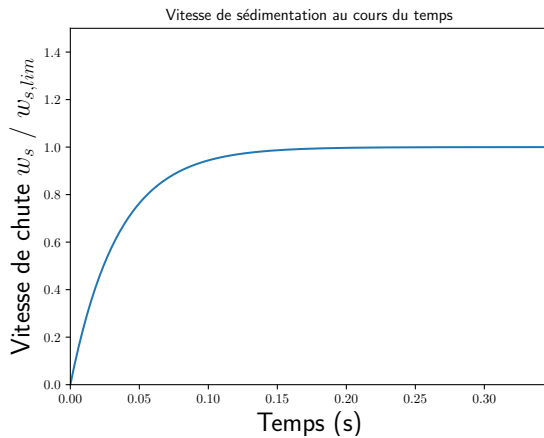
I.2.3 Du comportement de particules solides dans un fluide

Considérons maintenant une particule sphérique de diamètre d , de densité ρ_s chutant dans un fluide au repos (de l'eau), avec une vitesse initialement nulle. Celle-ci subit trois forces lors de la sédimentation : le poids, la poussée d'Archimède, les frottements. La vitesse instantanée de sédimentation w_s d'une particule isolée dépend alors du temps, elle est connue comme la loi de Stokes (Eq. I.2.19, illustrée Fig. 1-8a), avec une vitesse limite $w_{s,lim}$ et τ_r un temps de relaxation particulaire (Eq. I.2.20).

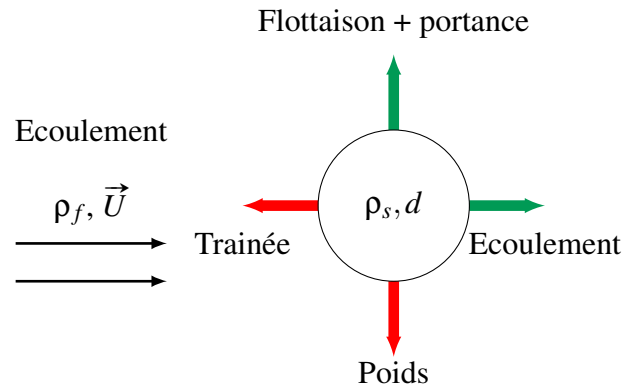
$$w_s(t) = w_{s,lim} \cdot (1 - e^{-t/\tau_r}) \quad (I.2.19)$$

$$w_{s,lim} = \frac{d^2(\rho_s - \rho_f)g}{18\mu_f}, \quad \tau_r = \frac{d^2\rho_s}{18\mu_f} \quad (I.2.20)$$

Dans le cas d'une particule de sable de diamètre $530 \mu\text{m}$, de densité $\rho_s = 2650 \text{ kg/m}^3$, la vitesse maximale est de l'ordre de $0,25 \text{ m/s}$, avec τ_r de l'ordre de $0,04 \text{ s}$. Les manipulations visant à déterminer la vitesse w_s peuvent être effectuées dans un domaine de hauteur restreinte, la période transitoire étant rapidement dépassée.



(a) Evolution théorique de la vitesse de sédimentation d'une particule (diamètre $530 \mu\text{m}$, $s = 2,65$).



(b) Forces s'exerçant sur une particule (en vert/rouge : favorise/freine le déplacement).

FIGURE 1-8 – Comportement d'une particule sédimentaire dans un fluide.

Pour une particule isolée en mouvement au sein d'un écoulement (Fig 1-8b), l'équation I.2.21, dite de **Maxey et Riley (1983)**, s'applique. Cette équation utilise les caractéristiques de la particule (sa masse m_p , son volume V_p , son rayon r , sa masse volumique ρ_s), m_f étant la masse de fluide déplacée par le volume V_p .

$$\begin{aligned}
 m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = & \underbrace{V_p(\rho_s - \rho_f)\vec{g}}_{\text{pesanteur}} + \underbrace{m_f \frac{D\vec{U}}{Dt}}_{\text{gradient de pression}} - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left(\vec{u}_p - \vec{U} - \frac{1}{10} r^2 \nabla^2 \vec{U} \right)}_{\text{masse ajoutée}} \\
 & - \underbrace{6\pi r \mu_f \left(\vec{u}_p - \vec{U} - \frac{1}{6} \nabla^2 \vec{U} \right)}_{\text{traînée visqueuse}} \\
 & - \underbrace{6\pi r^2 \mu_f \int_0^t \frac{d}{d\tau} \left(\vec{u}_p(\tau) - \vec{U}(\tau) - \frac{1}{6} \nabla^2 \vec{U} \right) \frac{d\tau}{\sqrt{\pi\nu_f(t-\tau)}}}_{\text{force d'histoire (de Basset)}} \quad (I.2.21)
 \end{aligned}$$

Les termes présentés contiennent quelques spécificités : le terme de "masse ajoutée" prend en compte une certaine quantité de fluide, entraînée par la particule en mouvement (Fig. 1-9), et la force d'histoire intègre les variations d'accélération sur la trajectoire suivie par la particule considérée. Les termes $\nabla^2 \vec{U}$ sont des corrections apportées par Faxén, intégrant la non-uniformité du champ de vitesse.

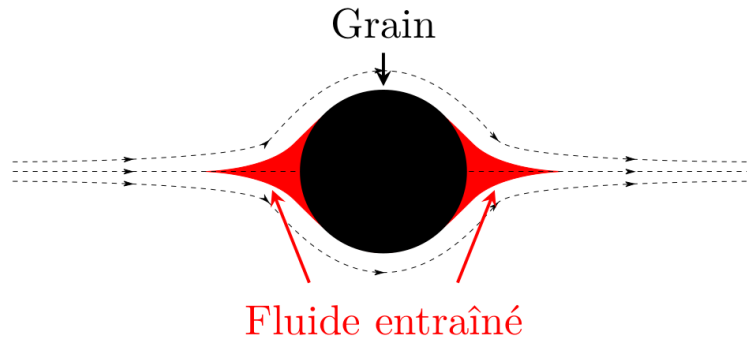


FIGURE 1-9 – Fluide entraîné par un objet en mouvement, illustrant le phénomène de "masse ajoutée" (Berchet, 2014).

Dans le cas de particules mobilisées par le vent, (Neakrase et al., 2016) considèrent un effet d'entraînement dû au vortex (*enhanced vortex entrainment effect*), dont les différentes composantes sont présentées Fig. 1-10.

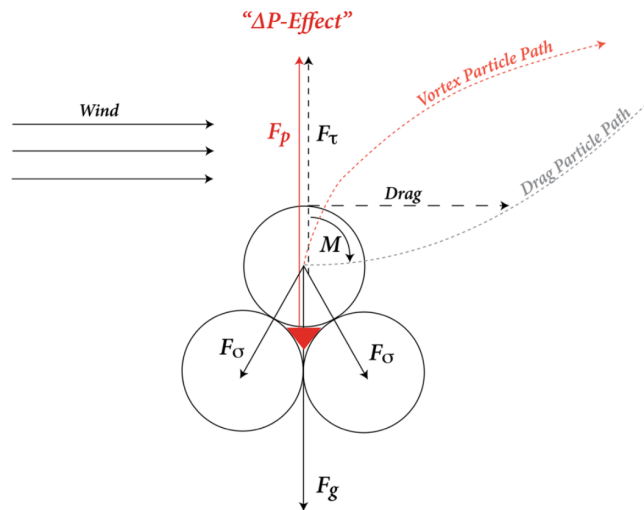


FIGURE 1-10 – Forces agissant sur une particule : F_g est la gravité, F_σ la force inter-particules, M la force de Magnus, F_p la force liée à la pression, F_τ la portance (Neakrase et al., 2016).

La contrainte exercée par l'écoulement de vitesse U et la sédimentation rentrent en compétition : il est utile d'introduire un nombre de Reynolds spécifique aux particules observées, basé sur le diamètre du grain. Il est possible d'identifier le régime d'écoulement qui y est lié (laminaire, turbulent). Typiquement, les sédiments considérés ici sont de faibles dimensions, les nombres de Reynolds sont petits et donc proches du régime laminaire (Eq. I.2.22). Certains auteurs utilisent également la vitesse à la paroi u_* pour définir leur nombre de Reynolds particulaire.

$$Re_p = Ud/\nu_f, Re_{p,*} = u_*d/\nu_f \quad (I.2.22)$$

La propulsion d'une particule à être mise en mouvement est quant à elle liée au rapport τ_* du cisaillement de l'écoulement sur le poids relatif. Ce rapport est appelé critère de Shields, il est défini par l'équation I.2.23. Selon les auteurs, il est parfois noté θ .

$$\tau_* = \frac{\tau_0 d^2}{(\rho_s - \rho_f)gd^3} = \frac{u_*^2}{(s-1)gd} \quad (I.2.23)$$

Tableau I.2 – Divers modèles reliant la contrainte seuil $\tau_{*,c}$ aux caractéristiques de particules d_* .

Auteurs	Estimation de la contrainte critique $\tau_{*,c}$
Shields-Yalin	$\tau_{*,c} = 0,22d_*^{-0,9} + 0,06 \cdot 10^{-7,7d_*^{-0,9}}$
Brownlie	$\tau_{*,c} = 0,22d_*^{-0,9} + 0,06e^{-17,77d_*^{-0,9}}$
Soulsby-Whitehouse	$\tau_{*,c} = \frac{0,3}{1+1,2d_*} + 0,055(1 - e^{-0,02d_*})$
Parker	$\tau_{*,c} = \frac{1}{2} \left(0,22d_*^{-0,9} + 0,06 \cdot 10^{-7,7d_*^{-0,9}} \right)$

De nombreuses études ont été menées pour déterminer un seuil général de mise en mouvement des particules d'un lit sédimentaire : les lois proposées expriment souvent une valeur critique de la contrainte τ_* en rapport à un diamètre adimensionné d_* (Eq. I.2.24).

$$d_* = d \left((s-1) \frac{g}{\nu_f^2} \right)^{1/3} \quad (\text{I.2.24})$$

Ces valeurs seuils se représentent couramment sous la forme d'un graphe de Shields (Fig. 1-11), proposé initialement par l'auteur du même nom en 1936 (voir Shields (1936) pour une traduction de l'article original). Sous une forme dimensionnelle, le même type d'information est donné par le graphe de Hjulström. En considérant un ensemble de particules, le diamètre d dans les équations précédentes est remplacé par le diamètre médian d_{50} .

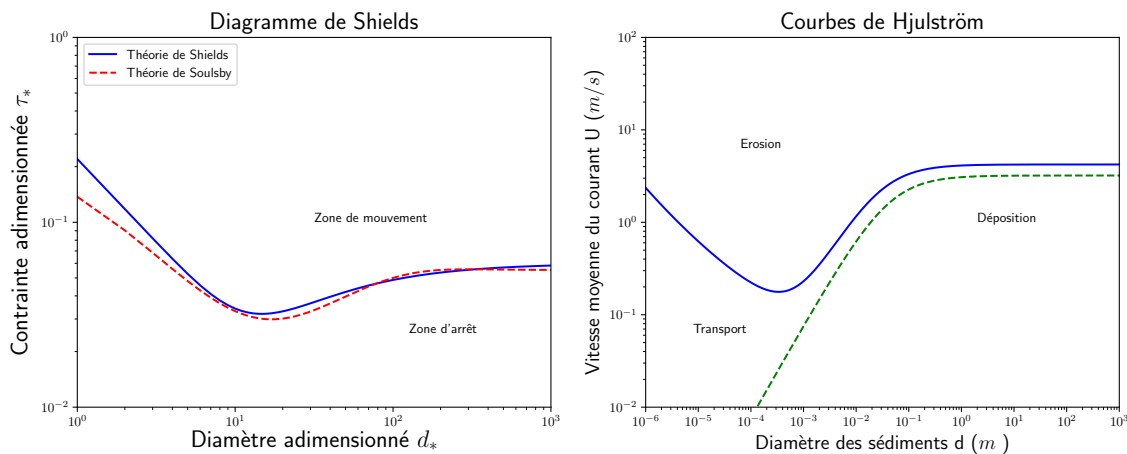


FIGURE 1-11 – Diagrammes de Shields (à gauche) et de Hjulstrom (à droite).

Plusieurs équations de la courbe seuil, comme celle de Brownlie, de Parker et al. (2003) ou de Soulsby-Whitehouse (Miedema, 2010), sont proposées Tableau I.2. Selon Ouriemi (2007), ce seuil de mise en mouvement correspond par ailleurs à un seuil d'arrêt, où les particules se fixent dans un état stable sous une contrainte donnée, en se remettant en mouvement lors d'une augmentation de contrainte pariétale. Pour fixer un ordre de grandeur, notons qu'à une particule de diamètre 530 μm , de densité relative $s = 2,65$, correspond un diamètre adimensionné $d_* = 13,3$ et une contrainte adimensionnée $\tau_{*,c} = 0,03$ selon la théorie de Shields. Cela traduit une vitesse de cisaillement à la paroi de l'ordre de $u_* = 16 \text{ mm/s}$.

Les différents modes de transport

Le transport de la charge de fond (*bed-load*) comprend le charriage et la saltation ; le reste étant

du transport en suspension (*suspended-load*), comme illustré figure 1-12. Un autre comportement lié au charriage peut être défini : la reptation. Les particules (nommées alors *reptons*) sont simplement déplacées sans décoller du fond. A l'inverse, la saltation est définie par une suite de sauts de la part d'une particule (*salton*) et est particulièrement observable lorsque l'on est proche du seuil de Shields. Dans les configurations éoliennes, un phénomène de "*splash*", où un grain de sable en saltation va venir percuter un grain au repos et le déloger, s'observe. Ce comportement n'est pas visible dans les cas aquatiques, la vitesse d'impact des particules étant plus faible (Berzi et Fraccarollo, 2015). Sous l'action du vent, Ho et al. (2014) et Martin et Kok (2016) montrent que les profils moyens décrits par les saltons sont constants (la hauteur atteinte et la longueur de parcours sont indépendantes de la vitesse d'écoulement).

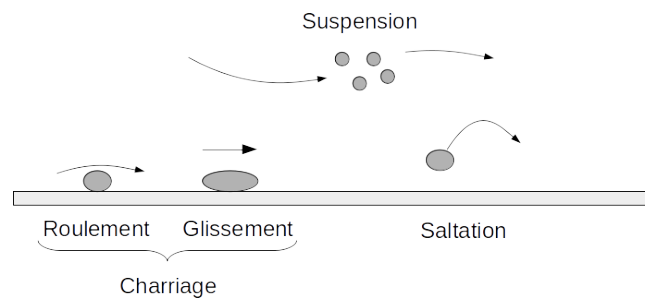


FIGURE 1-12 – Représentation des différents modes de transport.

Les modes de transport se classifient par un nombre adimensionné, le nombre de Rouse. Il se définit comme le rapport de la vitesse de sédimentation et celle de frottement : $Rs = w_s/u_*$. Pour un nombre de Rouse supérieur à 2,5, le transport se fait principalement par charriage, lorsqu'il est inférieur à 0,8 principalement en suspension. Entre les deux, un mélange des deux modes de transport s'observe.

I.3 Transport de sédiments et morphologie

Après avoir présenté le comportement d'une particule sédimentaire isolée dans un écoulement fluide, ce paragraphe se propose d'étudier le transport à une échelle plus large, notamment la formation de structures remarquables de type dunes ou le phénomène de l'affouillement. Plusieurs modèles pour la prédiction du débit solide de sédiments sont également exposés, ainsi qu'une analyse de stabilité permettant de mieux comprendre la formation de structures particulières. Ces analyses se basent sur des lits sédimentaires non-cohésifs, avec des écoulements fluides permanents.

I.3.1 Structures observables

La Figure 1-13a présente une grande structure de type dune, avec une asymétrie notable entre une pente douce (où est amené le sable) et une pente d'angle plus important où chutent les grains de matière (avalanche). La séparation entre les deux pentes est appelée crête ou sommet. Un ensemble de rides, de taille très inférieure, est aussi visible sur la droite de la photographie. Les deux types de structures peuvent se superposer, et des longueurs d'ondes spécifiques sont aisément identifiables (elles sont par la suite notées λ).

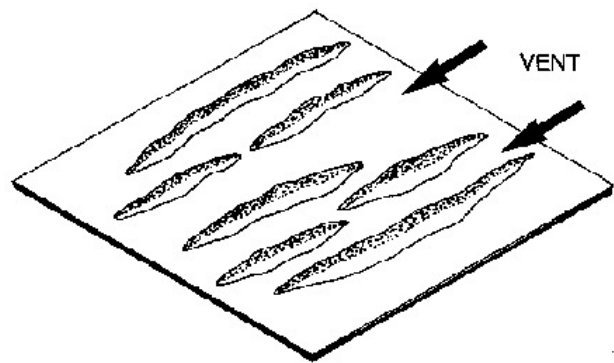
Les lits sédimentaires soumis à des écoulements à surface libre présentent également ces formations. Une distinction toutefois : les dunes seraient influencées par la proximité de la surface libre, alors que les rides en sont indépendantes. Dans les deux cas, le déplacement se fait dans le sens de l'écoulement, avec une pente douce en amont et une pente plus raide en aval du sommet. Une exception notable est l'existence des antidunes : elles apparaissent en présence d'une faible hauteur d'eau et d'un écoulement intense (nombre de Froude supérieur à 1), et surtout se déplacent dans le sens inverse au courant, sans se déformer (Moreau, 2013).

Une liste non exhaustive peut être dressée pour cataloguer ces structures. Hormis le terme dune, dérivé du néerlandais *duin*, une partie de ces formations porte des noms arabes, l'observation dans les déserts étant plus aisée qu'en milieu sous-marin :

- protorides : schéma régulier de vagues de sable symétriques, de faible amplitude (quelques diamètres de grain), perpendiculaires au courant, et stationnaires. Leur amplitude augmente, par dépôt sur une face et érosion sur l'autre, et elles évoluent soudainement, sur de larges zones, de manière quasi-simultanée. Lorsqu'elles sont asymétriques, elles deviennent des rides.
- rides à grains roulants (*rolling-grain ripples*) : petites structures formées sous écoulement transitoire, disposant d'une longueur d'onde stable, qui évoluent vers les rides à tourbillons.
- rides à tourbillons (*vortex ripples*) : structures de taille plus importante, avec la présence de tourbillons au sommet de la crête de la ride.
- barkhanes, dunes en forme de croissant, précédemment étudiées à l'Institut P' par Hamidouche (2013).
- *seif* ("épée"), dunes linéaires, dans le sens du vent (Fig. 1-13b), qui se forment dans les zones soumises à deux vents dominants.
- et bien d'autres : dunes paraboliques (*aklé*), en étoile (*ghourd*), accumulation de sable sur un obstacle (*nebka*)...



(a) Dune et ensemble de rides, désert de Lompoul, Sénégal.
Photographie : Marie Thouvenot.



(b) Dunes de type *seif*. Source : Food and Agriculture Organization (www.fao.org).

FIGURE 1-13 – Diverses formations observables.

Bagnold et Taylor (1946) distinguent deux catégories de rides, celles à grains roulants et celles à tourbillons. Des études par PIV (*Particle Image Velocimetry*) ont permis de montrer qu'un tourbillon transitoire était néanmoins observable pour les rides à grains roulants, lors du retournement des vagues (Rousseaux, 2003).

Les formations éoliennes sont régulièrement soumises à l'influence de plusieurs vents dominants : Reffet (2010) s'intéresse à la genèse de ces structures, dans le cas de deux directions prépondérantes. Il indique ainsi qu'avec des orientations dont la séparation angulaire est faible (30°), les champs de dunes se créent perpendiculairement à la direction moyenne, alors qu'une séparation forte (140°) induit des champs de dunes parallèles à l'écoulement moyen (ce sont les dunes *seif* illustrées figure 1-13b). Ainsi, une séparation angulaire de 90° induit une cohabitation de structures parallèles et perpendiculaires à la direction moyenne du vent. Une analyse des fréquences spatiales (via une Transformée de Fourier en deux dimensions) permet ensuite à l'auteur d'identifier la répartition d'énergie selon les vecteurs d'onde k et de montrer que leur répartition change selon l'angle.

Description des dunes et des rides

Les critères pour catégoriser dunes et rides ne font pas consensus : leurs comportements sont assez similaires, mais ne répondent pas forcément aux mêmes modèles.

Les rides sont caractérisées notamment par leur hauteur h_r et par leur longueur d'onde λ_r . Certains auteurs utilisent un indice caractéristique de ride $\Omega_r = \lambda_r/h_r$: par exemple McKenna Neuman et Bédard (2016), pour des rides éoliennes, obtiennent un indice de l'ordre de $\Omega_r = 18$. Dans le cas aquatique, avec h_e la profondeur d'eau, Emadzadeh (2014) indique des rapports de l'ordre de $\Omega_r \in [15; 75]$, avec $\lambda_r/h_e \in [4; 5]$ et $h_e/h_r \in [2; 9]$.

Dans une rivière naturelle, les rides peuvent être de l'ordre du millimètre à quelques centimètres (Charru et al., 2013), et atteignent 1 à 2 cm en canal hydro-sédimentaire (O'Donoghue et Clubb,

2001; Lebunetel-Levaslot et al., 2007). La longueur d'onde est couramment de 10 à 20 cm, mais peut atteindre 60 cm, comme dans l'étude de Lapotre et al. (2017). La connaissance des profils de rides ou de dunes permet d'étudier par la suite l'écoulement autour de géométries fixes, pour comprendre l'écoulement du fluide (eau ou air) environnant (Fig. 1-14).

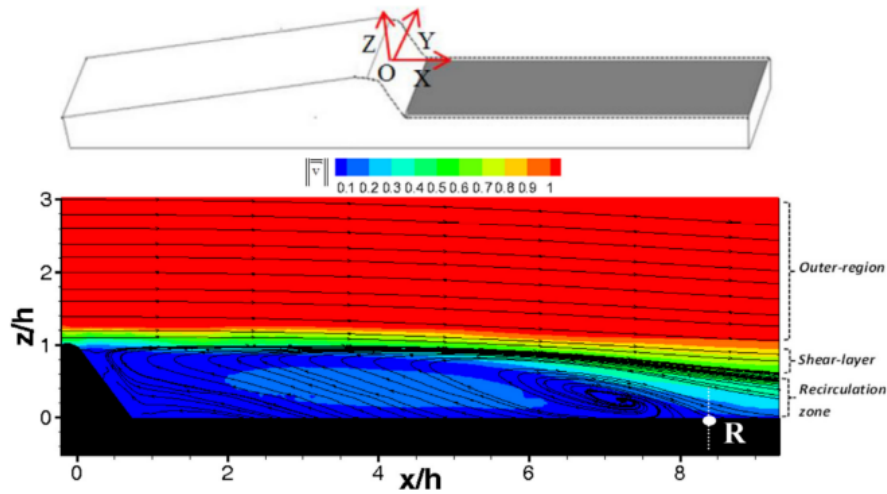
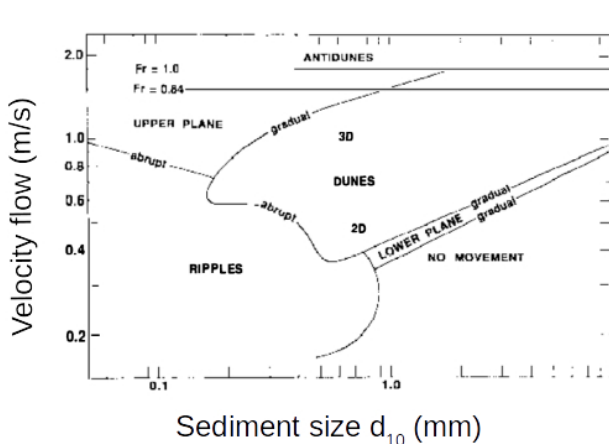


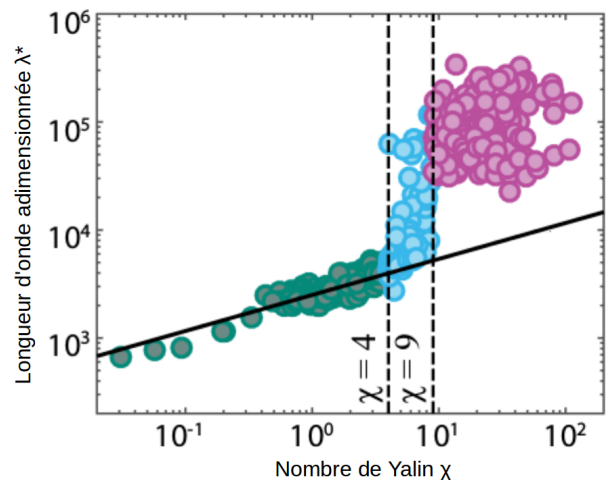
FIGURE 1-14 – Géométrie d'une ride fixe et étude par PIV associée, pour un nombre de Reynolds de 600 (Hamidouche et al., 2018). Le point R correspond au recollement de l'écoulement.

Plusieurs auteurs proposent des diagrammes de stabilité permettant de prédire, en fonction des caractéristiques du fluide et du sédiment, les structures attendues. Ainsi, Southard (1991) dresse un diagramme reliant vitesse d'écoulement et diamètre sédimentaire (Fig. 1-15a) à partir d'expériences en canal avec 25 à 40 cm d'eau en hauteur. Lapotre et al. (2017) propose un autre type de diagramme (Fig. 1-15b), basé sur une longueur d'onde adimensionnée $\lambda_* = \lambda u_* / \nu_f$ et un nombre adimensionné χ . Celui-ci représente la propension d'une particule à être entraînée par un fluide : il est identifié comme le "nombre de Yalin" et se calcule comme $\chi = Re_{p,*} \sqrt{\tau_*}$. Trois zones sont alors identifiées sur le diagramme (λ_*, χ) : les rides, pour $\chi < 4$, suivent l'équation I.3.1, les dunes correspondent à $\chi > 9$, et des structures transitoires sont observées pour $\chi \in [4; 9]$.

$$\lambda_* = 2504 \chi^{1/3}, \text{ soit } \lambda = 2504 \frac{\nu_f^{2/3} d^{1/6}}{[(s-1)g]^{1/6} u_*^{1/3}} \quad (I.3.1)$$



(a) Diagramme de stabilité de formes sédimentaires (Southard, 1991).



(b) Diagramme de Lapotre et al. (2017). En vert : rides, en bleu : structures transitoires, en fuschia : dunes.

FIGURE 1-15 – Diagrammes de stabilité de morphologies sédimentaires.

Dans certains cas, la longueur d'onde des structures évolue au cours du temps. Selon Coleman et Melville (1996), la longueur d'onde initiale de rides λ_i , lors de leur formation sous un écoulement turbulent, suit l'équation I.3.2.

$$\lambda_i = 10^{5/2} d Re_{p,*}^{-0,2} \quad (\text{I.3.2})$$

La longueur d'onde s'accroît par la suite, ce phénomène étant connu comme le "mûrissement" (ou *coarsening*) : de plus amples informations sont disponibles dans la thèse de Langlois (2005). En modifiant une expression de Raudkivi, qui soumettait l'équation $\lambda_i = 150\sqrt{d}$, Coleman et Eling (2000) proposent l'équation I.3.3 : ici, la génération de rides est modélisée indépendamment du régime (laminaire ou turbulent). Le même processus gouvernerait la formation des dunes.

$$\lambda_i = 175d^{0,75} \quad (\text{I.3.3})$$

Rossi et al. (2003) indique à l'opposé que la turbulence joue un rôle prépondérant, en amenant localement une vitesse de cisaillement plus grande que la vitesse seuil. L'influence de la turbulence serait sous-estimée, car des expériences réalisées sous le seuil de Shields voient néanmoins une apparition de rides (et donc un transport de matière).

Ainsi de nombreux modèles sont proposés pour classifier et distinguer dunes et rides. La prédiction des dimensions de ces structures (longueurs d'onde, hauteur...) est un point clé de ces études, mais les forces à l'œuvre dans les processus de formation (turbulence, caractéristiques de l'écoulement, des sédiments) ne font pas consensus, et la recherche d'un modèle général est toujours en question ouverte.

I.3.2 Phénomène d'affouillement

Un second processus de transport est l'affouillement (*scour*) : ce phénomène d'érosion est dû aux tourbillons et remous générés par la présence d'obstacles dans un écoulement. L'exemple typique est le creusement du plancher sédimentaire derrière une pile de pont (*scour hole*), qui est à l'origine des situations comme celle du Pont Wilson de Tours. Les études en laboratoire modélisent ces piles de pont par des géométries connues (généralement des cylindres), comme illustré Fig. 1-16. Un tourbillon en fer à cheval est présent proche du fond, et se surajoute à l'allée de Von Kármán.

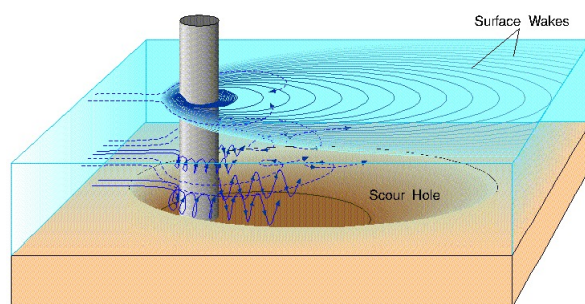


FIGURE 1-16 – Phénomène d'affouillement derrière un cylindre (<https://fr.wikipedia.org>).

Deux cas se distinguent, dépendant de la vitesse d'écoulement U par rapport à la vitesse critique de mise en mouvement U_c . Si le seul charriage observable est provoqué par la présence de l'obstacle étudié, le régime est dit *clear water* (cas sous-critique, $U < U_c$). Si l'écoulement charrie du sédiment même hors perturbation du milieu, le régime est dit *live bed* (cas super-critique). Précisons que ces deux régimes ne s'étudient et ne se modélisent pas de la même manière : le cas *live bed* voit un apport régulier de sédiment dans la zone d'affouillement, en provenance de l'amont (*backfilling*). Les problématiques sont de déterminer avec précision les géométries érodées (profondeur à l'équilibre S de la fosse creusée notamment) en fonction des caractéristiques géométriques et d'écoulement.

Manes et Brocchini (2015) proposent pour un cylindre de diamètre D soumis à un écoulement de vitesse U (régime sous-critique), en partant de considérations sur les tourbillons de Kolmogorov, la modélisation indiquée Eq. I.3.4 ; S représente la profondeur à l'équilibre, C_d le coefficient de traînée,

Fr_D le nombre de Froude lié au cylindre ($Fr_D = U/\sqrt{gD}$). Dans le cas super-critique, un facteur multiplicatif Φ s'applique, où $\Phi = K_1(U/U_c)^{K_2}$, avec K_1 et K_2 deux constantes valant 0,47 et -1,89.

$$\frac{S}{D}|_{U < U_c} \sim Fr_D^2 \frac{1}{s-1} C_d^{2/3} \left(\frac{D}{d}\right)^{2/3}, \quad \frac{S}{D}|_{U > U_c} \sim \Phi \frac{S}{D}|_{U < U_c} \quad (I.3.4)$$

Dans le cas d'un écoulement de houle, le nombre de Keulegan Carpenter KC , défini Eq. I.3.5 (avec U_v la vitesse orbitale et T_v la période des vagues), est pertinent (Baglio et al., 2001). Si le courant est continu, ce nombre tend vers l'infini : $KC \rightarrow \infty$.

$$KC = \frac{U_v T_v}{D} \quad (I.3.5)$$

Ainsi, l'affouillement peut s'estimer sous écoulement périodique par l'équation I.3.6 (Sumer et al., 2001). Avec un écoulement permanent, Zanke et al. (2011) proposent la modification Eq I.3.7.

$$\left(\frac{S}{D}\right)_{vagues} \approx 1,3 \left(1 - e^{-0,03(KC-6)}\right) \quad (I.3.6)$$

$$\left(\frac{S}{D}\right)_{permanent} \approx 2,5 \left(1 - 0,5 \frac{U_c}{U}\right) \quad (I.3.7)$$

Notons que si la notion d'équilibre apparaît claire dans le régime super-critique (la fosse creusée oscille autour d'une profondeur moyenne), Manes et Brocchini (2015) indiquent que le concept est plus flou dans le régime sous-critique : certains auteurs considèrent qu'un équilibre est atteint en un temps fini, d'autres que la fosse se creuse en permanence, de manière asymptotique. Par exemple, pour un écoulement sous-critique, les données expérimentales de Melville et Chiew (1999) correspondent au modèle suivant (Eq. I.3.8), avec S_e la profondeur à l'équilibre et t_e un temps caractéristique.

$$\frac{S}{S_e} = \exp\left(-0,03 \left|\frac{U_c}{U} \ln\left(\frac{t}{t_e}\right)\right|^{1,6}\right) \quad (I.3.8)$$

Le problème de l'affouillement se présente également en présence de canalisations (pipelines industriels par exemple), comme le présente Sumer et al. (1988) : ce sont dans ce cas les recirculations derrière des cylindres horizontaux qui provoquent un affouillement. Le phénomène peut se complexifier si le cylindre est tronqué : ne ressortant pas de la surface libre, il produit un effet "écoulement derrière une marche", avec un recollement. Des revues récentes de la littérature sont proposées par Ettema et al. (2011) ou Auzerai (2017).

Problématiques sur la mobilisation d'un lit sédimentaire

Nous avons vu précédemment que, pour avoir une morphologie observable du lit, un mouvement caractérisé par le seuil critique de Shields est nécessaire.

Classiquement, ce sont les interactions entre le sédiment, la forme du lit et l'écoulement (Fig. 1-17) qui initient le transport. Quelques complexifications sont envisageables : en étudiant une rivière *in situ*, Marquis (2012) modifie ces trois interactions en y ajoutant la prise en compte de la compacité du lit (c'est-à-dire sa contraction ou sa dilatation). Bien que découplé du comportement du fluide, ce phénomène a un effet sur la topographie du plancher sédimentaire. La présence de végétaux peut également être prise en compte : la flore contribue à la rétention de sédiments fins tout en modifiant localement l'écoulement. Notons également que le charriage est souvent considéré comme un flux unique, dans le sens de l'écoulement : Seizilles (2013), en s'intéressant au transport en milieu naturel, montre que deux flux peuvent être modélisés, l'un advectif, dans le sens de l'écoulement (transport classique), l'autre diffusif, perpendiculaire à l'écoulement (typiquement en direction des berges). Ce mode proviendrait des mouvements erratiques des particules sédimentaires, qui peuvent être vues comme autant de marcheurs aléatoires indépendants : elles se déplacent globalement dans le sens du courant, mais subissent des mouvements désordonnés vers l'une ou l'autre des rives (elles obéissent

en fait à un processus de Markov). Un coefficient de diffusion standard peut donc être estimé, et il est de même possible de définir un nombre de Peclet caractérisant le transfert de particules (le nombre de Peclet est un rapport des transferts convectifs par rapport aux transferts diffusifs). Il est à noter que ce processus contribuerait à stabiliser la forme d'une rivière autour d'une largeur d'équilibre, en assurant un apport en sédiments sur les berges. Un déficit en matière, dû à la présence de barrages par exemple, romprait alors cet équilibre.

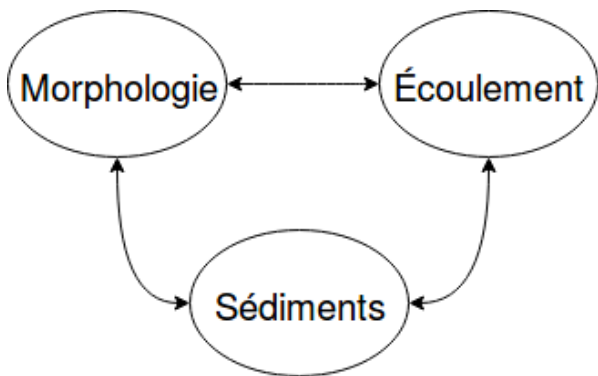


FIGURE 1-17 – Illustration des interactions en dynamique sédimentaire.

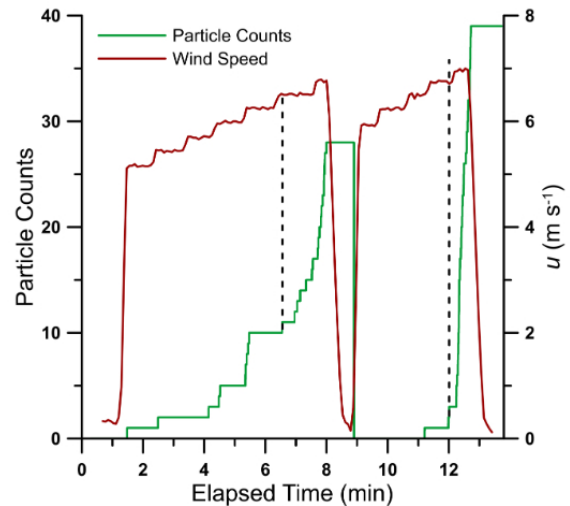


FIGURE 1-18 – Définition de la vitesse seuil (McKenna Neuman et Bédard, 2016).

Enfin, il est également nécessaire de s'accorder sur la définition du "mouvement" d'un lit sédimentaire : c'est, selon le Larousse, le "déplacement d'un corps", un "changement de position dans l'espace". Lorsque l'écoulement passe au-dessus du lit sédimentaire, certaines particules isolées vont se déplacer : pour autant, leur caractère solitaire ne correspond pas au seuil de mouvement des autres particules. Quand commence-t-on à identifier que le lit bouge, et pas seulement une de ses parties ?

C'est ici une énigme bien connue de l'Antiquité, le paradoxe du tas : celui-ci part du principe qu'un grain de sable ne constitue pas, à lui seul, un tas de sable. Un second grain ajouté ne permet toujours pas d'identifier un tas. Par récurrence, ce raisonnement montre qu'un tas de sable ne peut être formé par une accumulation de grains. A l'inverse, il est aussi possible de dire qu'un tas de sable le reste, même en retirant un grain, ce qui aboutit à la conclusion qu'un grain est un tas à lui seul. Le paradoxe provient de la confusion entre quantitatif et qualitatif. Pour les énoncés précédents, la notion de tas ne peut être quantitative (la question "n objets forment-ils un tas" n'a pas de réponse tranchée), et c'est le même problème pour notre définition du mouvement du lit. Une particule peut être identifiée comme en mouvement ou non, mais le critère pour définir le mouvement sur l'ensemble du lit (notion qualitative) n'est pas tranché. Il faut donc prendre en compte des notions quantitatives, éventuellement statistiques, décrivant le lit (hauteur, vitesse moyenne, nombre de particules en mouvement...). Pour résoudre ce problème, Blanpain et al. (2015) fixent par exemple leur critère de "seuil de mouvement" à un flux continu de plusieurs particules sur l'ensemble du lit. De manière plus systématique, McKenna Neuman et Bédard (2016) proposent un protocole de détermination de la vitesse seuil lors d'expériences en soufflerie avec du sable. Avec un capteur Laser, aligné perpendiculairement avec le sens de l'écoulement d'air, le nombre de particules (cumulées) se déplaçant est estimé. Il faut que l'augmentation de ce nombre de particules soit continue (même si elle peut être faible), pour pouvoir considérer que ce ne sont pas des mouvements aléatoires ou dus à de petits grains (Fig. 1-18). Le test est répété une seconde fois, pour éviter les biais dus à d'éventuelles structures internes : en recommençant, si une valeur plus faible de u_{seuil} est obtenue, elle est conservée.

I.3.3 Lois de transport

Cette section introduit une vision d'ensemble du phénomène de transport, avec l'estimation de la quantité de matière déplacée par un écoulement fluide de caractéristiques données. Tout comme

les catégorisations des dunes et des rides, plusieurs modèles existent pour décrire les débits solides transportés, régulièrement basés sur le critère de Shields, mais ils ne font pas consensus. Le concept de "longueur de saturation", pertinent pour la compréhension du processus par lequel un fluide se "charge" en sédiments, est également présenté.

I.3.3.1 Evaluation du débit solide

Le débit solide Q_s est naturellement exprimé en m^3/s , et il est parfois exprimé par unité de longueur. L'évaluation du débit de sédiment est souvent formulée en fonction d'une contrainte seuil, par exemple un nombre de Shields critique. Une des lois les plus utilisées est celle de Meyer-Peter et Müller (1948), qui exprime le débit charrié en fonction du nombre de Shields (Eq. I.3.9). Le livre de Chanson (2004) compile par exemple différentes formules pour la prédiction du transport sédimentaire.

$$Q_s(\tau_*, \tau_{*,c}) = 8 \sqrt{\frac{\rho_s - \rho_f}{\rho_f} g d^3} (\tau_* - \tau_{*,c})^{3/2} \quad (I.3.9)$$

Le paramètre $Q_{s,*}$ est parfois appelé nombre d'Einstein, il représente le débit solide adimensionné par les variables de densité réduite s , de gravité g et de diamètre particulaire d (Eq. I.3.10). L'expression de Meyer-Peter et Müller (1948) peut se réécrire alors comme Eq. I.3.11.

$$Q_{s,*} = Q_s / \sqrt{(s-1)gd^3} \quad (I.3.10)$$

$$Q_{s,*} = 8(\tau_* - \tau_{*,c})^{3/2} \quad (I.3.11)$$

Un autre facteur adimensionné, g_* , est proposé par Lee et al. (2004), avec ρ_s , u_* et d comme variables d'adimensionnement : $g_* = Q_s / \rho_s u_* d$. Ce débit solide adimensionné est relié au nombre de Shields par l'équation I.3.12 :

$$g_* = 2,7 \tau_* \left(1 - \frac{\tau_{*,c}}{\tau_*} \right)^{0,9} \quad (I.3.12)$$

Les lois de transport prennent la forme de l'équation I.3.13, où A, n et m dépendent des auteurs. Quelques exemples sont référencés Fig. 1-19, les coefficients étant indiqués dans le Tableau I.3.

$$Q_{s,*} = A \tau_*^n (\tau_* - \tau_{*,c})^m \quad (I.3.13)$$

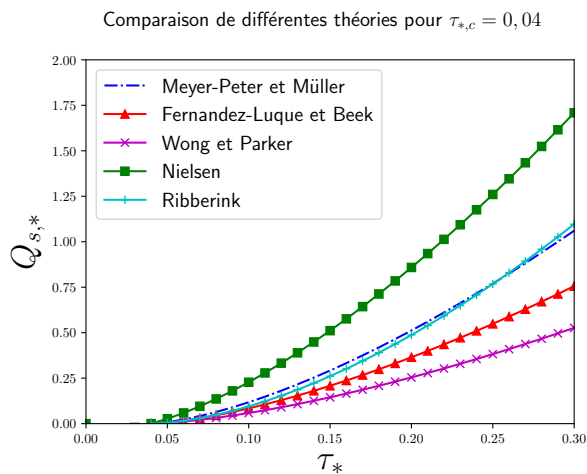


FIGURE 1-19 – Comparaison de différentes théories sur le transport sédimentaire.

Auteurs	A	n	m
Meyer-Peter et Müller (1948)	8	0	3/2
Fernandez Luque et Van Beek (1976)	5,7	0	3/2
Ribberink et Al-Salem (1989)	10,4	0	1,67
Nielsen (1992)	12	0,5	1
Wong et Parker (2006)	3,97	0	3/2

Tableau I.3 – Quelques lois de transport, l'équation générale étant $Q_{s,*} = A \tau_*^n (\tau_* - \tau_{*,c})^m$.

Valance et al. (2013) indiquent que le débit solide de particules Q_s , dans le cas éolien, est en dépendance quadratique de la vitesse seuil u_* lorsque le lit est érodable, alors qu'avec un lit rigide

il suit une loi cubique : cela tranche avec les prévisions de Bagnold, qui estimait une dépendance cubique dans les deux cas. Pour [Martin et Kok \(2016\)](#), la matière transportée est une relation linéaire de la vitesse de cisaillement dans le cas éolien : ils estiment que ce serait en fait la densité réduite s , via l'importance du phénomène de *splash* par rapport à l'entraînement fluide, qui piloterait la transition entre linéaire (cas éolien) et non-linéaire (cas aquatique).

Taux d'érosion

Le transport sédimentaire peut être vu comme un "taux d'érosion" (*pick up rate*), correspondant au volume de matière arrachée par l'écoulement pour une surface et un temps donné. Il est alors noté E et s'exprime en $\text{m}^3/\text{m}^2/\text{s}$. Lorsque le lit est à l'équilibre, le taux de déposition est égal à celui d'érosion. Sa forme adimensionnée se présente comme l'équation I.3.14, avec s , g et d comme variables d'adimensionnement. E se relie à Q_s tel que $E = Q_s L_a$ ([Emadzadeh, 2014](#)), où L_a est une distance moyenne du transport d'une particule (de son érosion à son dépôt).

$$E_* = \frac{E}{\sqrt{(s-1)gd}} \quad (\text{I.3.14})$$

D'un point de vue pratique, le taux d'érosion se mesure à partir de la masse totale M_T , ou du volume V_T de sédiment entraîné, de la surface exposée A , de la durée d'observation T . E se calcule suivant la relation $E = M_T/AT$, comme proposé par [Van Rijn \(1984a\)](#). Quelques modèles sont proposés dans le Tableau I.4, et une revue récente des différentes expressions du taux d'érosion est proposée par [Emadzadeh \(2014\)](#) dans son manuscrit de thèse.

Tableau I.4 – Diverses lois sur le taux d'érosion, avec α une constante empirique.

Auteurs	Estimation du taux d'érosion
Fernandez Luque (1974)	$E_* = \alpha(\tau_* - \tau_{*,c})^{3/2}$
Yalin (1977)	$E_* = \frac{\alpha u_*}{\sqrt{(s-1)gd}}$
Van Rijn (1984b)	$E_* = 0,00033d^{0,3} \left(\frac{\tau_* - \tau_{*,c}}{\tau_{*,c}} \right)^{3/2} \left(\frac{(s-1)g}{v_f^2} \right)^{0,1}$
Nielsen (1992)	$E_* = 0,00033 \left(\frac{\tau_* - \tau_{*,c}}{\tau_{*,c}} \right)^{3/2} \frac{[(s-1)g]^{0,6} d^{0,8}}{v_f^{0,2}}$

Une autre formulation du taux d'érosion est proposée par [Charru \(2006\)](#), à partir d'un modèle d'érosion / déposition, où les taux s'expriment en particules· m^{-2} · s^{-1} (Fig. 1-20). Avec n un nombre de particules déplacées, le débit solide q vaut $q = nu$. Les taux d'érosion (\dot{n}_e) / déposition (\dot{n}_d) sont modélisés par les équations I.3.15.

$$\dot{n}_e = c_e \frac{(\tau - \tau_c)}{\rho_s d^3 w_s}, \dot{n}_d = c_d \frac{w_s n}{d} \quad (\text{I.3.15})$$

À l'équilibre, c'est-à-dire quand $\dot{n}_e = \dot{n}_d$, le nombre de particules déplacées est n_{eq} (Eq. I.3.16). Les coefficients c_e et c_d ont été respectivement estimés à $0,43 \pm 0,05$ et $0,094 \pm 0,006$ par [Lajeunesse et al. \(2010\)](#). Bien qu'étant à l'origine exprimé pour un lit sédimentaire composé de billes de diamètre homogène, il se généralise et est valide dans des cas bimodaux ([Houssais, 2013](#)).

$$n_{eq} = \frac{1}{d^2} \frac{c_e}{c_d} (\tau_* - \tau_{*,c}) \quad (\text{I.3.16})$$

Quelques remarques : en dimensionnant correctement les équations I.3.13 et I.3.15, les résultats obtenus pour l'érosion sont du même ordre de grandeur. Cependant, comme l'illustre la Fig. 1-19 et les différents modèles proposés dans les Tableaux I.3 et I.4, les prédictions évaluent l'ordre de

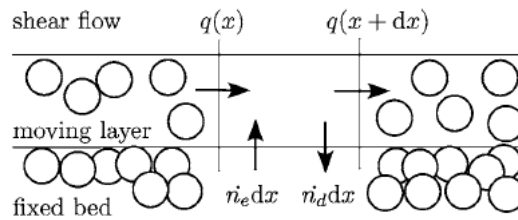


FIGURE 1-20 – Modèle érosion / dépôt (Charru, 2006).

grandeur du débit solide, mais demeurent imprécises. Notons que les formules précédentes sont valables pour des sédiments non-cohésifs. Dans le cas inverse, des modèles existent, suivant une loi du type $E = E_0 \exp[\alpha(\tau_0 - \tau_c)/\tau_c]$ comme le propose Partheniades (2009) pour des vases plus ou moins consolidées. La complexité vient alors de la variabilité temporelle du matériau, ici via les coefficients E_0 et α , et de la compacité de la structure du lit sédimentaire.

I.3.3.2 Longueur de saturation

Un écoulement établi au-dessus d'un lit sédimentaire transporte une quantité donnée de particules. Cependant, le fluide concerné ne mobilise pas directement tous les grains de matière possibles, il se "charge" progressivement en sédiments jusqu'à atteindre un débit solide saturé. C'est le concept de "longueur de saturation" présenté Figure 1-21. Le taux de transport maximal est noté Q_{sat} , et le flux instantané de sédiments $Q_{s,i}$. Ce dernier augmente au cours du temps et de la propagation au-dessus d'un lit érodable. Le déphasage entre $Q_{s,i}$ et Q_{sat} , indiqué Eq. I.3.17, traduit le concept de la longueur de saturation L_{sat} : c'est la distance nécessaire pour que le débit $Q_{s,i}$ atteigne le débit saturé Q_{sat} (Andreotti et al., 2002, 2010; Charru, 2012).

Une autre définition peut être donnée par la variable L_{drag} , longueur nécessaire à un grain en saltation pour être accéléré à la vitesse du fluide l'environnant, de l'ordre de $L_{drag} = d\rho_s/\rho_f$.

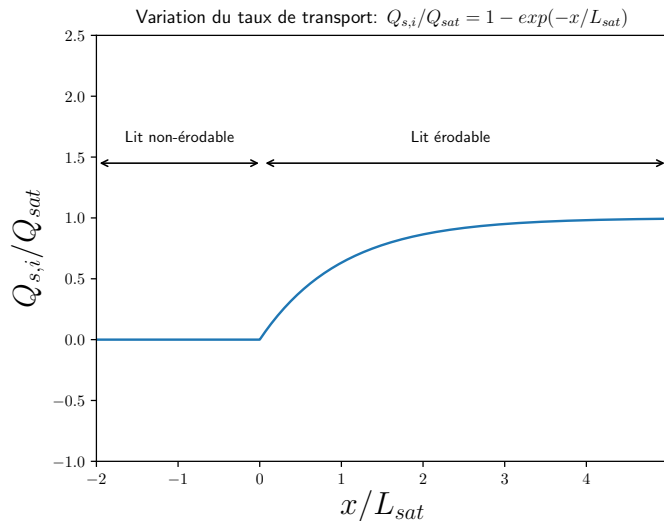


FIGURE 1-21 – Schématisation de la saturation du flux de particules.

$$\frac{\partial Q_{s,i}}{\partial x} = \frac{Q_{sat} - Q_{s,i}}{L_{sat}} \tag{I.3.17}$$

Du Bois (1879) décrit ce phénomène de saturation :

«Une fois une certaine quantité de matières en mouvement sur le fond du lit, la vitesse des filets liquides devient trop faible pour entraîner davantage : le cours d'eau est

alors saturé. Un cours d'eau non saturé tend à le devenir en entraînant une partie des matériaux qui composent son lit, et en choisissant de préférence les plus petits.»

La longueur de saturation est d'environ quelques mètres pour le cas éolien. Son ordre de grandeur est de $L_{sat}/d \approx 10^4$. Par exemple, [Andreotti et al. \(2002\)](#) utilisent une longueur de saturation de 9 m. L_{sat} dépendrait linéairement de la densité réduite et du diamètre, suivant la relation suivante I.3.18. [Claudin et Andreotti \(2006\)](#) estiment également que pour une interface présentant des rides, leur longueur d'onde λ et L_{drag} sont directement proportionnelles, étant reliées par l'expression : $\lambda \approx 53L_{drag}$.

$$L_{sat} \approx 4d\rho_s/\rho_f \quad (\text{I.3.18})$$

Pour un même matériau érodé, la longueur de saturation dans l'eau est largement inférieure (d'au moins 3 ordres de grandeur) : elle est par exemple de l'ordre de 1 cm pour [Andreotti et al. \(2002\)](#). Pour la charge de fond, L_{sat} suivrait le modèle de l'équation I.3.19 ([Charru et Laval, 2013](#)). Cependant, les modèles apparaissant valables dans le domaine éolien ne décrivent pas forcément de manière fiable la physique en milieu sous-marin.

$$L_{sat} \propto Ud/w_s \quad (\text{I.3.19})$$

[Lapotre et al. \(2017\)](#) utilise une relation relativement simple : $L_{sat} \propto \frac{u_* d}{\sqrt{(s-1)gd}}$, tandis que [Durán et al. \(2012\)](#) propose l'équation I.3.20 :

$$L_{sat} = \frac{2}{3} \frac{\rho_s}{\rho_f} \frac{d}{C_d} \left(\sqrt{\frac{\mu_s}{\mu_d} \frac{u_*}{u_{*,c}}} - 1 \right) \quad (\text{I.3.20})$$

avec C_d le coefficient de traînée, μ_s et μ_d étant les coefficients de friction statique et de friction dynamique. Ceux-ci ont un rapport de 6, ce qui signifie qu'une fois le mouvement initialisé, les frottements diminuent et les déplacements sont facilités (lubrification du mouvement). $u_{*,c}$ est la vitesse du fluide au seuil de transport. Les longueurs de saturation obtenues par ce modèle sont équivalentes à quelques diamètres de grains.

[Heyman et al. \(2014\)](#) et [Bohorquez et Ancy \(2016\)](#) proposent pour L_{sat} l'équation I.3.21 :

$$L_{sat} = \frac{2D_u}{\bar{u}_s} \left[\sqrt{1 + 4Pe^{-2}} - 1 \right]^{-1} \quad (\text{I.3.21})$$

où \bar{u}_s est la vitesse moyenne des particules et Pe est un nombre de Peclet, rapport de deux longueurs $l_c = \bar{u}_s/\kappa$ (advection) et $l_d = \sqrt{D_u/\kappa}$ (diffusivité), tel que $Pe = l_c/l_d$. κ s'exprime en particules/s, il correspond à la différence entre les taux d'érosion et de déposition présentés précédemment, et D_u est la diffusivité des sédiments en m^2/s .

Selon [Lajeunesse et al. \(2010\)](#), la longueur de saturation L_{sat} satisfait à l'équation I.3.22, et serait donc proportionnelle à $\sqrt{\tau_*} - \sqrt{\tau_{*,c}}$

$$L_{sat} = 70d \frac{u_* - u_{*,c}}{w_s} \quad (\text{I.3.22})$$

Comme le souligne [Charru et Laval \(2013\)](#), cette longueur de saturation est encore mal comprise dans le cas sous marin. Comme présenté dans le paragraphe suivant, ce concept permet notamment d'établir des approches de type "instabilités" pour la formation de dunes ou de rides, et un modèle permettant de prédire L_{sat} de manière robuste serait une avancée certaine pour la compréhension des phénomènes.

I.3.4 Analyse de stabilité

L'analyse de stabilité est une approche courante pour la formation des structures sédimentaires : de nombreuses thèses ou articles développent ces méthodes, comme [Sumer et Bakioglu \(1984\)](#), [McLean \(1990\)](#), [Fourrière \(2009\)](#), [Franklin \(2010\)](#) ou [Guignier \(2014\)](#). Le principe général est de considérer un fond sédimentaire initialement plat, avec un écoulement fluide (eau, air) de vitesse U au-dessus, de profondeur finie ou non. En introduisant des modes de Fourier, il est possible d'estimer comment une

petite perturbation du fond sera amplifiée, avec quelle longueur d'onde préférentielle, quelle vitesse de croissance ...

Prenons un lit sédimentaire avec une perturbation initiale, dont l'interface avec le fluide est identifiée par $\eta(x)$ (Fig. 1-22). La conservation de la matière reliant la variation temporelle du lit au débit de sédiment, connue comme équation d'Exner, s'écrit (Eq. I.3.23) :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial Q_{s,i}}{\partial x} \quad (\text{I.3.23})$$

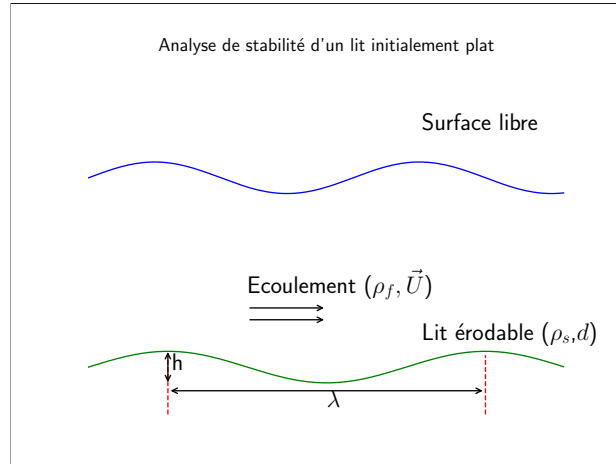


FIGURE 1-22 – Perturbation d'un lit sédimentaire.

La surface du lit perturbée s'exprime dans l'espace de Fourier comme $\eta = h e^{\sigma t} e^{jk(x-ct)}$, où h est une altitude, σ est un taux de croissance temporel, $k = 2\pi/\lambda$ est un nombre d'onde, c est une vitesse de propagation de perturbation ; également, $\omega = kc$ est une pulsation. De la même manière, dans l'espace de Fourier, $Q_{s,i}/Q_{sat} = 1 + Q e^{\sigma t} e^{jk(x-ct)}$ décrit une petite fluctuation du débit solide.

En insérant les expressions de η et $Q_{s,i}$ dans l'équation d'Exner, il ressort l'équation I.3.24.

$$(\sigma - j\omega)h + jkQ_{sat} = 0 \quad (\text{I.3.24})$$

Considérons maintenant la contrainte adimensionnée τ_* provoquant le transport, avec sa valeur moyenne $\bar{\tau}_*$ et sa perturbation τ_*' . Cette dernière se comporte comme $\tau_*' = (A + jB)k\eta$, où A et B sont des constantes (A représentant la composante en phase avec le fond et B la composante en quadrature). Les lois de transport prédisent une dépendance du débit saturé q_{sat} en puissance 3/2 par rapport à la contrainte ($q_{sat} \propto \tau_*^{3/2}$). Un développement limité peut s'appliquer, comme proposé par Andreotti et al. (2002) ou Franklin (2010), où $q_{sat} \propto \tau_*^{3/2}$, soit $q_{sat} \propto Q_{sat}(1 + \tau_*')^{3/2}$. Q_{sat} est le débit de particules par unité de longueur et de temps, considéré avec un fond sédimentaire sans aucune déformation ($Q_{sat} \propto \bar{\tau}_*^{3/2}$), et résulte en l'équation I.3.25 :

$$\frac{q_{sat}}{Q_{sat}} = 1 + \frac{3}{2}(A + jB)k\eta \quad (\text{I.3.25})$$

En reprenant l'équation I.3.17 décrivant le lien entre débit solide et longueur de saturation, dans l'espace de Fourier, et en utilisant l'équation I.3.25, l'expression I.3.26 est obtenue.

$$Q = \frac{3}{2}(A + jB)kh \frac{1}{1 + jkL_{sat}} \quad (\text{I.3.26})$$

Couplée à l'équation I.3.24, les taux de croissance et vitesse de propagation des instabilités peuvent être déterminés (Eq. I.3.27 et I.3.28).

$$\sigma = \frac{3}{2} \frac{Q_{sat} k^2 (B - AkL_{sat})}{1 + (kL_{sat})^2} \quad (\text{I.3.27})$$

$$c = \frac{3 Q_{sat} k (A + B k L_{sat})}{2 (1 + (k L_{sat}))} \quad (I.3.28)$$

Pour les petites longueurs d'onde (soit k très grand), $\sigma \approx -3kQ_{sat}/2L_{sat}$ et $c \approx 3Bk^2Q_{sat}/2$; alors que pour les grandes longueurs d'onde (k très petit), $\sigma \approx 3Bk^2Q_{sat}/2$ et $c \approx 3AkQ_{sat}/2$.

Un mode est amplifié préférentiellement, c'est celui auquel correspond un maximum de taux de croissance, soit $\frac{d\sigma}{dk} = 0$. Cela correspond à $k_{max} \approx \frac{2B}{3AL_{sat}}$, ce qui amène $\lambda_{max} \approx \frac{3\pi AL_{sat}}{2B}$. Cela est représenté sur la Fig. 1-23. Ainsi, k et donc λ dépendent directement de la longueur de saturation. Notons que l'instabilité est de type convective, c'est-à-dire qu'elle se propage au cours du temps, dans le sens de l'écoulement.

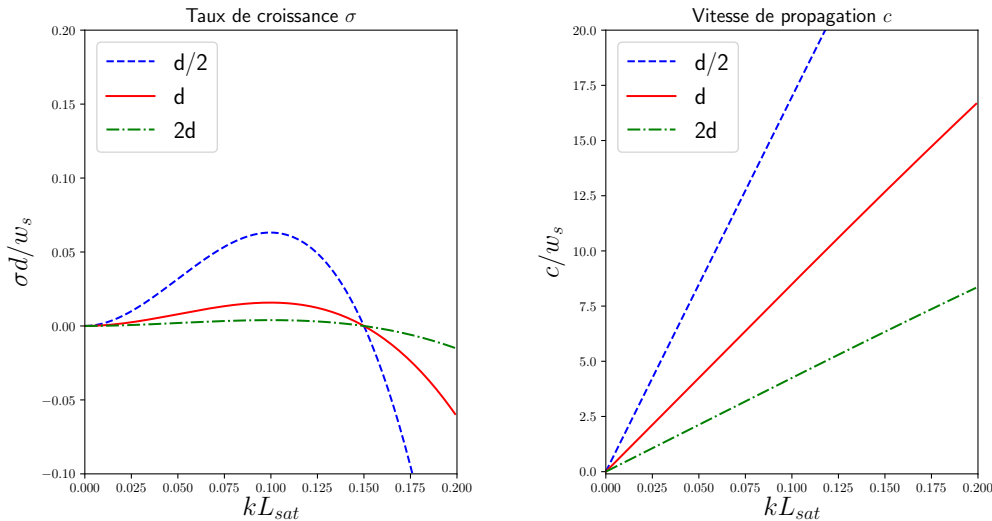


FIGURE 1-23 – Amplification des modes k selon le diamètre des particules ($d/2$, d et $2d$).

Pour Franklin (2015), la longueur de saturation stabilise les petites longueurs d'ondes, et les grandes longueurs d'ondes sont déstabilisées par les caractéristiques de l'écoulement. λ_{max} est proportionnelle à u_* , et la longueur d'onde initiale serait dépendante des conditions de l'écoulement (dans le cas aquatique). Une analyse de stabilité plus complète de Franklin (2015) prenant en compte la compacité du lit sédimentaire, le seuil de Shields, la longueur de saturation ... montre que la longueur d'onde des rides formées est indépendante de la compacité du lit (le taux de croissance et la célérité augmentent lorsque la compacité diminue, mais de manière négligeable). La prise en compte de la gravité a des effets faibles que l'auteur indique pouvoir négliger. Les caractéristiques de l'écoulement et du nombre de Shields ont par contre une forte influence sur la célérité, le taux de croissance des instabilités, et les longueurs d'ondes du système. Dans le même ordre d'idée, Franklin (2012) procède à une analyse non-linéaire, qui permet de développer un modèle englobant la formation des rides et leur développement sous forme de dunes, dont la différence principale est la prise en compte par les dunes de la surface libre. Il indique également que la formation de rides relèverait d'une instabilité primaire, saturant à la longueur d'onde prévue par l'analyse linéaire. Elles seraient déplacées par l'écoulement, puis évolueraient en dunes, qui seraient alors une instabilité secondaire.

Par exemple, pour Andreotti et al. (2010), trois mécanismes ont un effet direct sur les instabilités dunaires : la gravité (influence stabilisante), le décalage spatial entre le flux de sédiment q et la vitesse u_* et le déphasage entre la variation de hauteur de la dune et u_* . Pour Sumer et Bakioglu (1984), λ serait liée au nombre de Reynolds particulaire, et un lit érodable serait instable dès lors que Re_p passerait sous un certain seuil. Ces derniers intègrent à leurs calculs un facteur β dépendant de la gravité et de la pente locale.

Il est possible de s'intéresser à la stabilité transverse et au transfert latéral de sédiment : c'est ce que fait Guignier (2014), en définissant des flux latéraux J_u et J_d , respectivement en amont et en aval d'une section de dune. Une dune en 3D est alors considérée comme une succession de coupes transversales en deux dimensions, qui interagissent via des modèles de type convection / diffusion.

Elle ajoute pour cela une notion de taux de capture de la dune T_e , qui vaut 0 si tout le sédiment quitte la dune, et 1 s'il est piégé en entier.

I.4 Conditions particulières d'écoulements : effets de la turbulence, instationnarité

Le fonctionnement général du transport ainsi que les mécanismes de structuration d'un lit sédimentaire ont été exposés : apparition de morphologies particulières, dépendance aux conditions d'écoulements, déphasage entre débits fluide et solide... En considérant toujours un lit sédimentaire non-cohésif, les caractéristiques d'écoulements sont cette fois variables : le transport est étudié en présence d'une turbulence additionnelle (notamment les contributions à la mise en suspension de structures de type *sweeps* ou *ejections*), et quelques effets instationnaires (hydrogrammes) sont discutés.

I.4.1 Impact de la turbulence sur le transport

Les différentes structures turbulentes ne contribuent pas de manière égale au transport sédimentaire. Ainsi, les expériences de Roden (1998) sur des champs de dunes de la rivière *Jamuna* au Bangladesh permettent de montrer qu'au niveau du point de recollement de l'écoulement, des *sweeps* ($u' > 0$, $w' < 0$) mettent des sédiments en suspension et sont responsables d'un affouillement. Ces structures influencent également grandement la concentration en sédiments au sommet des crêtes, et des structures de type *ejections* ($u' < 0$, $w' > 0$) sont observables dans la zone de recirculation.

Dans sa thèse, Le Louvetel-Poilly (2008) étudie le rôle de la turbulence en zone proche paroi sur le transport sédimentaire. Elle s'intéresse notamment aux effets des *sweeps* et *ejections*, en turbulence naturelle et contrôlée (via la création de vortex en épingle à cheveux - *hairpin vortex*). Les informations sur les structures cohérentes sont corrélées avec le déplacement des particules (via un algorithme de type PTV - *Particle Tracking Velocity* - pour le suivi lagrangien des particules). Les sédiments considérés sont des billes de verre ($s = 2,5$, diamètre de $199 \mu\text{m}$) ou de céramique ($s = 3,8$, diamètres de $164 \mu\text{m}$ et $208 \mu\text{m}$). Ses observations relatent une présence accrue de *sweeps* en proche paroi, qui s'avèrent être liés aux entraînements et dépôts de particules. Un éloignement de la paroi voit l'apparition plus fréquentes d'éjections, ces dernières structures étant préférentiellement liées au transport par suspension. Le comportement des particules (montée ou descente) est a priori indépendant du nombre de Reynolds (Le Louvetel-Poilly et al., 2009). L'auteur souligne également qu'au sein des éjections, les flux de quantité de mouvement sont plus forts autour de particules ascendantes qu'autour de particules en redescente. Un seuil adimensionné $\tau_{*,B,seuil}$ permettant d'étudier la montée des particules est proposé (Eq. I.4.1), où $\tau_{*,B,seuil} = 0,58$.

$$\tau_{*,B,seuil} = -(u'w')_{seuil}/gd(s-1) \quad (\text{I.4.1})$$

Plusieurs auteurs étudient l'influence d'une augmentation de la turbulence sur le transport. Ainsi, Sumer et al. (2003) utilisent comme générateurs de turbulence un cylindre horizontal (diamètre D), une grille courte ou une grille longue (Fig. 1-24a). Ils estiment premièrement le débit solide q_u hors présence du cylindre ou de grilles (pour *undisturbed*), puis estiment le ratio q/q_u . Les grilles augmentent le débit solide d'un facteur 2 à 4 (courte) ou 6 (longue). En présence du cylindre, une proportion significativement plus grande de sédiments est transportée, le ratio q/q_u atteignant un "pic" à une distance de $1,5 D$, de l'ordre de $q/q_u \approx 50$. Une relation générale est obtenue, impliquant les variations du nombre de Shields τ'_t et sa valeur moyenne $\bar{\tau}_t$ (avec $\tau_t = -u'w'$) :

$$\frac{q}{q_u} = \exp \left(5,12 \left(\frac{\sqrt{\tau'_t{}^2}}{\bar{\tau}_t} - 0,44 \right)^{0,5} \right) \quad (\text{I.4.2})$$

Sumer et al. (2003) indiquent que le sillage du cylindre présente des vitesses plus importantes lors du passage des tourbillons, avec une fréquence d'oscillation correspondant à un nombre de Strouhal de

0,2 : les vitesses moyennes, d'origine autour de 0,25 m/s, atteignent 0,4 m/s, le nombre de Shields augmentant localement jusqu'à un facteur de 2,6. Les auteurs précisent par contre que, pour avoir de l'influence, l'allée tourbillonnaire doit être générée à une certaine distance du fond : typiquement, si le cylindre est trop proche (rapport $e/D < 0,2$, avec e la distance au fond), les vortex ne pourront se développer suffisamment.

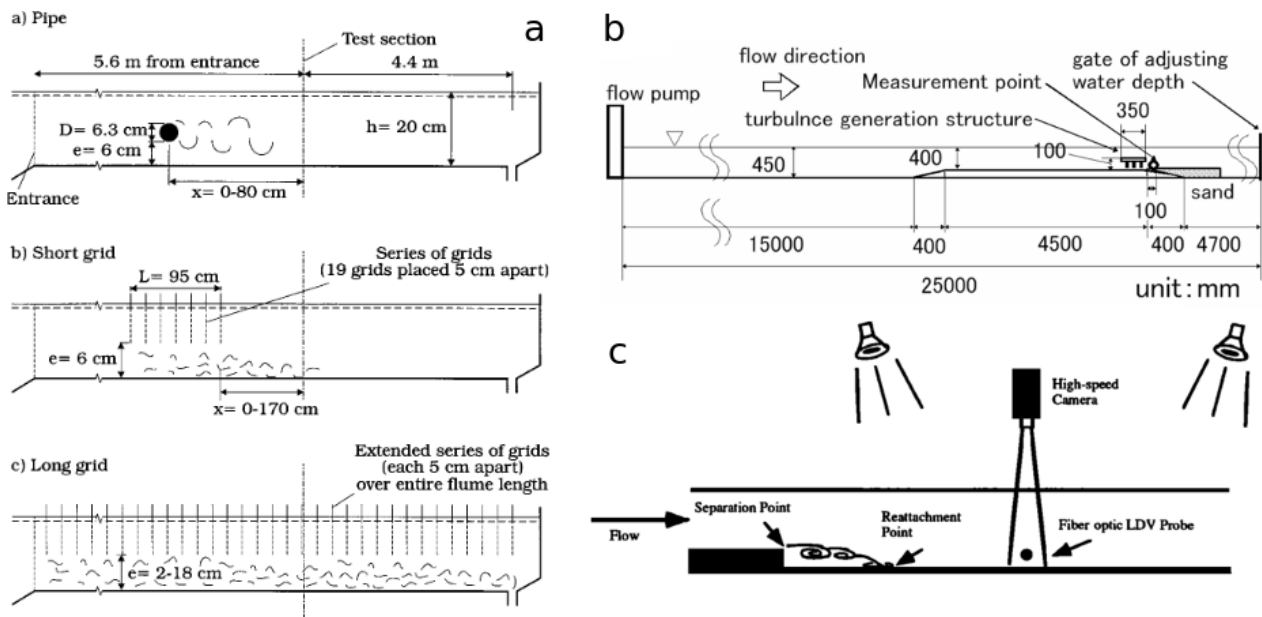


FIGURE 1-24 – a : turbulence générée par une grille ou un cylindre (Sumer et al., 2003),
 b : turbulence générée par un ensemble de parallélépipèdes (Okayasu et al., 2011),
 c : écoulement perturbé par une marche descendante (Nelson et al., 1995).

Dans leurs expériences, Okayasu et al. (2011) utilisent une grille composée de parallélépipèdes en bois de 45 mm sur 45 mm de côté, et de 100 mm de haut (Fig. 1-24b). Cette grille est placée juste avant le sédiment, dans un canal à recirculation de 25 m de long. Sans turbulence artificiellement ajoutée, le taux global de turbulence est de $T_I \approx 0,15$, il atteint $T_I \approx 0,3$ en présence des parallélépipèdes. Dans ce dernier cas, le taux d'érosion mesuré est environ 3 fois supérieur au taux "normal". Ils proposent une modification de la formule de Nielsen (voir Tableau I.4), avec un nombre de Shields τ_*' intégrant la traînée, l'inertie, les effets de gravité et la portance.

Enfin, Nelson et al. (1995) étudient un écoulement à l'aval d'une marche descendante en présence d'un lit sédimentaire (Fig. 1-24c). Une analyse par quadrants des fluctuations de vitesses indique un transport assuré majoritairement (50%) par les *sweeps*. Les *ejections*, à contribution égale aux contraintes turbulentes, mobilisent moins de sédiments que les *sweeps*. L'écoulement est dominé par les événements *sweeps* et *ejections* (ils occupent l'espace les 2/3 du temps), le reste étant partagé entre *inward* et *outward interactions*. Hors, bien que statistiquement moins courants, les *outward interactions* mobilisent facilement le sédiment (les fluctuations de vitesse allant dans le sens du courant et hors du lit sédimentaire, $u' > 0$ et $w' > 0$), et sont comparables en efficacité au transport par les *sweeps*. Le point de recollement de l'écoulement, à une distance d'environ 6 fois la hauteur de la marche, est sujet au passage de structures turbulentes à une fréquence faible (inférieure au Hz).

Emadzadeh (2014) utilise un canal hydro-sédimentaire, la vitesse débitante étant comprise entre 0,15 et 0,65 m/s avec une hauteur d'eau de 20 cm. Une turbulence artificielle est produite par l'ajout de cylindres, placés soit horizontalement (cylindre de diamètre $D = 2,6$ cm, à une distance $e = 2$ cm du fond du canal), soit verticalement (diamètre de 6 cm). La distance entre sédiment érodable et cylindre, initialement de 10 cm pour le cas horizontal et de 15 cm pour le cas vertical, est diminuée graduellement, par pas de 5 cm. Le schéma des expériences est présenté Fig. 1-25.

Le taux d'érosion E_* est alors estimé. En lieu et place du nombre de Shields couramment utilisé, l'auteur construit un nombre de Froude "densimétrique" (Eq. I.4.3), qui permet d'obtenir empiriquement le modèle de l'équation I.4.4. Egalement employé par Aguirre-Pe et al. (2003) et Cheng et Emadzadeh (2016a), ce nombre de Froude s'affranchit du concept de "seuil" présent avec le nombre

de Shields : il permettrait alors la prise en compte du déplacement de petites particules isolées.

$$Fr_* = \frac{U}{\sqrt{(s-1)gd}} \quad (\text{I.4.3})$$

$$E_* = 0,0001 d_*^{2,5} Fr_* e^{-40/Fr_*}, E_* = ad_*^b \hat{u}_i^c e^{c/\hat{u}_i} \quad (\text{I.4.4})$$

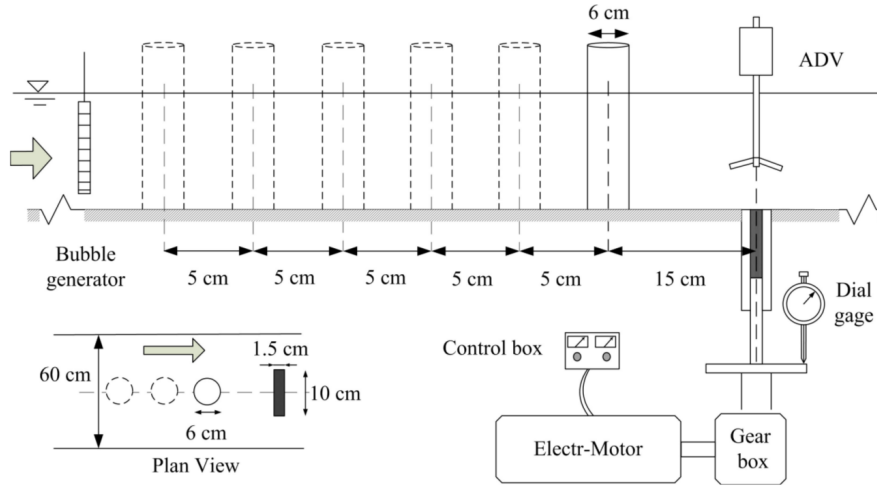


FIGURE 1-25 – Dispositif expérimental de [Emadzadeh \(2014\)](#). Le même type d'expériences est réalisé avec un cylindre horizontal. La zone grisée sous l'ADV représente un sédiment érodable.

[Cheng et Emadzadeh \(2016b\)](#) proposent également d'exprimer le taux d'érosion en fonction des composantes fluctuantes maximales de vitesses $u'_{max}, v'_{max}, w'_{max}$, adimensionnées par le jeu de variables $\sqrt{(s-1)gd}$ (l'indice $\hat{\cdot}$ est alors ajouté). Ils obtiennent des relations indiquées Eq. I.4.4, avec $a_i \in [0,0001; 0,00045]$, $b_i \in [2; 2,5]$ et $c_i \in [-6, 2; -3, 5]$.

I.4.2 Les effets d'instationnarité

Tous ces phénomènes voient le jour sous un écoulement unidirectionnel et surtout constant dans le temps. Quelle serait maintenant la réaction d'un lit sédimentaire à un écoulement instationnaire ?

Un des cas les plus étudiés est celui de la formation de structures et l'érosion sous un écoulement oscillant, modélisant les vagues sur la côte. [Ribberink \(1998\)](#) indique que ces phénomènes sont en réalité quasi-stationnaires, et qu'avec un nombre de Shields (modifié pour intégrer les informations sur les variations temporelles), le taux de transport de sédiment répond à une loi de type Meyer-Peter Müller (Eq. I.3.13), avec des coefficients $A = 7,9$, $m = 1,97$ et $n = 0$. Un exemple de nombre de Shields modifié $\tau'(t)$ est proposé Eq. I.4.5, avec f_w un coefficient de friction de vague et $u_v(t)$ la vitesse orbitale du courant au fond, dépendante du temps.

$$\tau'(t) = \frac{0,5 f_w |u_v(t)| u_v(t)}{(s-1)gd} \quad (\text{I.4.5})$$

Plus largement, les effets d'instationnarité dans les écoulements sont étudiés par l'intermédiaire d'hydrogrammes : ces courbes décrivent les variations temporelles du débit fluide. Il y a en général présence d'un débit initial, puis une partie montante (courbe de concentration) permettant d'arriver à un pic, suivi d'une descente (courbe de décrue). En laboratoire, ce sont souvent des hydrogrammes idéalisés qui sont étudiés : ils suivent des courbes triangulaires, arrondies, avec des paramètres bien définis (Fig. 1-26).

Par exemple, [Lee et al. \(2004\)](#) ou [Wang \(2016\)](#) utilisent une variable P (définie Eq. I.4.6) avec y_0 la hauteur d'eau initiale de l'écoulement, y_p la hauteur d'eau lors du pic, t_d la durée totale de l'hydrogramme, $u_{*,0}$ la vitesse de cisaillement de l'écoulement de base à l'extrémité amont du canal.

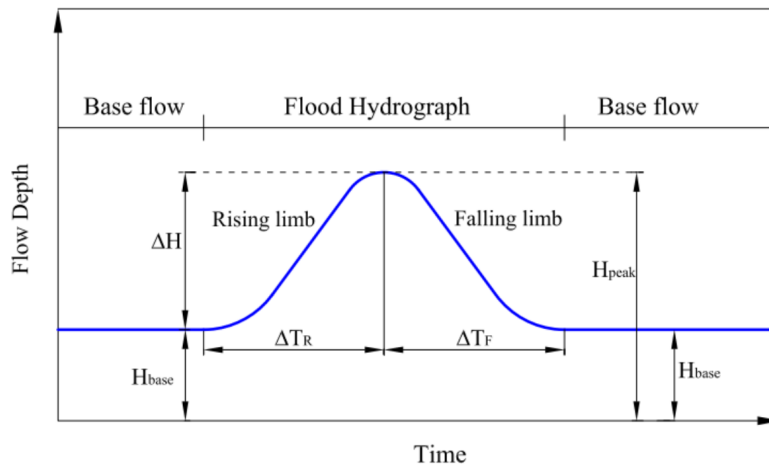


FIGURE 1-26 – Illustration d'un hydrogramme (Wang, 2016).

L'asymétrie de l'hydrogramme peut être estimée par le rapport η : $\eta = \Delta T_R / \Delta T_F$ (r étant pour la partie montante, *rising limb*, f pour celle descendante, *falling limb*).

$$P = \frac{y_p - y_0}{t_d u_{*,0}} \quad (\text{I.4.6})$$

Pour Lee et al. (2004), la masse totale de sédiment transportée W_t dépend alors de cette variable P , suivant l'équation I.4.7.

$$W_t = 394 P^{0,42} \quad (\text{I.4.7})$$

Le lit sédimentaire ne réagit pas de la même manière à la courbe de concentration ou à la décrue : des phénomènes d'hystérésis sont observables. Mrokowska et al. (2018) montrent ainsi que le cisaillement et le taux de transport sont dépendants du débit fluide et suivent une courbe hystérétique, orientée dans le sens horaire. Pour un Q_f équivalent, le transport solide est plus élevé lors de la concentration que lors de la décrue. De plus, un certain temps de déphasage (*temporal lag*) est identifiable entre débits fluide et solide. De Sutter et al. (1999) identifient par exemple un décalage de 6 à 15% de la durée de l'hydrogramme.

Un phénomène instationnaire typique est le mascaret : cet événement naturel, reproductible en laboratoire, est une onde de marée qui remonte à contre-courant fleuves et rivières en divers endroits de la planète, sur de grandes distances. C'est un phénomène bref et assez intense, qui provoque une mise en mouvement des sédiments dans le fond des chenaux. Plusieurs types de mascarets sont observables : ondulant, déferlant ou mixte, et une classification s'opère en définissant un nombre de Froude basé sur la hauteur d'eau d'origine et la vitesse de remontée de l'onde de marée. Le passage du mascaret est associé à une augmentation de la contrainte de cisaillement au fond, avec une forte vitesse en proche-paroi. Lors du passage des creux des éteules, une augmentation des vitesses turbulentes et de l'énergie cinétique a lieu, créant une érosion du sédiment. Par exemple, dans l'estuaire de la Sée (proche du Mont Saint Michel), Furgerot (2014) mesure un pic de transport de $40 \text{ kg/m}^2/\text{s}$ au passage du mascaret (alors qu'avant, on est entre 0 et $3 \text{ kg/m}^2/\text{s}$). De la même manière, des mesures sur la Garonne indiquent une érosion de base de $4 \text{ kg/m}^2/\text{s}$, atteignant jusqu'à $100 \text{ kg/m}^2/\text{s}$ lors du passage d'un mascaret. Les particules ainsi entraînées par l'écoulement suivent des trajectoires particulières. Par exemple, lors d'un mascaret ondulant, les profils de trajectoires diffèrent selon l'importance du courant aval aux éteules, avec une influence claire de la densité relative des particules (Berchet et al., 2018). Ces phénomènes ont été étudiés expérimentalement et numériquement à l'Institut P' dans le cadre de l'ANR Mascaret (Thomas et al., 2016).

I.5 Comportement d'un tourbillon isolé

La turbulence et l'instationnarité ont des effets remarquables sur un lit de sédiments. Cependant, malgré quelques études sur ces sujets, ceux-ci apparaissent peu documentés. Le phénomène d'af-fouillement est par exemple étudié sous sa forme quasi-stationnaire, avec une allée tourbillonnaire

établie à l'aval d'une structure et une évolution morphologique du lit sédimentaire sur de longues périodes. Qu'en est-il de l'initialisation de ce processus d'affouillement ? Un seul vortex a-t-il un impact sur un lit sédimentaire, en mobilisant une quantité donnée de matière ? Induit-il une morphologie particulière, une structuration observable de l'interface ?

Cette initialisation du transport sédimentaire peut s'aborder en simplifiant le problème, en ne considérant la production et la convection que d'un seul vortex isolé au-dessus d'un lit sédimentaire. Ce phénomène est étudié expérimentalement, avec les moyens à disposition à l'Institut P' (présentés lors du chapitre suivant). La suite du chapitre expose donc quelques exemples de phénomènes naturels assimilables à des structures tourbillonnaires solitaires, ainsi que des modèles mathématiques associés. Enfin, une revue de la littérature propose diverses méthodes envisageables pour l'étude en laboratoire de tourbillons isolés.

I.5.1 Les événements naturels : du cyclone au tourbillon de poussière

Les écoulements géophysiques présentent un large spectre d'événements assimilables à des tourbillons isolés. Il est déjà possible de distinguer les écoulements cyclostrophiques, indépendants de la rotation de la planète, et géostrophiques, sensibles à la force de Coriolis. Cette dépendance s'exprime avec le nombre de Rossby, variable adimensionnée qui traduit l'importance des forces de Coriolis par rapport à l'inertie du fluide (Guyon et al., 2001). Il se définit comme $Ro = U/\Omega L_c$, avec U la vitesse d'écoulement, Ω la vitesse angulaire de rotation (ici, de la Terre) et L_c une longueur caractéristique. Une grande valeur de Ro indique que l'écoulement n'est pas sensible à la rotation de la Terre, alors qu'une structure avec un faible nombre de Rossby ($Ro < 1$) en subira les effets.

Le nombre d'Ekman est également utilisé, il se définit comme le rapport de la viscosité aux forces de Coriolis. Il traduit l'atténuation du mouvement tournant du fluide, tel que $Ek = \nu_f/\Omega L_c^2$. Un second facteur typique des écoulements géophysiques est la présence dans l'atmosphère d'un gradient de densité avec l'altitude. Cela induit une fréquence N , dite de Brunt-Väisälä, telle que $N = \sqrt{-g\rho_f/(d\rho_f/dz)}$. Cette fréquence est associée à une déstabilisation de l'écoulement (instabilité barocline) et à une émission radiative d'ondes de gravité (Riedinger et al., 2010).



(a) Vue de l'ISS du cyclone Catarina en 2004.
Nombre de Rossby très faible ($Ro \ll 1$).



(b) Tourbillon de poussière (Irak).
Nombre de Rossby grand ($Ro \gg 1$).

FIGURE 1-27 – Illustrations de phénomènes géophysiques (<https://en.wikipedia.org>).

A grande échelle, un cyclone peut être vu comme un tourbillon isolé (Fig. 1-27a). Pour une structure de 500 km de diamètre, animé d'une vitesse de 30 m/s, le nombre de Rossby correspondant serait de l'ordre de 0,8, d'où une importance certaine des forces de Coriolis. Notons que les deux hémisphères se distinguent lorsque le nombre de Rossby est faible : dans l'hémisphère Nord, le sens cyclonique correspond au sens anti-horaire (anti-cyclonique correspondant au sens horaire), alors que c'est l'inverse qui s'applique pour l'hémisphère Sud. Le cyclone est associé à une dépression, et l'anti-cyclone à une haute pression.

Un autre phénomène connu, et d'un ordre de grandeur inférieur, est la formation d'entonnoir nuageux ("tuba"), descendant vers le sol : s'il atteint la terre ferme, c'est une tornade alors que,

s'il atteint l'eau, c'est une trombe marine (*waterspout*). L'intensité de ces événements est mesurée sur l'échelle de Fujita, un équivalent de l'échelle de Beaufort pour la navigation. D'importance légèrement moindre, citons encore le tourbillon de poussière (Fig. 1-27b). Fréquemment associé au surnaturel, il est nommé *dust devil* aux USA, *willy-willy* en Australie, *sorcière* au Canada, et est lié aux *djinn*s pour le Moyen Orient, comme le relatent Lorenz et al. (2016). Pour ce type d'écoulement, le nombre de Rossby est grand (pour une vitesse de 1 m/s, de 1 m de diamètre, $Ro \approx 13000$) et les forces de Coriolis n'ont pas d'impact. Moureau et Brace (2000) le définissent comme un "tourbillon de petit diamètre formé de poussières et de sable à la surface d'un sol désertique". Les tourbillons de poussière ont été étudiés de manière assez poussée, notamment du fait qu'ils ne se produisent pas que sur Terre : les différents enregistrements et mesures de la surface martienne indiquent que des zones sont sujettes au passage régulier de ces vortex.

L'instrumentation de tels événements est difficile, de par leur aspect extrême (courants et vitesses de vents forts) et leur imprévisibilité. Cependant, quelques auteurs ont étudié le transport sédimentaire induit par ces structures. Ainsi, Hubbard (1992) s'est focalisé sur le passage du cyclone Hugo à Sainte-Croix (Iles Vierges des Etats-Unis) en septembre 1989. Il relate une augmentation nette des courants marins due au passage de la tempête, jusqu'à 4 m/s proche de la surface, qui ont amené une érosion du sédiment jusqu'à 2 m de profondeur. Au moins 2 millions de kilogrammes de sable auraient été chassés du canyon sous-marin de Salt River Bay. L'affouillement, proche du fond du canyon, aurait été causé par des courants forts (vitesse V jusqu'à 1,5 m/s), durant des périodes allant jusqu'à 20 min : le débit solide Q_m (en kg/m/s) est estimé par une dépendance cubique de la vitesse, $Q_m = A V^3$ (avec A une constante déterminée ici comme $A = 15,24$). Wren et Leonard (2005) ont quant à eux étudié l'ouragan Isabelle en Caroline du Nord, en septembre 2003. Leurs mesures montrent que, lorsque le cyclone présente des "bouffées" (*bursts*), le profil de vitesse près du fond est modifié. A l'aide d'une modélisation de la couche limite, ils estiment le transport de sédiments et en montrent l'augmentation lors du passage des bouffées turbulentes. Pour Bourrouilh-Le Jan et Talandier (1985), les cyclones pourraient être responsables d'un tri granulométrique, en soulevant une large gamme de structures, y compris très grandes (ils mentionnent des blocs "cyclopéens" de 15 m par 10 m par 5 m), et en les redéposant au fur et à mesure de la perte de puissance du phénomène, procédant ainsi à un tri : les gros blocs sont déposés en premiers, puis viendront les rochers, les gravats, le sable ... qui s'échelonnent dans l'espace.

I.5.2 Modélisation des tourbillons

Les structures naturelles précédentes correspondent à la mise en rotation d'un fluide autour d'un axe. Ce comportement peut être décrit par plusieurs modèles théoriques. Pour cela, un système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) est employé avec un vecteur vitesse \vec{u} indicé $\vec{u} = (\vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_z)$. Γ représente la circulation du tourbillon, telle que défini Eq. I.5.1.

$$\Gamma = \oint_C \vec{u} d\vec{l} = \iint \omega_z dS \quad (\text{I.5.1})$$

Quelques modélisations possibles de la structure d'un tourbillon sont ici présentées.

Le tourbillon de Rankine

C'est un modèle simple composé d'un cercle de rayon R en rotation solide, au-delà duquel la vorticité est nulle. Sa vitesse tangentielle et sa vorticité sont exprimées par les équations I.5.2 et I.5.3 :

$$u_\theta = \frac{\Gamma r}{2\pi R^2} \text{ pour } r < R, \frac{\Gamma}{2\pi r} \text{ pour } r > R \quad (\text{I.5.2})$$

$$\omega_z = \frac{\Gamma}{\pi R^2} \text{ pour } r < R, 0 \text{ sinon} \quad (\text{I.5.3})$$

Le tourbillon de Lamb-Oseen

Ce modèle est une approche gaussienne de la représentation d'un tourbillon, avec $r_c = \sqrt{4\nu ft}$. La

vitesse tangentielle s'exprime comme dans l'équation I.5.4, sa vorticité suivant la loi de l'équation I.5.5).

$$u_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - e^{-r^2/r_c^2}\right) \quad (\text{I.5.4})$$

$$\omega_z(r) = \frac{\Gamma}{\pi r_c^2} e^{-r^2/r_c^2} \quad (\text{I.5.5})$$

Les extensions tridimensionnelles

Le modèle de Burgers satisfait l'équation de Navier-Stokes avec les conditions indiquées Eq. I.5.6. Avec $t = 1/\alpha^2$, l'équation de u_θ est la même que pour le modèle de Lamb-Oseen et décrit une aspiration de fluide en direction de la surface libre (u_z). Sa vorticité est exprimée par l'équation I.5.7.

$$u_r = -\frac{\alpha r}{2}, u_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - e^{-\alpha r^2/4\nu_f}\right), u_z = \alpha z \quad (\text{I.5.6})$$

$$\omega_z(r) = \frac{\alpha\Gamma}{4\pi\nu_f} e^{-\alpha r^2/4\nu_f} \quad (\text{I.5.7})$$

Un autre modèle, basé sur les travaux de Batchelor (1964), intègre une composante axiale de vitesse avec une variation en exponentielle décroissante (Eq. I.5.8), le champ de vitesse (u, v) étant un tourbillon de Lamb-Oseen. Il est par exemple employé par Lacaze et al. (2007).

$$u_z = u_{z,0} e^{-r^2/r_0^2} \quad (\text{I.5.8})$$

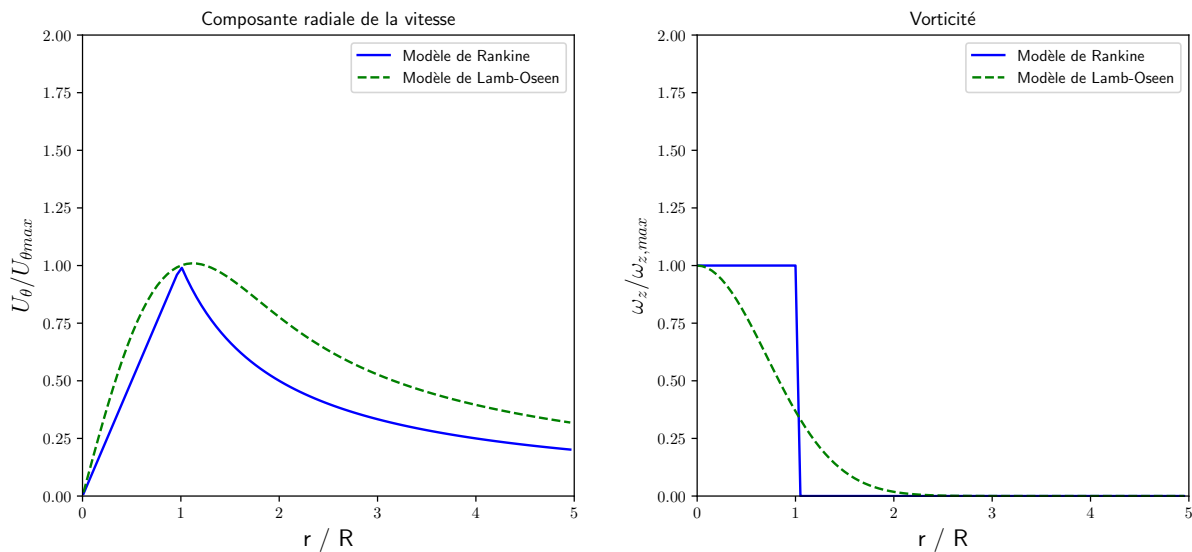


FIGURE 1-28 – Comparaison des vorticités et vitesses axiales normalisées selon différents modèles.

Une structure tourbillonnaire initialement créée avec un rayon r_0 subit une diffusion visqueuse (Eq. I.5.9), comme indiqué par Riedinger et al. (2010).

$$r = \sqrt{r_0^2 + 4\nu_f t} \quad (\text{I.5.9})$$

Pour un écoulement tournant, l'équation de Navier-Stokes peut s'écrire comme Eq. I.5.10, avec $2\vec{\Omega} \nabla \times \vec{u}$ la composante de mise en rotation du fluide, Φ étant la latitude. Cette contribution se présente aussi sous la forme $(-2\nu\Omega \sin \Phi, -2u\Omega \sin \Phi, -2u\Omega \cos \Phi)$. Un paramètre f (facteur de Coriolis) est identifié comme $f = 2\Omega \sin \Phi$.

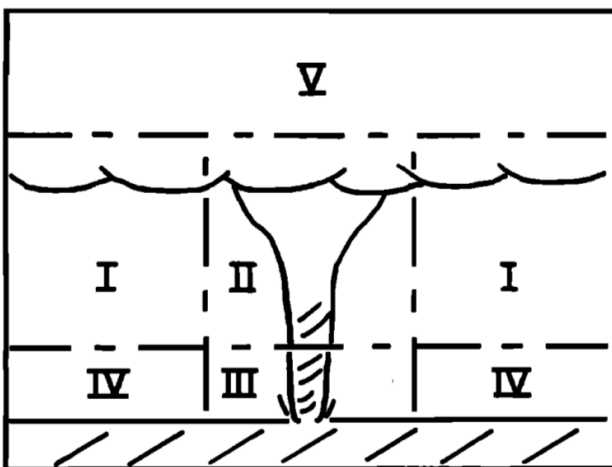
$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\nabla \vec{u})\vec{u} + 2\vec{\Omega} \nabla \times \vec{u} = -\frac{1}{\rho_f} \nabla p + \nu_f \Delta \vec{u} \quad (\text{I.5.10})$$

La vitesse tangentielle s'exprime alors comme Eq. I.5.11 : pour des petits nombres de Rossby, l'écoulement est géostrophique et le terme u_θ^2/r est négligeable ; pour de grands nombres de Rossby, l'écoulement est cyclostrophique et le terme fu_θ est négligé.

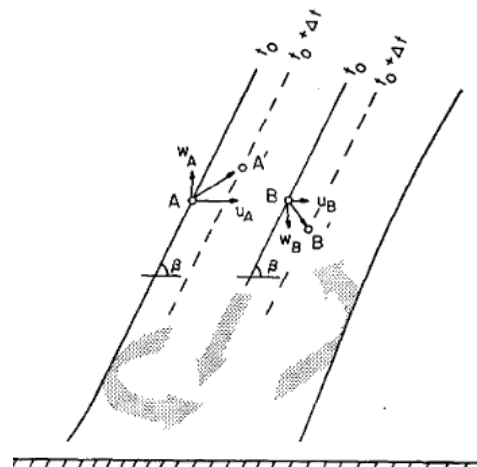
$$\frac{u_\theta^2}{r} + fu_\theta = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (\text{I.5.11})$$

Pour les cas géostrophiques, Ekman (1905) indique la présence de vitesses verticales au sein de structures *a priori* bi-dimensionnelles. Ce phénomène est connu sous le nom de "pompage d'Ekman" dans le cas d'une vitesse ascendante, vers la surface libre (les références anglaises étant *upwelling*, *blowing*, *upward velocity*), et "suction d'Ekman" pour une vitesse descendante (*downwelling*, *downward velocity*).

Les cas cyclostrophiques sont bien décrits par les équations de Burgers, comme soulignés par divers auteurs (Lewellen, 1993; Huang et al., 2008; Davies-Jones, 2015). Ces modèles correspondent également à des structures de type tourbillon de vidange, ainsi qu'illustré par l'expérience de Andersen et al. (2006) avec un vortex stationnaire. Pour une modélisation plus complète, certains auteurs (Kaimal et Businger, 1970) intègrent une vitesse de translation U_t et un angle β bien identifiables, pour les tourbillons de poussière notamment (Fig. 1-29b). En règle générale, quatre composantes sont identifiables, comme illustré Fig. 1-29a (Snow, 1982; Lewellen, 1993) : les régions d'écoulements intérieur (*inflow*) et extérieur (*outer flow*), hors de la structure tourbillonnaire ; le cœur de la structure (*core*), gardant une allure colonnaire ; la base de la tornade (*corner*), c'est-à-dire la région visiblement déformée par la proximité du sol.



(a) Modèle de tornade, Snow (1982), avec différentes régions : les écoulements extérieur (I) et intérieur (IV), la base de la tornade (III), son cœur (II), la zone nuageuse (V).



(b) Modèle *dust devil* de Kaimal et Businger (1970). L'angle vaut $\beta = \tan^{-1} \left(\frac{w_a - w_b}{u_a - u_b} \right)$.

FIGURE 1-29 – Description de phénomènes géophysiques.

I.5.3 Etudes en laboratoire de tourbillons isolés

Les tourbillons isolés reproduisent bien plusieurs échelles de phénomènes géophysiques, il est donc courant de les reproduire en laboratoire. Selon le domaine concerné (océanographie, météorologie), le milieu peut être stratifié en densité ou non, et originellement soumis à un mouvement ou non. Une revue de différentes méthodes employées pour la génération des tourbillons a été proposée par Van Heijst et Clercx (2009).

Génération de tourbillons isolés ou de dipôles tourbillonnaires

Un tourbillon solitaire peut facilement être produit par la mise en mouvement d'une plaque oscillante. Ainsi, Cariteau et Flór (2006) s'intéressent à un tourbillon isolé se propageant dans un fluide au repos stratifié en densité : ils emploient pour cela un profil (*flap*) piloté par un moteur, selon un angle et une vitesse donnés. L'expérience est illustrée Fig. 1-30a. Deux tourbillons sont alors générés : le premier lors de la mise en mouvement du profil, le second lors de son arrêt (Fig. 1-30b et c). La seconde structure est particulièrement dépendante de la vitesse d'arrêt : plus celle-ci est progressive (ici, selon une loi en $1/t$), moins il sera prononcé. Le dispositif ici présenté permet d'étudier une instabilité elliptique et son taux de croissance selon un nombre de Froude $Fr = U/NR$ (avec U la vitesse azimutale, N la fréquence de Brunt-Väisälä et R le rayon). L'expérience de Riedinger et al. (2010) se focalise sur l'instabilité radiative prenant place au sein d'un tourbillon isolé. Celui-ci est correctement décrit par un modèle de Lamb-Oseen, et sa propagation dans un fluide stratifié le déforme avec une longueur d'onde donnée. Le tourbillon est ici généré par le mouvement impulsif d'une plaque plane de corde 30 cm. Cette loi de vitesse est illustrée Fig. 1-31.

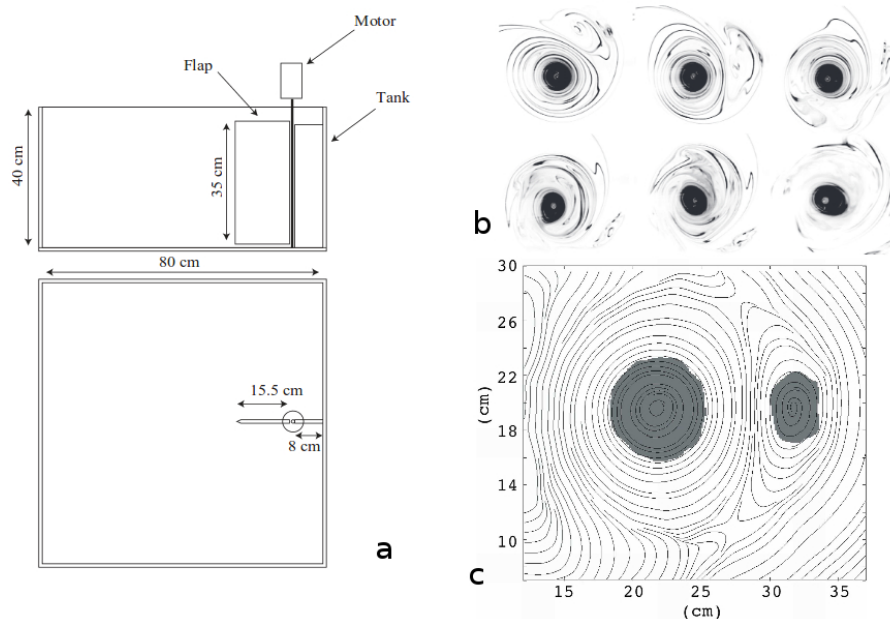


FIGURE 1-30 – (a) Position et caractéristiques du profil ; (b), (c) Formation et évolution des deux tourbillons (Cariteau et Flór, 2006).

Le même type de système a été utilisé par Boulanger et al. (2007), en ajoutant un angle faible à la plaque oscillante. L'auteur indique que le rayon initial r_0 dépend de la configuration matérielle (angle maximal, dimensions du profil...) et n'est pas influencé par la loi de vitesse.

Enfin, Ol (2009) et Buchner et al. (2012) génèrent un tourbillon isolé, qui se propage cette fois au sein d'un écoulement pré-existant. Ils mettent notamment en relief la présence de forts courants ascendants, comme remarqués précédemment par Koochesfahani (1987) : ceux-ci seraient causés par les forces de pression sur les parois du canal hébergeant les expériences. Des mesures volumiques de vitesse présentent de plus des structures filamenteuses tridimensionnelles, ainsi qu'un motif de spirale prononcé.

Certains auteurs (Billant et Chomaz, 2000; Lacaze et al., 2009; Albagnac, 2010; Jirka et Seol, 2010) emploient deux plaques oscillantes : selon les mouvements appliqués, les paires de tourbillons produites sont contra-rotatives (Fig. 1-32a, la propagation se fait quasiment en ligne droite, avec quelques déviations mineures) ou co-rotatives (Fig. 1-32b, ce cas reste localisé). Par exemple, ces dernières structures sont étudiées par Meunier (2001), notamment par rapport à leur fusion et aux instabilités qui y sont liées.

Quelques remarques techniques : les paramètres d'angle et de vitesse des profils sont importants. Pour un angle trop faible, la plaque laisse les tourbillons s'échapper, et pour un angle trop élevé, elles

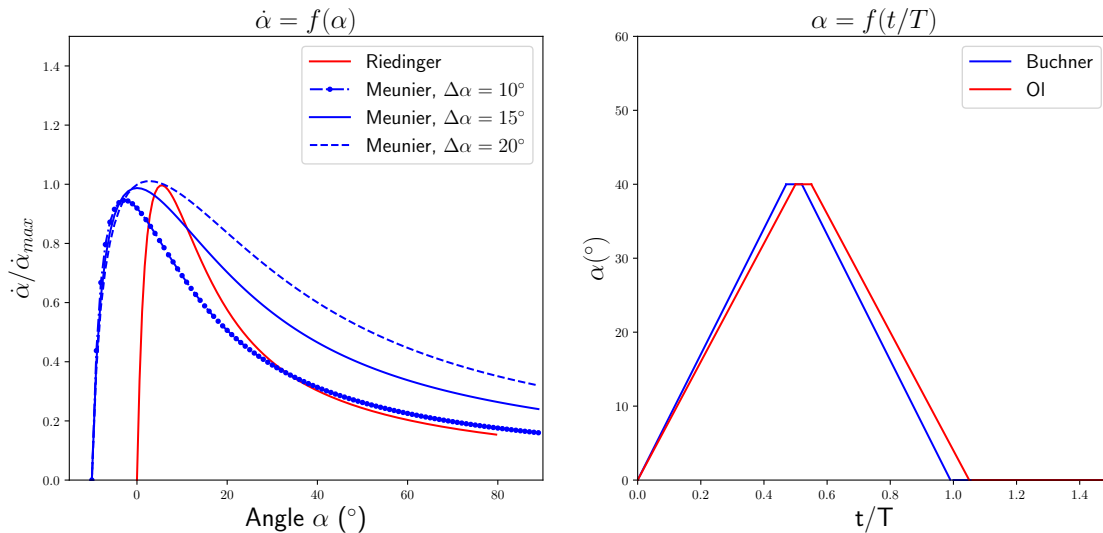
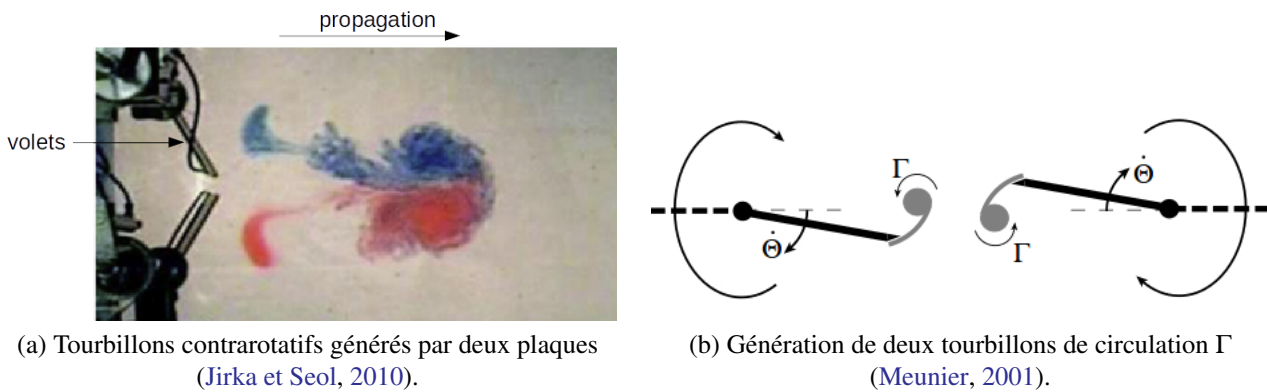


FIGURE 1-31 – Quelques exemples de lois de vitesses pour la génération de tourbillons.



(a) Tourbillons contrarotatifs générés par deux plaques (Jirka et Seol, 2010).

 (b) Génération de deux tourbillons de circulation Γ (Meunier, 2001).

FIGURE 1-32 – Exemples de systèmes de propagation de tourbillons.

expulsent trop de fluide. Billant et Chomaz (2000) observent expérimentalement un angle optimal de 14° , utilisé par la suite par d'autres auteurs (Lacaze et al., 2009; Albagnac, 2010). Concernant le temps de fermeture, il faut que celui-ci soit suffisamment rapide : Lacaze et al. (2009) utilisent un temps de fermeture des profils de 10 à 15 s. Les lois de commande des plaques oscillantes peuvent être relativement simples (Buchner et al., 2012), ou plus complexes, comme l'équation I.5.12 proposée par Meunier (2001), où $C(\Delta\alpha)$ est une variable d'ajustement. Riedinger et al. (2010) indiquent qu'en jouant sur le mouvement de la pale, la circulation du vortex d'arrêt peut être diminuée. Meunier (2001) précise dans sa thèse que la génération de deux tourbillons s'accompagne de la création de recirculations, comme illustré Fig. 1-32b (des plaques de plexiglass judicieusement placées permettent de "piéger" ces recirculations). Une synthèse des différents paramètres expérimentaux est proposée Tableau I.5.

$$\dot{\alpha} = \dot{\alpha}_{max} \frac{C(\Delta\alpha)}{\alpha + 11^\circ} \left(1 - \exp\left(\frac{\alpha + 10^\circ}{\Delta\alpha}\right)^{5/4} \right) \quad (\text{I.5.12})$$

Des systèmes équivalents permettent de générer des tourbillons d'axe horizontal, en pilotant une plaque plane ou un profil NACA à l'aide d'un moteur. Un tel dispositif a précédemment été étudié à l'Université de Poitiers dans une soufflerie (Ferret et Peube, 1988). Récemment, Buchner et al. (2017) emploient des techniques PIV pour mettre en lumière la présence d'une instabilité centrifuge au sein d'un tourbillon horizontal généré par un profil plan.

Bottausci (2002) expose un fonctionnement légèrement différent : au sein d'un canal, une rampe est placée dans un écoulement (de l'ordre de 0,2 m/s), avec à son extrémité un espace aménagé pour

Tableau I.5 – Caractéristiques des expériences de génération de tourbillons à axe vertical.

Auteurs	Tourbillons	Vitesses (rad/s)	Angle max.
Ferret et Peube (1988)	1	N.C.	27 °
Cariteau et Flór (2006)	1	0,2 à 0,27	N.C.
Boulangier et Le Dizès (2006)	1	0,01 à 0,5	90 °
Riedinger et al. (2009)	1	0,02 à 0,09	80 °
Buchner et al. (2012)	1	1,48	40 °
Leweke et Williamson (1998)	2 contrarotatifs	0,15	12 °
Billant et Chomaz (2000)	2 contrarotatifs	0,017 à 0,087	14 °
Lacaze et al. (2009)			
Albagnac (2010)			
Meunier (2001)	2 corotatifs	0,4	90 °
Jirka et Seol (2010)	2 contrarotatifs	0,02 à 0,09	60 °

aspirer du fluide (Fig. 1-33a). Cela provoque un enroulement, mis en évidence par une injection de colorants (bleu de méthylène, amarante en poudre, Fig. 1-33b). Des mesures par PIV indiquent alors que la structure tourbillonnaire créée présente des oscillations autour d'un rayon moyen, avec une fréquence identifiable. Les vitesses mesurées varient également avec cette même fréquence. Bottausci (2002) procède à un inventaire des forces s'exerçant sur le vortex (Fig. 1-33c), et souligne un effet mesurable de la présence de la paroi inférieure du canal. Lors d'une seconde campagne menée par Cuypers (2004), la stabilité du tourbillon lors de sa propagation est étudiée en fonction des débits d'écoulement et d'aspiration ; des patches de vorticité sont observés, répartis aléatoirement dans l'écoulement.

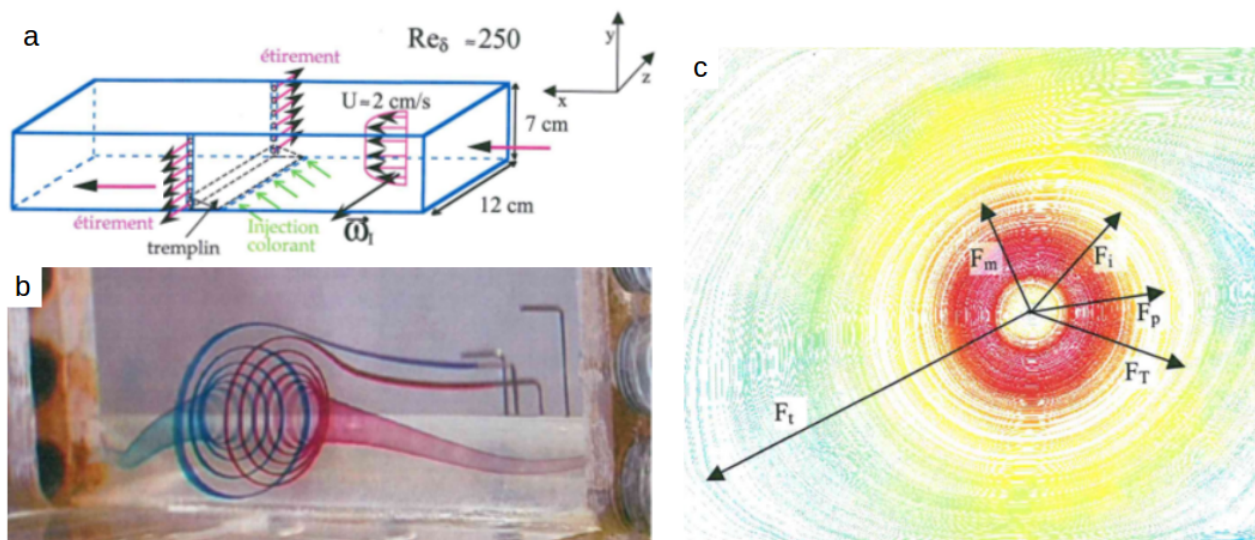


FIGURE 1-33 – a : installation, b : vortex produits, c : forces exercées (F_T , F_i : liées à la courbure du vortex, F_i : traînée, F_p : effets de parois ; F_m : portance par effet Magnus), de (Bottausci, 2002).

Transport sédimentaire induit par des structures tourbillonnaires

Les structures de type tornade ou tourbillon de poussière sont régulièrement reproduites en laboratoire, avec des tourbillons stationnaires. L'étude est ainsi plus simple qu'en contexte naturel : l'expérience peut être déclenchée quand on le souhaite, sans avoir à s'improviser "chasseur de tornades" !.

Certains auteurs se focalisent sur la mesure des champs de vitesses internes : par exemple les études récemment menées par Tamura et al. (2018) ou Refan et Hangan (2018) soulignent l'impor-

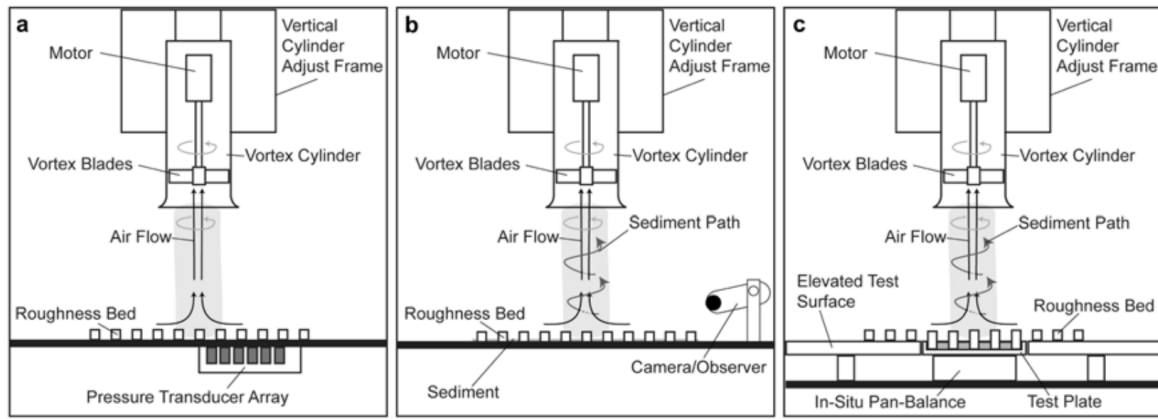


FIGURE 1-34 – Etude de Neakrase et Greeley (2010) sur le transport provoqué par une tornade, avec influence de la rugosité de paroi. Diverses méthodes d'instrumentation sont utilisées (a : capteurs de pression, b : caméras, c : balance).

tance du *swirl ratio* (critère S , typiquement le rapport des vitesses tangentielle u_θ sur verticale w) sur la structure des tornades. D'autres recherches se sont concentrées sur le transport sédimentaire induit par de tels écoulements : citons notamment les études de Greeley et al. (2003), Balme et Greeley (2006), Neakrase et Greeley (2010) ou Neakrase et al. (2016). Pour ces derniers, une étude de l'influence de la rugosité de paroi a été menée (Fig. 1-34) : la vitesse tangentielle mesurée correspond à une loi de Lamb-Oseen, mais subit une influence nette de la rugosité (diminution de la vitesse maximale et accroissement du rayon du tourbillon lorsque la rugosité augmente). Cet effet est également mis en avant dans le chapitre III, consacré aux résultats sur l'hydrodynamique du tourbillon.

Le débit de sédiments transportés (d'origine végétale, $s = 1, 3$, ou minérale, $s = 2, 6$, d'un diamètre entre 98 et 1500 μm) est également plus faible pour une rugosité accrue. Dans un second article, Neakrase et Greeley (2009) mesurent le déficit de pression ΔP au centre du tourbillon, et estiment le débit solide transporté (cette fois, $s \in [1, 3; 4, 8]$ et $d \in [2; 2000]$ μm). Pour un matériau non cohésif (diamètre supérieur à 100 μm), une relation empirique est proposée (Eq. I.5.13), avec Q_s en $\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$ et ΔP en Pa.

$$Q_s = 2,71 \cdot 10^{-8} \Delta P^{3,13} \quad (\text{I.5.13})$$

$$Q_s = 7,63 \cdot 10^{-7} (\Delta P / u_\theta)^{3,73} \quad (\text{I.5.14})$$

Un second critère est également soumis, le *lift ratio*, correspondant à $\Delta P / u_\theta$ (dont les unités sont en $\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$, Eq. I.5.14). Leurs mesures sont effectuées au sein de deux atmosphères différentes, pour extrapoler les résultats aux tourbillons de poussière ayant lieu sur Mars.

I.6 Conclusions

Ce chapitre bibliographique présente le contexte général du transport sédimentaire : comment se déplacent individuellement les particules de matière, comment émergent d'un ensemble de sédiments des morphologies particulières, ou quels types de lois régissent l'évolution du débit solide. Ces processus s'observent dans de très nombreuses configurations : éoliennes, aquatiques, martiennes ... sur de larges gammes de sédiments et de conditions d'écoulements. Cela soulève de nombreuses interrogations pour décrire correctement les mécanismes de transport, pour identifier un modèle cohérent prédisant les dimensions des morphologies générées, la quantité de matière transportée ou la distance sur laquelle elle peut l'être. De plus, des conditions particulières d'écoulement (turbulence additionnelle, instationnarité) modifient les contraintes appliquées aux sédiments et provoquent une érosion accrue.

Pour un lit sédimentaire soumis à un écoulement sous le seuil de transport (critère de Shields), toute fluctuation peut provoquer une érosion et induire une modification de l'interface : c'est le cas des phénomènes d'affouillement observés en rivières ou en canaux expérimentaux, dont les allées tourbillonnaires à l'aval de structures immergées mobilisent fortement le sédiment dès les premiers instants. L'initialisation du transport par un événement turbulent ponctuel ou une instationnarité de l'écoulement est alors une étape cruciale, qui n'est *a priori* pas documentée : un unique tourbillon entraîne un affouillement, modifiant localement l'écoulement et créant possiblement une déformation de l'interface sédimentaire. Cette thèse a ainsi pour objectif d'étudier la structuration d'un lit sédimentaire, son érosion, sa déformation, en le mobilisant par la production et la convection d'un vortex isolé.

Par la suite, un lit sédimentaire est considéré au sein d'un écoulement unidirectionnel à débit constant et à surface libre. Ce lit est composé de sédiments non-cohésifs, avec une morphologie initialement plate. Pour s'affranchir d'un apport en sédiment, les expériences sont effectuées dans une configuration *clear water* (soit en dessous du seuil de Shields). L'écoulement n'est pas stratifié en densité et l'échelle est suffisamment faible pour s'affranchir des effets de Coriolis (grand nombre de Rossby).

La solution expérimentale retenue est celle d'une production de tourbillons isolés par la mise en incidence rapide d'un profil unique. Deux dispositifs différents sont conçus, l'un d'axe vertical, l'autre d'axe horizontal : leur mise en œuvre et leur intégration au canal hydro-sédimentaire sont détaillées dans le prochain chapitre.

Méthodes expérimentales

II.1 Dispositifs expérimentaux	50
II.1.1 Canal hydro-sédimentaire	50
II.1.2 Conception de générateurs de tourbillons	51
II.1.2.1 Géométries et paramètres des profils oscillants	51
II.1.2.2 Générateur de tourbillon d'axe vertical	52
II.1.2.3 Générateur de tourbillon d'axe horizontal	53
II.1.2.4 Commandes du moteur	53
II.1.3 Sédiments modèles utilisés	54
II.2 Méthodes de mesures	56
II.2.1 Généralités sur les caméras	56
II.2.2 Caractérisation de l'écoulement	58
II.2.2.1 Champs de vitesses 2D2C : la PIV	58
II.2.2.2 Champs de vitesses 2D3C : la stéréo-PIV	60
II.2.3 Caractérisation de la morphologie et du transport sédimentaire	61
II.2.3.1 Reconstruction du lit sédimentaire : la stéréo-corrélation	62
II.2.3.2 Estimation du transport sédimentaire	64
II.3 Conclusions : synthèse des mesures réalisées	65

L'objectif de cette thèse est d'étudier l'impact de tourbillons isolés sur un lit sédimentaire, au sein d'écoulements à surface libre. Pour cela, deux dispositifs expérimentaux ont été conçus lors de la thèse et intégrés au canal hydro-sédimentaire de l'Institut P'. Les écoulements tourbillonnaires produits ainsi que leur impact sur le lit sédimentaire ont été mesurés par diverses techniques optiques.

La première partie du chapitre s'attache à la description de ces deux systèmes expérimentaux et à leur installation au sein du canal hydro-sédimentaire. Ils sont composés de profils de géométries données, d'axe soit vertical, soit horizontal, mis rapidement en incidence par un moteur pas-à-pas. Les paramètres de contrôle imposés à ces profils (loi de vitesse et angle maximal d'incidence) pilotent la formation de vortex isolés. Les sédiments modèles employés lors des expériences sont également présentés et caractérisés.

Les différentes techniques de mesures employées lors des expériences sont présentées dans un deuxième temps. Celles-ci sont toutes des méthodes optiques, non-intrusives, basées sur une (ou plusieurs) caméra(s). L'écoulement tourbillonnaire est de prime abord caractérisé sur deux conditions de paroi, lisse ou rugueuse (lit sédimentaire fixe), nécessitant la conception de prismes pour un bon accès optique. L'étude est réalisée via des plans bidimensionnels de champs de vitesse, soit avec deux composantes (Vélocimétrie par Images de Particules, PIV), soit avec trois composantes (PIV stéréoscopique). Par la suite, deux types de mesures sont effectuées en présence d'un lit sédimentaire mobile. Des acquisitions de type PIV se focalisent sur la mise en suspension des sédiments lors du passage de la structure tourbillonnaire, puis, sur un temps plus long, la morphologie du lit sédimentaire est reconstruite via une méthode de stéréo-corrélation.

Enfin, une dernière partie récapitule l'ensemble des expériences effectuées, dont les résultats sont exploités lors des chapitres suivants.

II.1 Dispositifs expérimentaux

II.1.1 Canal hydro-sédimentaire

Les expériences se déroulent dans le canal hydro-sédimentaire de l'Institut P' (Fig. 2-1). Celui-ci permet d'étudier des écoulements turbulents à surface libre, en présence (ou non) de sédiments. La présence d'un convergent 3D en entrée de canal, équipé de grilles et d'un nid d'abeille, limite le développement de la couche limite sur les parois. Ces dernières sont en verre, pour faciliter l'accès optique.

Les dimensions du canal sont de 7 m en longueur, 0,39 m en largeur et 0,60 m en hauteur, hors chambres d'entrée et de sortie, sans inclinaison particulière. L'eau utilisée est préalablement filtrée pour en retirer le calcaire (eau "adoucie"). Le canal est équipé d'une pompe PCM Moineau avec une vis sans fin, pilotable par un variateur *Schneider Electric* jusqu'à un débit maximal Q_f de 65 L/s. Cette pompe est instrumentée avec un débitmètre *Promag55 (Endress+Hauser)*. La hauteur d'eau dynamique, notée h_e , est modifiable grâce à une guillotine placée au niveau de la chambre de sortie. Un jeu de sondes acoustiques *Mic+340/IUTC* de marque *Microsonic*, couplées à un programme *LabView*, indique cette hauteur d'eau à tout instant. De ces deux paramètres, une vitesse débitante U_{deb} est calculée ($U_{deb} = Q_f / Wh_e$), de l'ordre de 0,26 m/s, pour $h_e = 200$ mm. Cela permet d'estimer un nombre de Froude tel que $Fr_{h_e} = U_{deb} / \sqrt{gh_e}$. Ce dernier étant d'environ 0,18, l'écoulement est clairement "fluvial" et loin de la transition vers un potentiel comportement torrentiel.

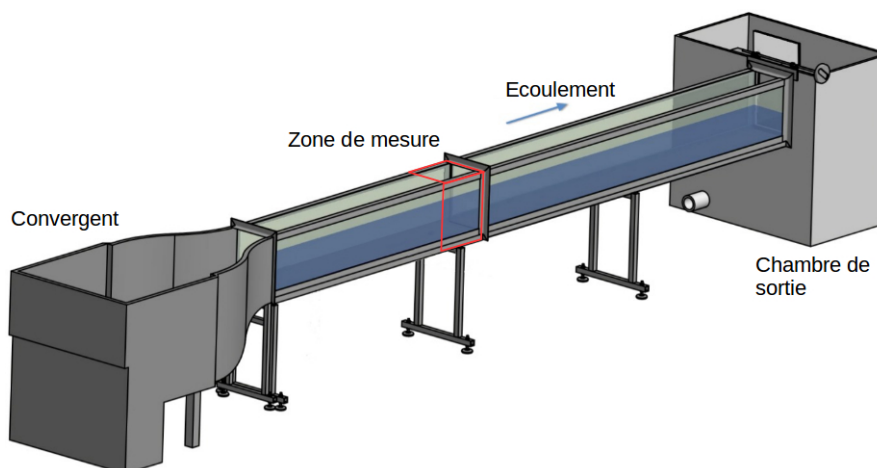


FIGURE 2-1 – Canal hydro-sédimentaire de l'Institut P'.

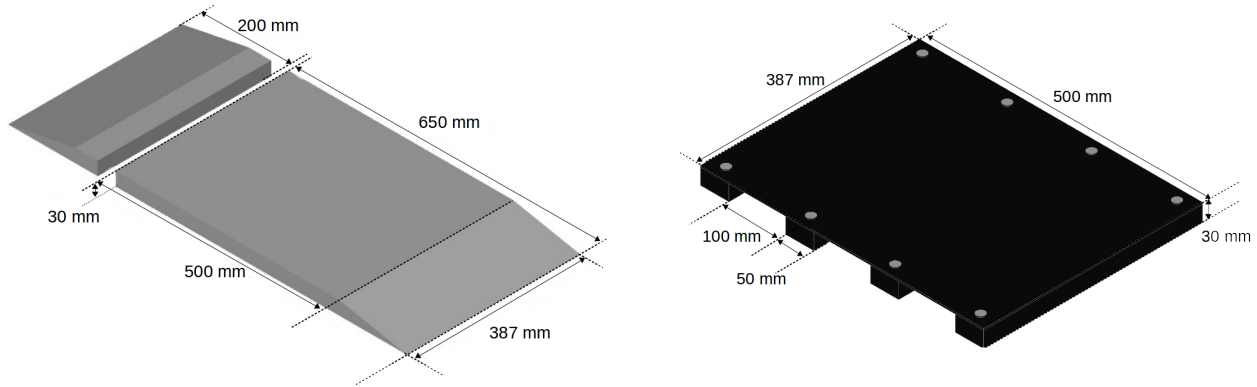
Pour étudier la propagation d'un tourbillon au-dessus d'un fond de caractéristiques variables, nous avons décidé d'usiner un jeu de deux plaques et deux rampes - amont et aval - de PMMA servant de "faux-fond". L'intérêt est multiple :

- protection des parois en verre du canal
- usinage aisé pour y adapter des dispositifs expérimentaux
- création d'une "fosse" pouvant recevoir les sédiments, modulable en longueur

Bien qu'étant couramment utilisé, ce système de faux-fond ne doit pas être pensé à la légère : comme le canal est conçu de manière à casser les grosses structures turbulentes, une mauvaise conception du faux-fond pourrait perturber l'écoulement. Plusieurs systèmes de ce type sont documentés dans la littérature, souvent avec des rampes triangulaires servant de cales : par exemple, [Clubb \(2001\)](#), [O'Donoghue et Clubb \(2001\)](#) ou [Wright \(2002\)](#) utilisent des angles de $11,3^\circ$ à 14° (rapport de 1 : 4 à 1 : 5) pour amener l'écoulement au-dessus d'un lit sédimentaire en limitant les perturbations.

Dans notre cas, nos rampes amont et aval sont usinées avec des angles de 12° , de la même largeur que le canal, avec une épaisseur de 30 mm. Les dimensions sont indiquées Fig. 2-2a. Elles encadrent deux plaques de PMMA de 30 mm d'épaisseur, 387 mm de large et 1020 mm de long.

Afin de caractériser l'écoulement seul et l'influence de l'état de surface sur le tourbillon, des plaques sont usinées en Polyoxyméthylène (POM) noir. Elles sont interchangeables et installées sur un jeu de traverses (Fig. 2-2b).



(a) Géométries des cales amont (gauche) et aval (droite).
La hauteur est de 30 mm.

(b) Géométrie de la plaque lisse pour le générateur vertical. Un ensemble similaire, de largeur 330 mm, est réalisé pour le générateur horizontal.

FIGURE 2-2 – Dimensions des plaques conçues pour le canal.

L'une est laissée libre (lisse), et des sédiments sont fixés sur la seconde avec une colle à bois résistante à l'eau. Les rugosités de ces plaques sont mesurées avec un appareil MarSurf M400, à l'IUT de Poitiers. La valeur R_a , définie comme la rugosité arithmétique moyenne, est de l'ordre de $33,02 \mu\text{m}$ pour la plaque rugueuse et de $0,044 \mu\text{m}$ pour la plaque lisse, sur un ensemble de trois mesures, soit une rugosité 750 fois plus élevée pour la plaque avec sédiments.

II.1.2 Conception de générateurs de tourbillons

Les deux dispositifs expérimentaux conçus pour cette thèse sont ici détaillés, l'un produisant un tourbillon isolé d'axe vertical, l'autre d'axe horizontal. Le cahier des charges impliquait de pouvoir utiliser ces dispositifs dans le canal hydro-sédimentaire présenté précédemment, en usinant au besoin le faux-fond de PMMA. Un moteur pas-à-pas est disponible pour la commande (modèle HR70C4-44S, produit par SEM), il permet de fixer angle et vitesse de rotation. Le logiciel correspondant, IRT 2000/4000, fonctionne sous Windows XP : les phases d'accélération et décélération sont gérées en interne, IRT fournissant des profils de vitesses. La vitesse maximale atteignable par le moteur est de 8000 RPM. Précisons que la conception a été entièrement assurée à l'Institut P'.

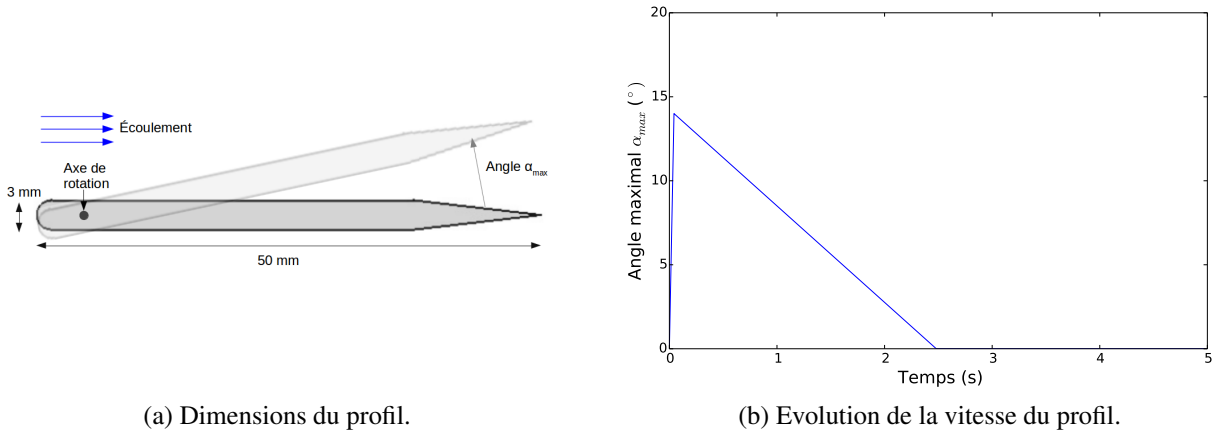
II.1.2.1 Géométries et paramètres des profils oscillants

Le profil doit avoir les mêmes caractéristiques dans les deux montages. Pour éviter de trop grandes perturbations de l'écoulement, son épaisseur e_p est choisie la plus fine possible. Sa longueur est dimensionnée de façon à dépasser de la surface libre lors des expériences (cas vertical) ou pour occuper toute la largeur de canal disponible (cas horizontal). Les paramètres choisis sont une épaisseur $e_p = 3 \text{ mm}$, une corde $c = 50 \text{ mm}$ (soit un rapport d'aspect $e_p/c = 0,06$) la longueur étant de 300 mm (cas vertical), ou 330 mm (cas horizontal).

L'angle d'attaque est arrondi, le bord de fuite biseauté (demi-angle de $6,63^\circ$ sur 13 mm), comme présenté Fig. 2-3a. L'axe de rotation est centré à 5 mm du bord d'attaque. Le profil est usiné en aluminium, puis peint en noir mat pour éviter les réflexions laser qui pourraient avoir lieu lors de mesures.

Les caractéristiques physiques du profil, couplées à celles de l'écoulement, permettent de déterminer plusieurs variables adimensionnelles, notamment :

- $Re_c = U_{deb}c/\nu_f$, le nombre de Reynolds lié au profil.
- $t_c = c/U_{deb}$, un temps caractéristique qui adimensionnera nos variables temporelles ; il correspond au temps nécessaire pour convecter une particule fluide sur une longueur de corde avec une vitesse débitante donnée.



(a) Dimensions du profil.

(b) Evolution de la vitesse du profil.

FIGURE 2-3 – Caractéristiques géométriques du profil et loi de vitesse appliquée.

Les valeurs de référence pour les deux montages sont indiquées dans le Tableau II.1. La viscosité cinématique est considérée pour une température environnante constante de 20°C .

Tableau II.1 – Caractéristiques de l'écoulement pour les montages horizontal et vertical.

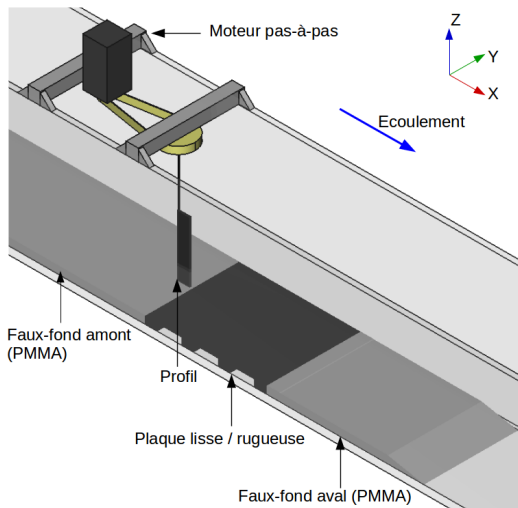
Générateur	U_{deb} (m/s)	Re_c	t_c (s)
Vertical	0,26	13000	0,195
	0,3	15000	0,168
Horizontal	0,28	14000	0,180

Plusieurs paramètres sont réglables logiciellement pour le mouvement du profil : l'angle maximal atteint, la vitesse initiale, la vitesse de retour, l'accélération. En première approche, l'influence de l'angle, noté α_{max} , et celle de la vitesse initiale, notée α_0 , sont étudiées. Pour plus de simplicité, la vitesse est considérée en bout de pale (au bord de fuite, soit à une distance $d_r = 45$ mm du point de rotation), adimensionnée par la vitesse débitante dans le canal hydro-sédimentaire. Cette nouvelle variable est notée K_c (Buchner et al., 2012), telle que $K_c = d_r \alpha_0 / U_{deb}$. Des essais préliminaires ont permis de déterminer que la loi de vitesse appliquée devait être asymétrique, comme l'illustre la Fig. 2-3b, pour ne générer qu'un tourbillon principal. Si la vitesse de retour du profil est comparable à la vitesse d'aller, une paire de tourbillons contra-rotatifs est créée et convectée par l'écoulement. Ces lois de vitesse peuvent être aisément modifiées, et il sera intéressant par la suite de pouvoir étudier le comportement de deux vortex (ou plus).

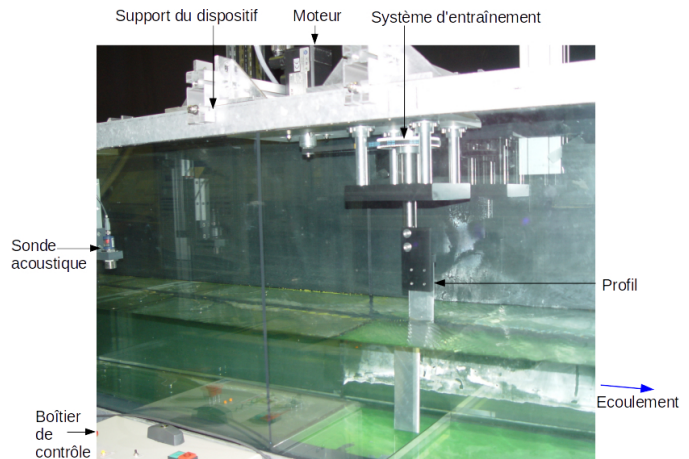
Pour notre étude, un cas de référence est fixé pour $\alpha_{max} = 14^\circ$ (comparable à l'angle nominal dans les expériences de Billant et Chomaz (2000) ou Lacaze et al. (2009) notamment) ; et $K_c = 1$, c'est-à-dire quand la vitesse au bord de fuite égale la vitesse de fluide débitante (même ordre de grandeur que les expériences de Buchner et al. (2012)).

II.1.2.2 Générateur de tourbillon d'axe vertical

Le profil présenté est maintenant intégré au canal hydro-sédimentaire, avec un dispositif permettant de lui appliquer des mouvements spécifiques. Un support est fixé sur les cornières du canal : il sert de soutien à une plaque métallique sur laquelle est pris le moteur pas-à-pas. Un jeu de poulies - diamètre $\varnothing = 22,28$ mm, 14 dents pour l'axe moteur, et $\varnothing = 114,59$ mm, 72 dents pour l'axe profil - et de courroies crantées assurent la transmission du mouvement au profil, avec un rapport de réduction $R_T = 5,14$. Le profil est initialement placé dans le sens de l'écoulement, son extrémité correspondant au début du lit sédimentaire. Une tige de tungstène ($\varnothing = 1$ mm, longueur 16,5 mm) assure une liaison avec le faux-fond (l'axe de cette tige est à 45 mm du bord de fuite du faux-fond). Un espace de 0,5 mm de distance est laissé entre la plaque de fond et le profil, afin d'éviter des frottements inutiles. L'installation générale est présentée Fig. 2-4a et 2-4b.



(a) Schéma du générateur vertical.



(b) Première installation, avant peinture du profil.

FIGURE 2-4 – Générateur de tourbillon d'axe vertical.

La conception de ce système autorise le profil à parcourir une révolution complète autour de son axe de rotation. Toutefois, les expériences se passant avec un débit non négligeable de l'ordre de 20 L/s, un angle élevé risquerait de provoquer une contrainte trop forte sur le profil. Pour ces raisons, l'angle maximal étudié est de 20° . Les restrictions ne s'appliquent pas pour la vitesse appliquée au profil.

II.1.2.3 Générateur de tourbillon d'axe horizontal

Le dispositif horizontal est plus complexe à concevoir : il doit en effet être placé dans l'écoulement, proche de la zone de mesure, et être de dimensions restreintes (la largeur du canal étant inférieure à 40 cm).

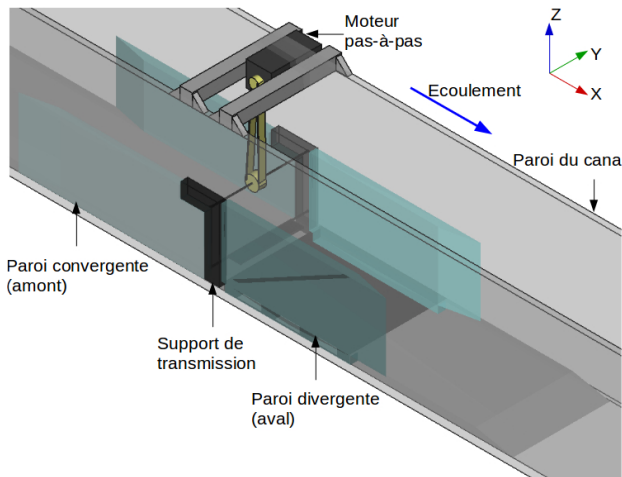
Le générateur repose sur des cales insérées dans une des plaques de PMMA (faux-fond), usinées pour l'occasion. L'objectif est de pouvoir rehausser au besoin le générateur de tourbillon par des jeux de cales de tailles différentes. Le système étant placé dans l'écoulement, il est nécessaire de limiter au maximum les perturbations, en ajoutant des parois convergentes / divergentes. Elles serviront par la même occasion à stabiliser l'ensemble du générateur. Pour pouvoir visualiser l'écoulement, ces parois sont usinées en PMMA de 30 mm d'épaisseur, la section utile du canal est donc réduite à 330 mm. Les angles sont fixés à une pente de 12° . Des entretoises (composées de Norcan de section 45 mm x 45 mm et d'équerres) maintiennent l'écartement entre les parois de PMMA.

Des supports (représentés en noir sur la Fig. 2-5a) permettent d'assurer la transmission entre le moteur et le profil : ils sont en deux parties, rendus étanches grâce à des joints toriques, et relient deux roues de même diamètre avec des courroies crantées (Fig. 2-5b). L'axe bas de rotation est à 25 mm du fond. Concernant le rapport de réduction, la roue dentée liée au moteur reste la même que pour le générateur vertical (14 dents, $\varnothing = 22,28$ mm), mais celle liée au profil est maintenant d'un diamètre $\varnothing = 56,05$ mm, avec 36 dents, soit un rapport de réduction R_T de 2,52. Le générateur est dimensionné pour un angle de 14° .

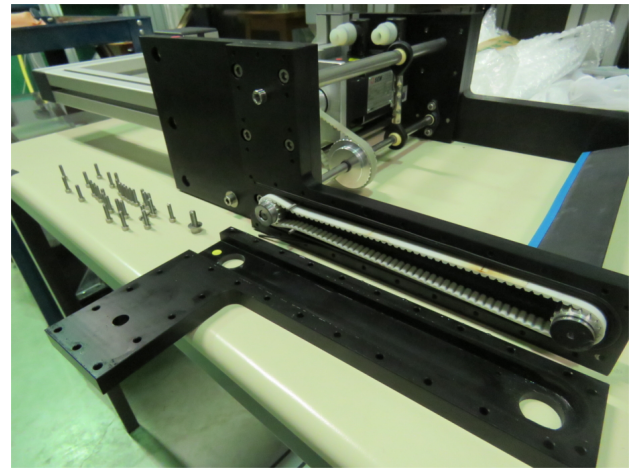
Il est à noter la présence d'un léger jeu (dû aux courroies et roues), décalant le profil de sa position d'origine lors du retour à zéro. La loi de vitesse est alors modifiée par rapport à celle de la Fig. 2-3b : un rattrapage du jeu est effectué en repartant d'un degré dans le sens opposé au mouvement avant la remise effective à zéro.

II.1.2.4 Commandes du moteur

Le boîtier de commande à disposition (Fig. 2-6) provient d'une précédente expérience (sur un viscosimètre), les programmes ont donc été adaptés aux dispositifs des générateurs. La commande de choix du profil permet de sélectionner soit un réglage fin (haut/bas ou gauche/droite) avec une précision de $1/R_T$ °, soit un profil "impulsion" : ce dernier envoie, par appui sur l'interrupteur *On*



(a) Schéma du générateur horizontal.



(b) Axe de transmission moteur/profil démonté.

FIGURE 2-5 – Générateur horizontal dans le canal hydro-sédimentaire.

(vert), la commande de déplacement au profil. Afin de synchroniser les acquisitions et la génération du tourbillon, un *trigger* a été câblé à cet interrupteur, sous la forme d'un signal impulsionnel de niveau haut 5 V (le niveau logique bas étant à 0 V).

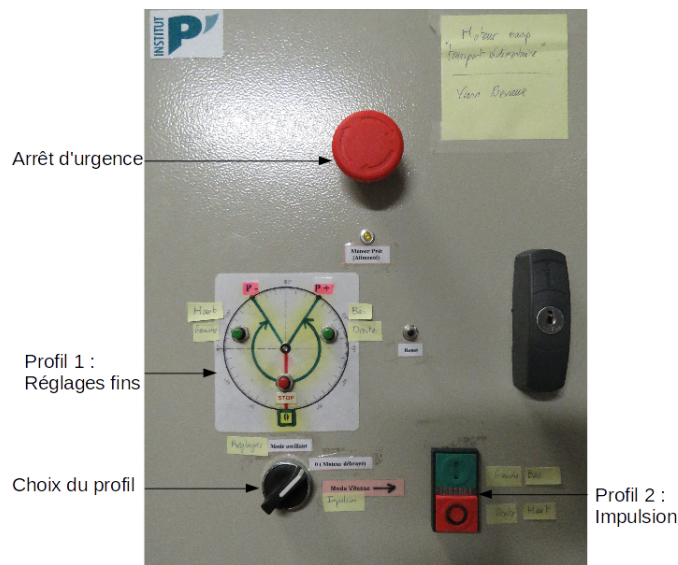


FIGURE 2-6 – Contrôles du boîtier de commande

Le pilotage étant lié au moteur, la programmation doit prendre en compte le rapport de réduction R_T entre moteur et profil, qui diffère selon le montage. Des facteurs de conversion internes, dépendant du type de moteur, s'appliquent également. Les informations sont envoyées via un convertisseur USB/RS232 et doivent être codées en hexadécimal (les nombres négatifs étant codés en complément à 2), dans un langage propriétaire : les documentations techniques sont disponibles sur le site de [A2V mécatronique](#), distributeur français de IRT.

II.1.3 Sédiments modèles utilisés

Il a été vu précédemment que l'appellation de "sédiments" couvre en réalité une large gamme de caractéristiques (forme, densité, cohésion, dimensions ...). Afin de simplifier au maximum le problème, un sédiment modèle, calibré, avec une distribution unimodale en diamètre, et une structure non cohésive, est envisagé.

Choix des matériaux

Plusieurs matériaux non cohésifs sont utilisés dans la littérature pour modéliser des sédiments : quelques unes de leurs caractéristiques sont répertoriées dans le Tableau II.2. Ces derniers ont tous la possibilité d'être produits industriellement, avec un diamètre contrôlé. Comme nous souhaitons nous approcher du comportement d'un sable, les billes de verre ou de quartz sont les plus indiquées en terme de densité. La possibilité d'obtenir des billes soit transparentes, soit teintées, est intéressante pour les mesures optiques.

Tableau II.2 – Types de matériaux utilisés comme sédiments modèles.

Matériau	Densité	Forme	Couleur	Particularités
Corindons	>3	anguleuse	Métallique	contient de l'alumine, du fer ...
Végétal	0,4 à 0,7	anguleuse	Brun, vert	tendre, évite les impacts sur le canal
Verre, quartz	2,5 à 2,65	sphérique	Transparent, teinté	proche d'un sable fin
Plastiques	1,2 à 1,5	sphérique	Transparent, teinté	tendre, évite les impacts sur le canal

Les sédiments choisis ont été commandés chez Sibelco sous la référence "Sablcolor" : leur granulométrie est indiquée entre 0,3 et 0,6 mm, avec un enrobage d'epoxy (additionné de pigments -noir ou blanc- selon la couleur souhaitée).

Pour les besoins des expériences, des particules opaques étaient nécessaires (afin de mesurer aisément une surface de lit sédimentaire, d'éviter les réflexions Laser intempestives...). Des billes de verre, utilisées pour décaper la peinture, étaient déjà disponibles au laboratoire : des premiers essais ont été réalisés pour teinter ces particules, à l'aide d'encre de Chine, de colorants alimentaires ou même de rhodamine B ... Il s'avère que le verre étant inerte, ces produits se relâchent très rapidement une fois dans l'eau. Les billes de verre teintées dans la masse ou enrobées sont donc une bien meilleure option.

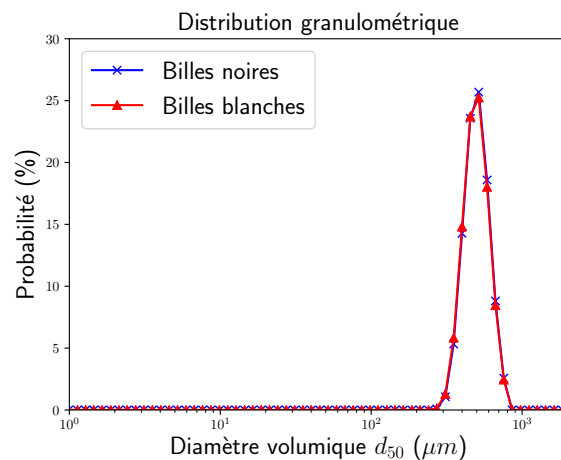
Caractéristiques des sédiments

Granulométrie

La granulométrie a été mesurée via un dispositif MasterSizer 3000 LV (Fig. 2-7a). Ce granulomètre est équipé de deux Laser, l'un à 632,8 nm (rouge), l'autre à 470 nm (bleu) ; les billes sont placées dans un dispersant (eau adoucie) et passent au travers d'une cellule, où des détecteurs mesurent les taux d'obscurisation des faisceaux. Dix acquisitions de 10 s chacune permettent d'estimer les moyennes des diamètres volumiques d_{10} , d_{50} et d_{90} . Les répartitions mesurées sont présentées Fig. 2-7b. Elles sont équivalentes pour les deux couleurs de particules, avec un $d_{50} = 530 \mu\text{m}$ pour l'enrobage blanc et $527 \mu\text{m}$ pour le noir.



(a) Granulomètre MasterSizer 3000 LV.



(b) Distributions obtenues pour deux populations de sédiments (moyennes sur 10 mesures).

FIGURE 2-7 – Granulomètre LASER et distributions mesurées.

Masse volumique

La masse volumique des sédiments est mesurée à partir d'un volume d'eau connu V_e , d'une masse de particules connue M_s . En plaçant ces deux volumes dans une éprouvette de 500 mL, un nouveau volume $V_{e,s}$ est mesuré. Il est alors possible d'en déduire l'espace occupé par le solide (V_s) et donc la densité $\rho_s = M_s/V_s$. La valeur obtenue sur une moyenne de 3 expériences est de 2650 kg/m³.

Installation du lit sédimentaire, détermination du seuil de Shields

Lors des expériences, les sédiments sont placés dans le canal, à l'emplacement de la plaque de mesure noire (Fig. 2-4a). Avec les cales, la taille du lit sédimentaire est modulable, mais elle est choisie fixe, d'une longueur de 50 cm (sa largeur étant celle du canal, et sa hauteur celle des faux-fonds environnants). Environ 15 kg de matériaux sont nécessaires pour établir ce lit. Entre deux expériences, celui-ci est agité de manière à "casser" des potentiels arrangements internes ou effets de tassement. Il est également "lissé" avec un réglelet métallique rigide, pour ne pas avoir de structures en surface en début de manipulations. Le débit est augmenté graduellement pour atteindre la hauteur et la vitesse débitante souhaitées.

Pour la suite, il a été décidé d'effectuer les expériences juste sous le seuil de Shields, en régime *clear-water* (c'est-à-dire en absence de mouvement du lit). Pour cela, des observations ont été réalisées avec un lit sédimentaire initialement plat : le débit fluide est augmenté au fur et à mesure dans le canal, et celui pour lequel s'observe un mouvement du lit, sur plusieurs minutes d'affilée, est relevé. Un débit de fonctionnement inférieur à celui de mise en mouvement est alors sélectionné. Ainsi, la mise en suspension de particules est observable seulement lors du passage du tourbillon. Par la suite, l'apparition d'une morphologie particulière est liée uniquement à cette déstabilisation initial du lit sédimentaire. Dans le cas du dispositif vertical, la mise en mouvement s'observe pour un débit de 25 L/s. Un débit de fonctionnement inférieur de 20%, soit $Q_f = 20$ L/s, est alors choisi. De la même manière, le débit fluide est déterminé à $Q_f = 18,3$ L/s pour le générateur horizontal. A un même débit, la section du canal étant réduite par les plaques sur les bords dans la configuration horizontale, la vitesse débitante augmente. Cependant, il est intéressant de remarquer que la mise en mouvement ne se fait pas exactement aux mêmes vitesses débitantes (cas vertical : $U_{deb} = 0,26$ m/s, cas horizontal : $U_{deb} = 0,28$ m/s), la géométrie de nos dispositifs a donc également une influence. Les nombres de Reynolds particuliers correspondants sont de $Re_p = 135$ et $Re_p = 146$ (respectivement pour les cas vertical et horizontal).

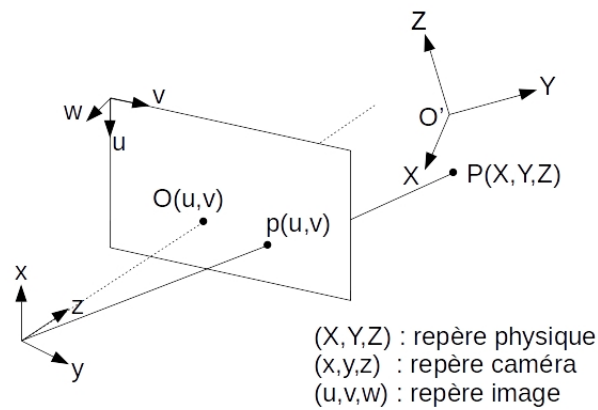
II.2 Méthodes de mesures

Notre étude se focalise en premier lieu sur la caractérisation hydrodynamique de l'écoulement. Pour cela, le laboratoire dispose d'un panel de techniques optiques éprouvées, dérivées de la méthode *PIV* (*Particle Image Velocimetry* - Vélodimétrie par Images de Particules), présentées en partie II.2.2. Le transport sédimentaire étant la seconde dimension de nos expériences, la partie II.2.3 détaille les méthodes utilisées pour remonter, d'une part, à l'évolution temporelle de la morphologie du lit sédimentaire, et d'autre part à une estimation du transport instationnaire induit par le passage d'un tourbillon. Ces techniques sont toutes des méthodes optiques. Une brève introduction permettra donc de présenter le fonctionnement général de l'acquisition et du calibrage de caméras.

II.2.1 Généralités sur les caméras

Une des bases des méthodes optiques est le calibrage précis des caméras. L'objectif est de modéliser mathématiquement le passage d'un espace "image" (repère (o, u, v)) à un espace "objet" (repère (O, X, Y, Z)), comme représenté Fig 2-8.

Dans les cas discutés ici, ce modèle est dit *Pinhole DLT* (*Direct Linear Transformation, pinhole* étant un trou d'épingle) ou "sténopé" en français : il se présente comme dans l'équation II.2.1, sous la forme d'une matrice de projection M de dimensions $M_{3,4}$. L'image est une projection de l'objet, donc une transformation modélisable mathématiquement. M peut se décomposer de manière à faire apparaître des matrices de rotation et de translation.

FIGURE 2-8 – Illustration du modèle *Pinhole*.

$$\begin{pmatrix} su \\ sv \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} X \\ Y \\ X \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II.2.1})$$

Pour déterminer la relation de passage, une méthode couramment utilisée est l'identification d'ensembles de points (mire), dont les caractéristiques géométriques sont connues. Les mires sont souvent présentées sous la forme de quadrillage de points, de croix ... noirs sur fond blanc (ou vice-versa), l'idée étant de pouvoir détecter aisément les motifs à l'aide d'algorithmes. Dans notre cas, la mire de référence est composée d'un maillage régulier de points noirs de 2,5 mm de diamètre, espacés entre eux de 10 mm. Une étape de calibrage est présentée Fig. 2-9.

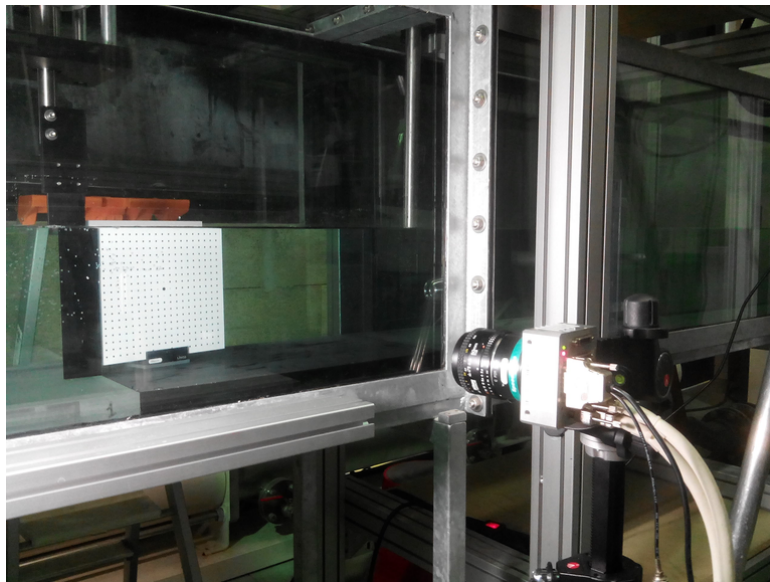


FIGURE 2-9 – Calibrage d'une caméra pour une méthode PIV. La mire mesure 20 cm par 20 cm. Un éclairage est placé sur la gauche pour assurer un bon contraste sur toute la mire.

Un plan de mire simple permet d'accéder à deux composantes spatiales : c'est en fait le calcul d'un facteur d'échelle qui est appliqué pour dimensionner les images lors des traitements, couplé à une correction des distorsions optiques. Dans le cas d'un champ de vitesse (PIV simple), cela résulte en des champs en 2D, avec les composantes de vitesse u et v . L'ajout d'une deuxième caméra et d'un (ou plusieurs) plan(s) de mire permet d'obtenir l'effet de "profondeur", comme avec le regard humain, en replaçant les images dans le même référentiel. Dans le cas de la PIV stéréoscopique, les résultats sont des champs en 2D, avec les trois composantes de vitesse. Si des caméras supplémentaires sont

rajoutées, les mesures sont alors volumiques. Chaque caméra doit correspondre à une matrice de projection donnée.

Une fois les modèles de caméras obtenus, la suite des opérations consiste à "rectifier" les images acquises en les uniformisant dans un repère correctement dimensionné : cette étape est nommée *de-warp* (provenant de l'anglais *warp*, gauchir), un exemple en est donné Fig. 2-10a.

Toutefois, un léger écart subsiste entre le plan de la mire et le plan de mesure "vrai". Une étape de *self-calibration* ("auto-calibrage") permet alors d'induire des petites modifications (rotations, translations) sur le modèle, pour faire en sorte qu'il corresponde du mieux possible aux images de mesures.

Les images acquises (plans de mire ou images de mesures) peuvent subir un pré-traitement, notamment un seuillage pour les images de mire, ou une soustraction d'image moyenne, lors d'acquisitions sur plusieurs pas de temps, pour ôter le bruit de fond (réflexions, particules fixes ...).

En résumé, la procédure à suivre est la suivante :

- Acquisition des plans de mire
- Pré-traitement (soustraction d'un minimum, seuillage...), *étape optionnelle*
- Détection des points sur chaque image de mire
- Calcul des matrices de projection, obtention des modèles de caméras

Tout ceci est réalisé avec une librairie de traitements d'images en C++, *Simple Library for Image Processing* (SLIP), développée à l'Institut P' (Tremblais et al., 2010).

II.2.2 Caractérisation de l'écoulement

Les techniques de Vélocimétrie par Images de Particules (abrégé par la suite en PIV) et de Vélocimétrie par Images de Particules Stéréoscopique (abrégé en SPIV, ou stéréo-PIV), sont présentées dans cette partie.

II.2.2.1 Champs de vitesses 2D2C : la PIV

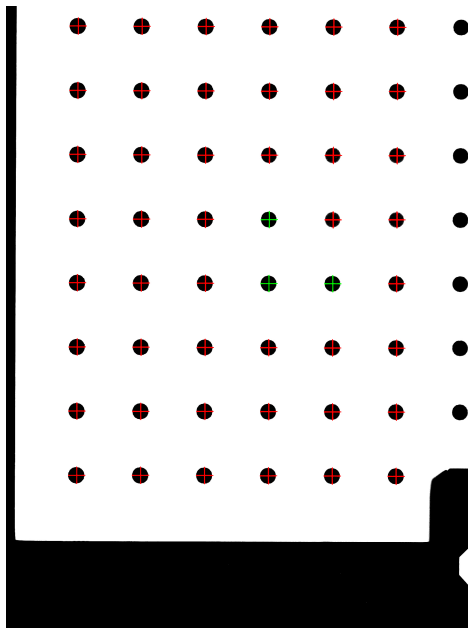
La PIV consiste à ensemercer l'écoulement à mesurer avec des particules fines (typiquement, des billes plastiques de diamètre 20 μm) et à éclairer brièvement une tranche de cet écoulement avec une nappe laser. Les particules sont d'une densité proche du fluide, et leur diamètre étant faible, elles suivent bien l'écoulement et en sont représentatives. L'éclairage laser est quant à lui pulsé, c'est-à-dire que deux impulsions, à un petit intervalle de temps Δt , illuminent l'écoulement et font apparaître les particules citées ci dessus. L'usage est d'avoir un déplacement moyen des particules d'environ 8 px entre les deux illuminations. Une caméra, placée normalement à l'écoulement, enregistre à chaque impulsion une image des particules (Fig. 2-10b). Des algorithmes en deux dimensions permettent de découper les images en fenêtres d'interrogation (par exemple 32 par 32 px²), avec un potentiel recouvrement (*overlap*) entre elles. Ces fenêtres sont alors corrélées entre elles ; la maximisation de la corrélation indique alors un déplacement moyen $\vec{\Delta d} = (\Delta x, \Delta y)$ sur la fenêtre considérée. Connaissant le décalage temporel Δt et $\vec{\Delta d}$, la vitesse correspondante \vec{u} peut être calculée suivant l'équation II.2.2.

$$\vec{u} = \vec{\Delta d} / \Delta t \quad (\text{II.2.2})$$

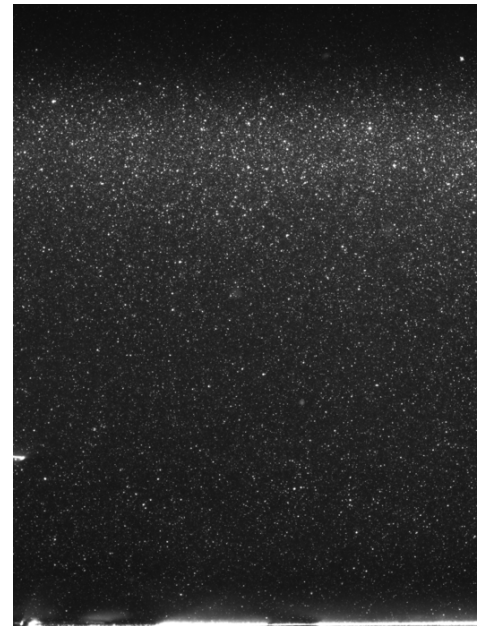
Dans notre cas, le matériel suivant est utilisé pour les mesures PIV :

- Caméra : Dantec SpeedSense 1040 (résolution de 2320 x 1726 px²), filtre passe-bande à 532 nm
- Objectif : Nikon 105 mm, ouverture f/2,8
- Logiciel d'acquisition : DynamicStudio de Dantec Dynamics, en version 6.1
- Code de corrélation 2D : dépendant de la librairie Vive3D (interne à l'Institut Pprime)
- Laser : Litron Nano L50-50 PIV, 532 nm, 2x50 mJ
- Bras laser "*Sheet Optics for Underwater system*" de LaVision
- Ensemencement : 15 g de particules Vestosint, de diamètre 20 μm

Précisons le fonctionnement du bras laser : ce système étanche contient un guide métallique de 1,5 m associé à un jeu de miroirs et de lentilles. Ce périscope permet à un faisceau laser généré à une de ses extrémités, ici au-dessus du canal hydro-sédimentaire, d'être amené et réparti en nappe sous l'eau. Cela permet de s'affranchir des effets de surface libre et de mesurer facilement dans un plan vertical.

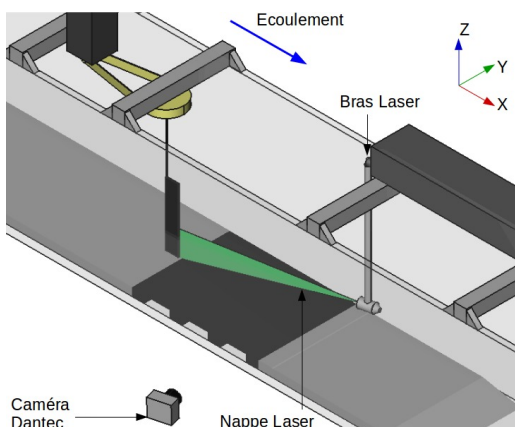


(a) Points repérés par le programme C++, les croix en vert étant l'origine $(0, x, y)$.

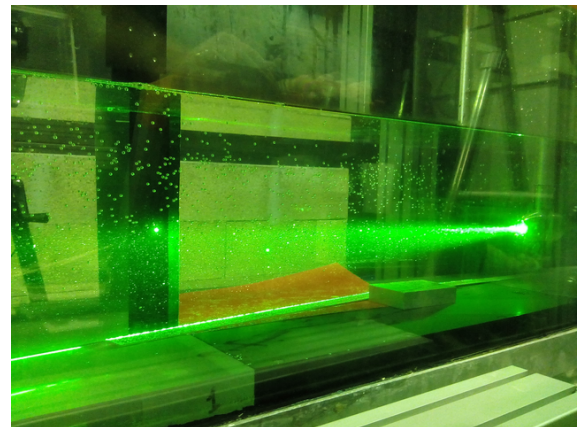


(b) Image instantanée de particules avant rectification.

FIGURE 2-10 – Principe du calibrage : une image de mire de caractéristiques connues (ici, des points de 2,5 mm de diamètre, espacés de 10 mm) permet de rectifier les plans acquis par la suite.



(a) Schéma de la métrologie PIV.



(b) Premiers réglages de la nappe laser.

FIGURE 2-11 – Mise en place d'une méthode de PIV pour la mesure d'un plan vertical.

L'installation est illustrée sur la Fig. 2-11a : sur ces images, la nappe laser arrive de biais par rapport au profil (en réalité, avec un angle de 12° par rapport au plan médian), car l'axe principal de propagation du vortex vertical ne se fait pas au milieu du canal. Ceci sera expliqué dans le prochain chapitre. Les mesures PIV pour le générateur horizontal sont par contre faites dans le plan médian (à $W_r/2$ de chaque paroi, soit 165 mm). Les acquisitions sont réalisées avec les paramètres indiqués dans le Tableau II.3, puis les calculs de corrélation sont effectués avec un recouvrement de 50%, partant de fenêtres $64 \times 64 \text{ px}^2$ (2 passes), puis $32 \times 32 \text{ px}^2$ (2 passes) et une passe finale sur des fenêtres de $16 \times 16 \text{ px}^2$. Un filtre médian est appliqué par la suite pour éliminer les vecteurs erronés.

Tableau II.3 – Paramètres des acquisitions par PIV.

f_{acq}	t_{acq}	Δt	Taille de champ
50 Hz	1 s	800 μs	1,7c x 2,1c

II.2.2.2 Champs de vitesses 2D3C : la stéréo-PIV

La méthode PIV a été précédemment vue : celle-ci donne accès à des mesures de deux composantes de vitesses sur un plan 2D. L'utilisation d'une seconde caméra permet d'ajouter le calcul de la troisième composante du vecteur vitesse, en ayant un angle suffisant entre les deux objectifs pour pouvoir trianguler \vec{w} . Cette technique sera ici utile pour caractériser le tourbillon sur plusieurs coupes horizontales, tout en ayant accès à la composante verticale de vitesse.

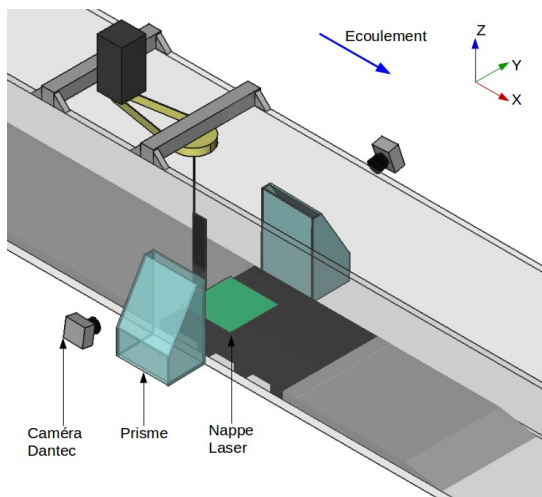
Deux problèmes se posent alors (Prasad, 2000) :

- l'angle entre le plan mesuré et la caméra modifie les trajets optiques : la zone d'intérêt est difficilement accessible.
- les plans image, lentille et capteur n'étant plus parallèles entre eux, le point de netteté se décale : ce problème est connu comme la loi de Scheimpflug.

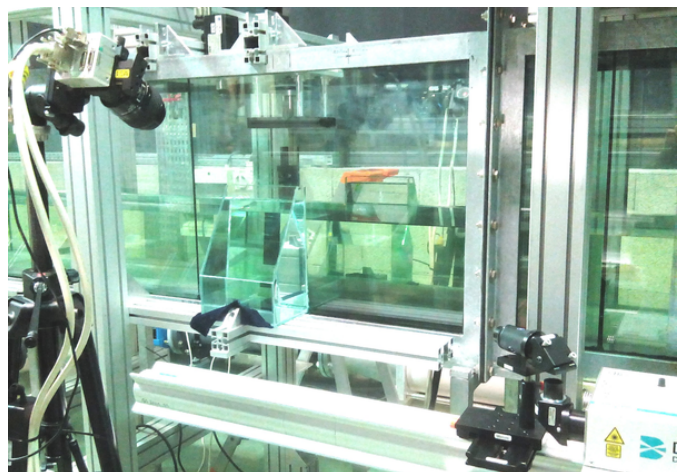
Pour s'affranchir des changements d'indices optiques, des prismes ont été réalisés : ceux-ci sont en verre Saint-Gobain (5 mm d'épaisseur) et forment un angle de 30° avec la paroi du canal. Le haut des prismes est laissé ouvert, pour pouvoir les remplir d'eau et avoir accès aux parois intérieures (pour le nettoyage par exemple). Afin d'éviter la formation de traces calcaires, le remplissage est fait avec de l'eau adoucie. Un programme d'optique géométrique libre, OptGeo (version 2.24), a permis d'estimer l'angle des prismes pour obtenir un trajet optique satisfaisant. Le dimensionnement et les plans ont ensuite été réalisés à l'aide du modèleur 3D libre FreeCAD (v.0.16). La conception a été assurée par SOS Aquarium 06. Les caractéristiques sont disponibles en Annexes A.

Le plan de netteté peut quant à lui être obtenu par l'utilisation de montures de Scheimpflug : ces montages mécaniques s'insèrent entre l'objectif (plan de la lentille) et la caméra (plan du capteur) en les "désolidarisant". Cette indépendance permet de chercher le point d'intersection des trois plans (lentille, objet, capteur) pour assurer une bonne focalisation sur toute l'image.

La totalité du système est présentée Fig. 2-12a et 2-12b. Les champs obtenus sont d'environ 10 cm sur 10 cm. Il est à noter qu'en présence des prismes, le trajet de la nappe laser n'est pas anodin, car des réflexions multiples peuvent apparaître dans les zones de vue des caméras.



(a) Système d'acquisition pour la stéréo-PIV.



(b) Installation d'un prisme, d'une caméra et du laser.

FIGURE 2-12 – Mise en place d'une méthode de stéréo-PIV pour la mesure de plans horizontaux.

Lors de cette thèse, le matériel disponible pour les mesures stéréo-PIV est le suivant :

- Caméras : Dantec SpeedSense 1040 (résolution de $2320 \times 1726 \text{ px}^2$), montures Scheimpflug (angle maximal de 20°)
- Objectifs Nikon 105 mm, ouvertures de $f/8$ (pour la caméra placée face au laser) et $f/2,8$ (pour la caméra en rétro-diffusion), avec filtres passe-bande à 532 nm
- Utilisation des prismes
- Logiciel : DynamicStudio de Dantec Dynamics, en version 3.41
- Laser : Litron Nano L50-50 PIV, 532 nm, 2x50 mJ
- Ensemencement : particules de Vestosint de diamètre $20 \mu\text{m}$

Plusieurs plans de mire étant nécessaires, une table de déplacement Melles-Griot, pilotée par le logiciel ThorLabs, est utilisée pour un mouvement précis de la mire. Ici, autour du plan de référence à $z = 0$ mm, 4 plans supplémentaires sont acquis, à $\pm 0,5$ mm et ± 1 mm. Ces cinq images assurent un nombre de points suffisant pour le calcul précis des modèles de caméras.

Après avoir correctement calibré, les images subissent une rectification puis un calcul de corrélation 2D, résultant en des champs 2D2C pour chaque caméra. Un algorithme de triangulation donne finalement la troisième composante des champs en deux dimensions (les champs sont dits "2D3C") : à l'aide des matrices de calibrage, les vecteurs sont projetés dans le référentiel "image" et une méthode des moindres carrés permet de déterminer la ligne de vue la plus probable. Plus de détails sont disponibles dans [Callaud \(2003\)](#). Les différents paramètres d'acquisition sont indiqués dans le Tableau II.4.

Tableau II.4 – Paramètres des acquisitions par SPIV.

f_{acq}	t_{acq}	Δt	Taille de champ
50 Hz	1 s	1600 μ s	1,9c x 3c

D'autres techniques permettraient de visualiser qualitativement les tourbillons. Par exemple, [Meunier \(2001\)](#) introduit dans son montage expérimental, sur les bords de fuite des profils générant des tourbillons, des colorants (fluorescéine - jaune/vert - ou rhodamine β - orange) soulignant le comportement du fluide (Fig. 2-13). Ces techniques sont utilisées par d'autres auteurs ([Cariteau, 2005](#); [Lacaze et al., 2009](#)). Une alternative est le traçage électrochimique ([Auzerais, 2017](#)). Une revue des différentes possibilités est proposée par [Merzkirch \(2012\)](#), mais la gamme de mesure reste relativement faible, de 0,1 à 5 cm/s pour la vitesse d'écoulement.

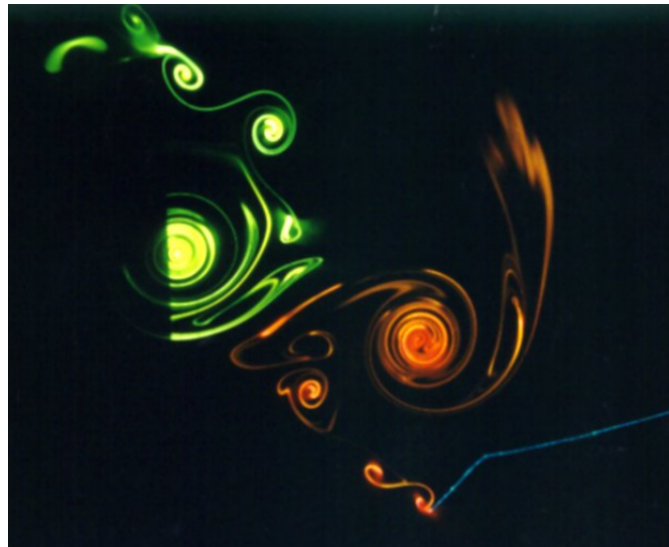


FIGURE 2-13 – Tourbillons mis en évidence par des filets colorés ([Meunier, 2001](#)).

II.2.3 Caractérisation de la morphologie et du transport sédimentaire

De nombreuses techniques de mesures sont utilisables dans le cadre du transport sédimentaire, selon l'aspect sur lequel l'étude est focalisée.

Ainsi, des technologies acoustiques comme les ADVP (*Acoustic Doppler Velocimetry Profiler*) permettent de mesurer la vitesse des particules charriées, tant *in situ* ([Geay et al., 2017](#)) qu'en laboratoire ([Blanckaert et al., 2017](#)). La structure du lit est accessible également via des capteurs acoustiques : [Auzerais et al. \(2016\)](#) utilisent par exemple un ensemble de 20 sondes à ultrasons pour "balayer" et reconstruire la morphologie d'un lit sédimentaire.

En mesurant les variations de masses (via des balances), les évolutions de débits solides peuvent être connues : [Houssais \(2013\)](#) mesure par exemple en bout de canal la masse de matière transportée ;

celle-ci étant en augmentation constante de par ses conditions hydrauliques, il est possible de remonter au flux solide Q_s transporté et à ses variations temporelles. En milieu naturel, des instruments comme la bouteille de Delft (une buse dans laquelle se dépose la matière) permettent le prélèvement de sédiments. En laboratoire, la conception de "pièges à sédiments" peut être une alternative : en usinant un espace dans un réceptacle adapté (le faux-fond d'un canal par exemple), il est possible de "capturer" un échantillon de matière pour estimer le débit solide.

Les méthodes optiques proposent un large éventail d'applications, tant pour le comportement local de particules que pour une analyse globale à l'échelle du lit. Avec deux (ou plus) populations de sédiments de couleurs différentes, de diamètres médians d_{50} différents, le tri granulométrique peut être mis en évidence (Auzerais et al., 2016). Avec des distributions comparables, des méthodes de corrélation peuvent donner accès à la structure du lit, comme nous le verrons ensuite. Des analyses type PIV permettent de remonter à l'évolution spatio-temporelle de motifs sédimentaires (par exemple à partir de deux caméras et de traitements d'images adaptés : Tsubaki et al. (2018)). Les méthodes de PTV (*Particle Tracking Velocimetry*), en suivant des particules isolées, indiquent le déplacement précis des grains de matière. L'utilisation de profilomètre laser peut donner accès aux morphologies observables (voir Lachaussée et al. (2018) pour les motifs d'affouillement derrière un cylindre), ou aux taux d'érosion et de dépôt (comme proposé par Zordan et al. (2018)).

La reconstruction du lit sédimentaire est ici abordée avec une méthode de stéréo-corrélation, tandis que le transport instationnaire est estimé par l'utilisation d'une nappe laser et d'une caméra visant l'envol de particules au passage du tourbillon.

II.2.3.1 Reconstruction du lit sédimentaire : la stéréo-corrélation

L'objectif de cette méthode est de corréler des images avec divers angles de vue pour reconstruire une surface tridimensionnelle. Ce principe est par exemple utilisé par Baglio et al. (2001) avec une trame de points, projetée sur un lit sédimentaire par une lentille ; ce motif est identifié par deux caméras différentes et permet d'accéder aux variations temporelles de bathymétrie.

Dans notre cas, le motif sera créé par l'utilisation de deux ensembles de sédiments de couleurs différentes (noir et blanc) mais de caractéristiques équivalentes (diamètre et densité notamment). Les calculs sont réalisés par une méthode de Chatellier et al. (2013) détaillée dans Gomit (2013). Celle-ci, intitulée HNC (Hauteur, Normale, Courbure) représente notre interface sédimentaire dans un domaine cartésien (x,y,z) . Le plan $(x,y,0)$ est alors un plan de référence, typiquement le lit sédimentaire au repos.

La zone est balayée selon un maillage régulier par pas Δx , Δy , et pour chaque point d'intérêt (x_0, y_0) , une zone rectangulaire est définie avec l'estimation d'un prédicteur. Les matrices de calibrage de chaque caméra sont utilisées pour reconstruire les images correspondantes par projection, puis ces images projetées sont corrélées en elles, deux à deux. Dans le cas où plus de deux caméras sont utilisées, un coefficient de corrélation moyen est estimé. Le paramètre de hauteur pour lequel la corrélation est maximisée est modifié itérativement. La figure 2-14 présente 4 images et la surface reconstruite associée.

Pour un z proche de la hauteur de référence, à un point $(x, y) = (x_0 + \delta x, y_0 + \delta y)$, un développement de Taylor donne l'équation II.2.3 : il est ainsi possible d'estimer z à l'ordre 0 (uniquement la hauteur h), 1 (avec les calculs des normales) ou 2 (avec l'ajout des courbures).

$$z = h + \frac{\partial h}{\partial x} \delta x + \frac{\partial h}{\partial y} \delta y + \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \frac{\delta x^2}{2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \frac{\delta y^2}{2} + \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial y} \delta x \delta y \quad (\text{II.2.3})$$

Conceptuellement, il est intéressant de pouvoir utiliser la même méthode pour une surface libre ou pour une interface sédimentaire.

Concernant le matériel, 4 caméras sont disponibles, les dispositifs utilisés sont les suivants :

- Caméras : Jai CV-M2 (résolution de 1600 par 1200 px²) et montures Scheimpflug (angle maximal de 20°), Fig 2-15a
- Objectifs : Nikon 50 mm, ouverture de f/4
- Utilisation des prismes
- Logiciel de communication avec les caméras : CV-M2 *control tools*
- Acquisition : logiciel Hiris et boîtier EG (générateur de délai)

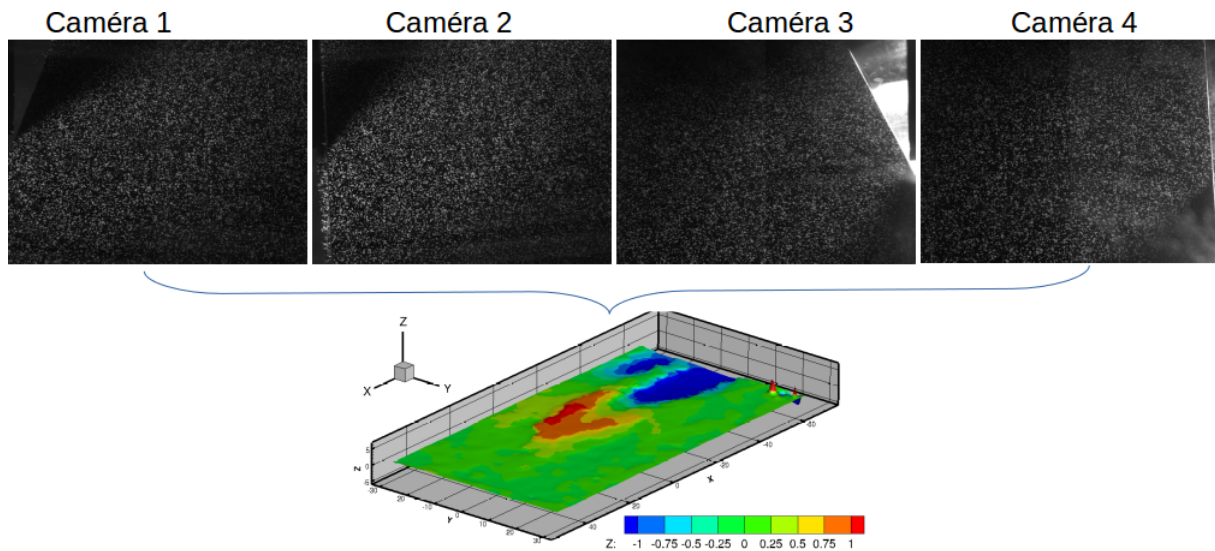
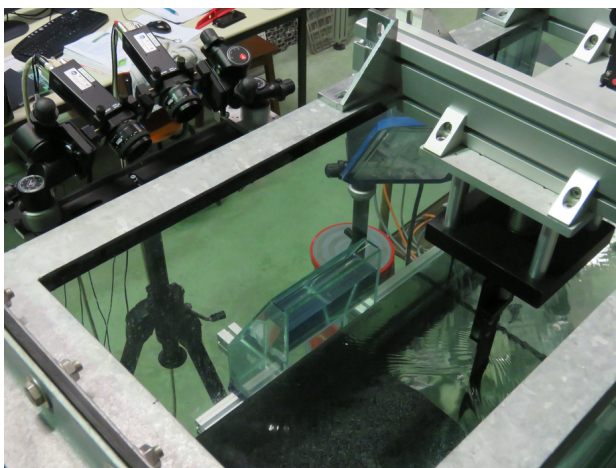


FIGURE 2-14 – Exemple de reconstruction du lit sédimentaire à partir de 4 images.

— Lit de sédiments bicolores (Fig. 2-15b)

Pour calibrer, la hauteur de référence de la mire est choisie à 3 cm du fond du canal, avant installation de sédiments (soit au niveau de l'interface du lit une fois en place). Quatre plans de mire sont acquis en plus de celui de référence, à $\pm 2,5$ mm et ± 5 mm.



(a) Installation pour la stéréo-corrélation : les deux caméras visibles sont montées sur un même pied photo et visent la même zone au travers d'un prisme.



(b) Morphologie du lit sédimentaire obtenue pour un débit $Q_f = 20$ L/s et une incidence fixe du profil (20°).

FIGURE 2-15 – Installation d'un lit bicolore pour appliquer une méthode de stéréo-corrélation.

Pour gérer précisément l'acquisition, un boîtier EG (R&D Vision) génère un chronogramme (Fig. 2-16). Au niveau logique haut (5 V), les caméras acquièrent durant un intervalle de temps Δt avant de repasser au niveau logique bas (0 V) : il est possible de modifier logiciellment Δt , et donc l'intensité lumineuse enregistrée par les caméras (cela évite de changer l'ouverture des objectifs et d'avoir à recalibrer). Ce chronogramme est reproduit à une fréquence f_{acq} . Les différents paramètres d'acquisition sont récapitulés dans le Tableau II.5.

Tableau II.5 – Paramètres des acquisitions par stéréo-corrélation.

f_{acq}	t_{acq}	Δt	Taille de champ
0,05 Hz	30 min	6000 μ s	1,2c x 2,4c

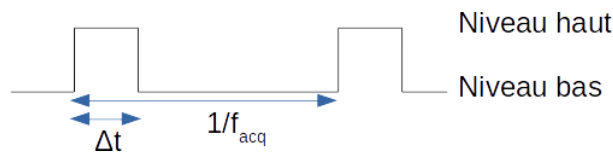


FIGURE 2-16 – Chronogramme appliqué avec le générateur de délai.

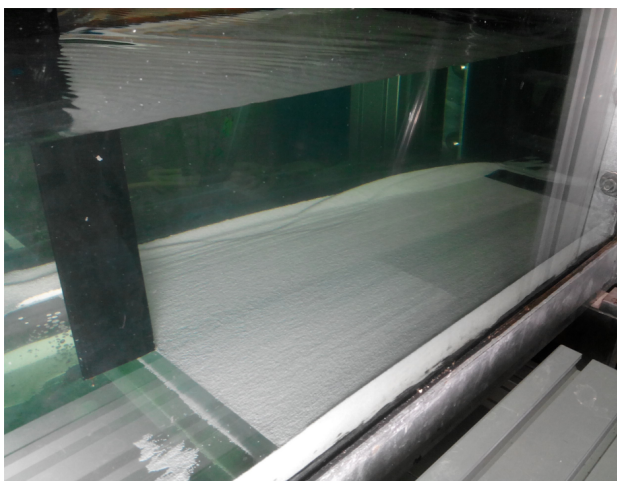
II.2.3.2 Estimation du transport sédimentaire

Nous cherchons maintenant à estimer le transport sédimentaire instationnaire. Pour cela, le même type de montage que celui présenté précédemment pour la PIV est employé (les caméras, laser, réglages ne sont en fait pas modifiés), avec le périscope amenant la nappe laser directement dans l'écoulement. Le tableau II.6 récapitule les paramètres d'acquisitions pour le transport sédimentaire. Les mesures ont été faites en mode "PIV", avec l'enregistrement de deux images à un intervalle de temps Δt : il sera possible par la suite d'estimer les vitesses des particules.

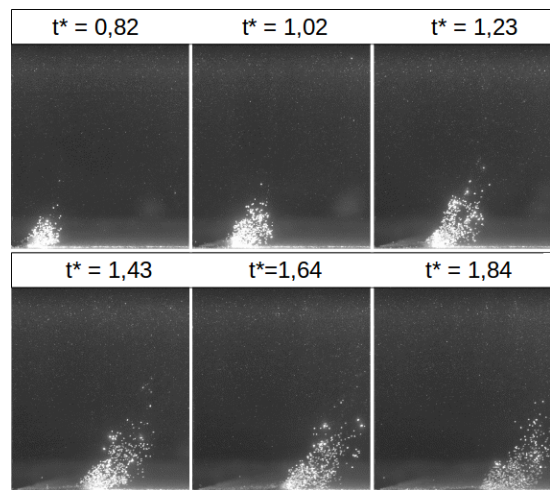
Tableau II.6 – Paramètres des mesures de transport sédimentaire.

f_{acq}	t_{acq}	Δt	Taille de champ
50 Hz	1 s	1200 μ s	1,7c x 2,1c

Le lit sédimentaire est installé avec seulement des particules blanches, qui renvoient mieux la lumière (Fig. 2-17a). Lors du passage du tourbillon, les particules sont entraînées (Fig. 2-17b).



(a) Installation du lit sédimentaire (entièrement composé de billes blanches).



(b) Evolution temporelle du transport, pour un tourbillon généré avec $\alpha_{max} = 14^\circ$ et $K_c = 1$.

FIGURE 2-17 – Estimation du transport sédimentaire.

La diffusion de la lumière (ici, de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm) par une particule sphérique de rayon r dépend du ratio λ/r . Dans le cas où le grain de matière est beaucoup plus grand que la longueur d'onde, la diffusion de Mie s'applique et l'intensité lumineuse I suit une loi $I \propto r^2$. Cette dernière configuration s'applique dans notre cas. Les images sont ici en niveaux de gris, soit 256 valeurs possibles (0 étant noir, et 255 blanc) : après soustraction de l'image moyenne, il est possible d'estimer des profils d'intensité lumineuse pour chaque image (Fig. 2-18a), ceux-ci représentent les sédiments transportés par le passage du tourbillon et réfléchissant la nappe laser. Ces profils permettent de quantifier la matière transportée (Fig. 2-18b)

Avec un traitement d'images adéquat, les sédiments transportés peuvent être identifiés. Une mesure de la masse transportée permet de calibrer le système et d'assurer une correspondance image / taux de transport (Frey et al., 2003). Dans notre cas, ce calibrage n'a pas été réalisé, mais cela reste une perspective envisageable.

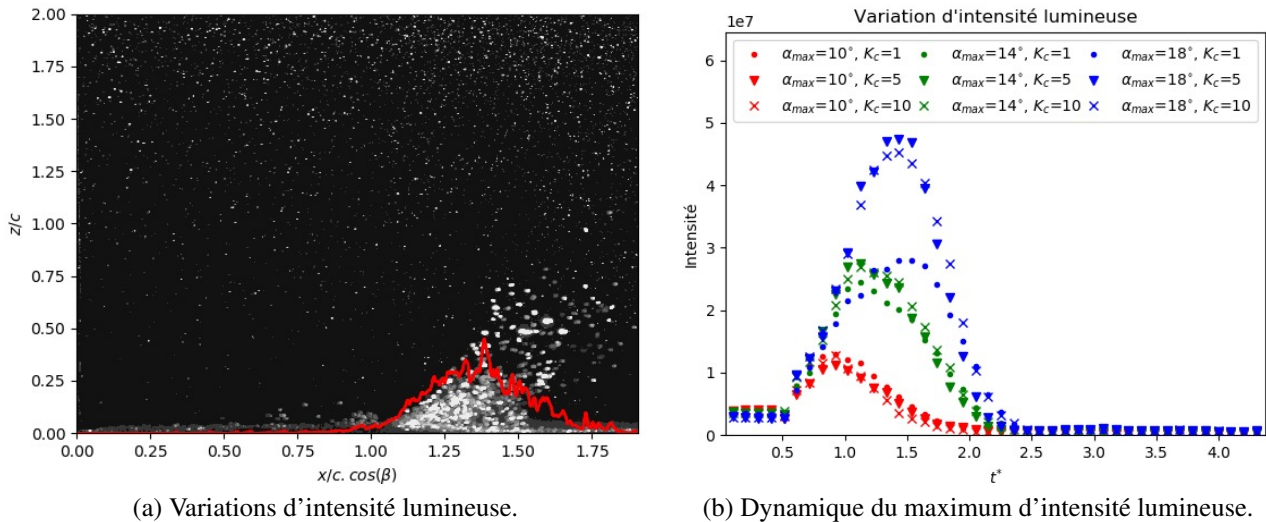


FIGURE 2-18 – Estimation du transport sédimentaire.

II.3 Conclusions : synthèse des mesures réalisées

Les dispositifs expérimentaux et les diverses techniques de mesures employées ont été présentés. Ce paragraphe présente maintenant les plans d'expériences permettant de caractériser les écoulements produits : notamment, des études paramétriques en fonction de l'altitude, de la rugosité de paroi, du débit, des paramètres du profil (angle maximal α_{max} , loi de vitesse K_c), sont menées.

Générateur vertical

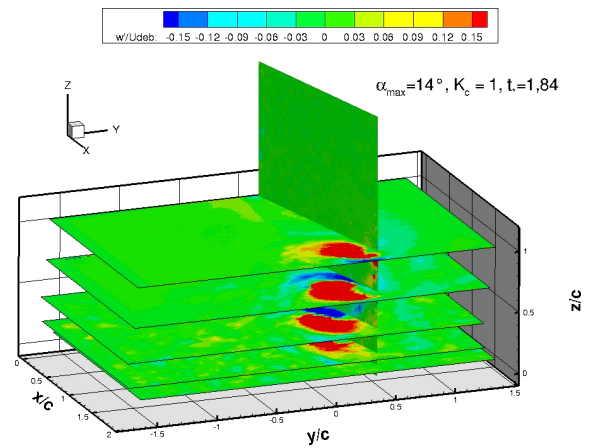
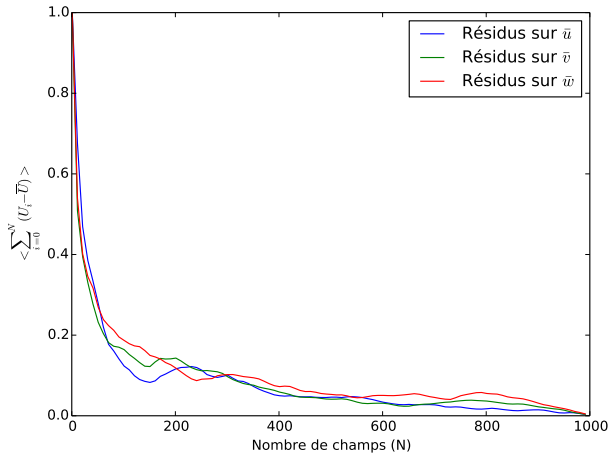
Écoulement fluide

Les conditions hydrauliques des expériences mesurées par SPIV sont un débit fluide de $Q_f = 20$ L/s, en présence d'une hauteur d'eau dynamique $h_e = 200$ mm et de deux conditions de rugosité de paroi (plaques lisse, faite de POM noir, ou rugueuse, composée de sédiments fixes). Cinq plans horizontaux, d'une région proche-paroi à une région interne à l'écoulement, sont étudiés : leurs distances respectives au fond du canal sont de 5, 10, 20, 35 et 50 mm. Les résultats étant par la suite adimensionnés, cela correspond à $z/c = [0,1 ; 0,2 ; 0,4 ; 0,7 ; 1]$.

Pour ces différentes hauteurs de plans et conditions hydrauliques, l'écoulement de base (sans vortex) a été enregistré durant 1000 pas de temps (soit 20 s à une fréquence d'acquisition de 50 Hz) : les vitesses convergent vers un champ moyen (Fig. 2-19a), utile pour caractériser le sillage du profil statique (ici, on estime la différence entre une moyenne calculée avec N champs par rapport à la moyenne prise comme référence, calculée sur 1000 champs). Une représentation de ces cinq plans et du champ vertical correspondant est présentée Fig. 2-19b.

Les conditions de génération du tourbillon ont été étudiées pour l'angle α_{max} de 8° à 20° , par pas de 2° , tandis que la vitesse du profil variait de $K_c = 0,1$ à 10. Chaque mesure a été effectuée 5 fois ; au total, 1760 acquisitions sont disponibles. Toutes les impulsions produisant le tourbillon étaient dirigées dans le sens anti-horaire (soit un mouvement vers la gauche du canal, en regardant le profil du dessus dans le sens de l'écoulement).

Les mesures PIV correspondent à des plans verticaux de l'écoulement selon un axe donné, pour deux conditions aux limites (PL / PR) et une gamme de paramètres α_{max} , K_c restreinte. De par la grande quantité de plans SPIV obtenus, des cas représentatifs ont été sélectionnés, correspondant aux valeurs $\alpha_{max} = [10 ; 14 ; 18]^\circ$ et $K_c = [1 ; 5 ; 10]$. Un premier débit a été étudié à $Q_f = 20$ L/s.



(a) Etude de l'influence du nombre de champs N pris en compte dans le calcul de la moyenne (cas PL, à $z/c = 1$). (b) Fluctuations w' sur les plans horizontaux (SPIV) et vertical (PIV). $z/c = [0,1; 0,2; 0,4; 0,7; 1]$.

FIGURE 2-19 – Champs des fluctuations de vitesse u_i' pour le générateur vertical. Les champs \bar{u}_i sont calculés par la moyenne de 1000 champs, puis soustraits aux champs instantanés ($u_i' = u_i - \bar{u}_i$).

Transport sédimentaire

La mise en suspension des sédiments a été mesurée lors de la même session d'expériences que les mesures PIV, avec le même dispositif et les mêmes réglages de caméras. Cinq essais par cas ont été enregistrés, pour des valeurs de $\alpha_{max} = [10; 14; 18]^\circ$ et $K_c = [1; 5; 10]$ (soit 90 mesures), à $Q_f = 20$ L/s.

Par la suite, les morphologies du lit sédimentaire ont été reconstruites, pour un débit plus élevé $Q_{f,2} = 23,5$ L/s. Celui-ci est proche du seuil de mouvement des particules, et les morphologies créées par le passage du tourbillon sont observables à l'œil nu. Les gammes $\alpha_{max} = [10; 14; 18]^\circ$ et $K_c = [1; 5; 10]$ sont étudiées (soit 45 mesures). Des mesures PIV et d'estimation du débit solide sont également réalisées à ce même débit $Q_{f,2}$ (soit 92 mesures PIV et 46 de transport en sus).

Une synthèse de toutes ces mesures est présentée Tableau II.7. Les résultats de ces différentes expériences sont présentés dans les chapitres III (caractérisation de l'écoulement tourbillonnaire) et IV (transport sédimentaire).

Tableau II.7 – Résumé des expériences réalisées avec le générateur de tourbillon d'axe vertical.

Fluide	Métrie	SPIV - 2D3C		PIV - 2D2C				Transport		Reconstruction	
	Débit Q_f (L/s)	20		20	23,5		20	23,5	23,5		
	Etat de surface	PL	PR	PL	PR	PL	PR	Blanc	Bicolore		
	α_{max} K_c	NB : chaque mesure indiquée dans ce tableau est réalisée 5 fois.									
	Plans	5	5	1	1	1	1	1	1	.	
Paramètres du profil	Sans mouvement	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	
	8°	0,1	✓	✓
		0,5	✓	✓
		1	✓	✓
		5	✓	✓
		10	✓	✓
	10°	0,1	✓	✓
		0,5	✓	✓
		1	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
		5	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
		10	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	12°	0,1	✓	✓
		0,5	✓	✓
		1	✓	✓
		5	✓	✓
10		✓	✓	
14°	0,1	✓	✓	
	0,5	✓	✓	
	1	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	
	5	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	
	10	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	
16°	0,1	✓	✓	
	0,5	✓	✓	
	1	✓	✓	
	5	✓	✓	
	10	✓	✓	
18°	0,1	✓	✓	
	0,5	✓	✓	
	1	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	
	5	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	
	10	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	
20°	0,1	✓	✓	
	0,5	✓	✓	
	1	✓	✓	
	5	✓	✓	
	10	✓	✓	

Générateur horizontal

Le cas du générateur horizontal se distingue car les deux sens de rotation (vers le haut - sens anti-horaire - ou vers le bas - sens horaire -) ne produisent pas un effet symétrique. Cela est bien visible sur la figure 2-20. L'angle $\alpha_{max} = 14^\circ$, avec $K_c = [1 ; 5 ; 10]$, est étudié, pour les deux sens de rotation (notés par la suite \uparrow ou \downarrow). Les conditions hydrodynamiques testées sont un débit $Q_f = 18,3$ L/s et une plaque lisse ou rugueuse au fond du canal. Deux mesures sont réalisées (une pour chaque condition de plaque de fond) sur 1000 pas de temps, sans impulsion. Au total, 62 enregistrements sont disponibles, référencés dans le Tableau II.8. Des résultats préliminaires issus de ces expériences sur les tourbillons d'axes horizontaux sont présentés dans le dernier chapitre.

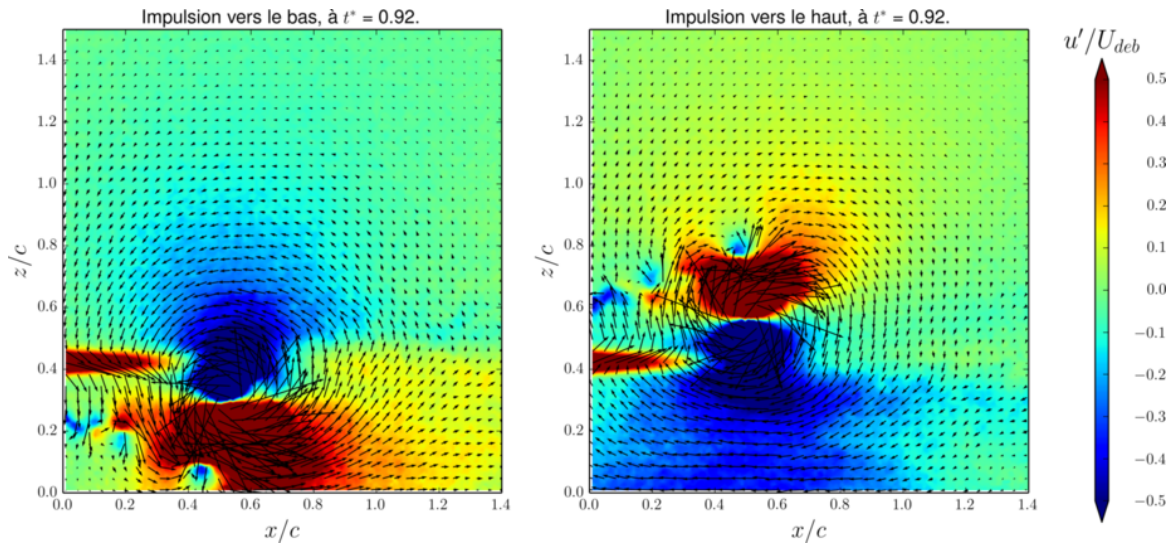


FIGURE 2-20 – Champs de vitesse instantané pour le générateur horizontal, avec $\alpha_{max} = 14^\circ$ et $K_c = 1$, sur plaque lisse, pour une impulsion vers le haut (\uparrow) ou vers le bas (\downarrow).

Tableau II.8 – Résumé des mesures par PIV sur les tourbillons d'axes horizontaux.

Fluide	Débit Q_f		20 L/s	
	Etat de surface		Plaque Lisse	Plaque Rugueuse
Profil	\uparrow	Impulsion	Mesures réalisées 5 fois	
		K_c		
		1	✓	✓
	\downarrow	1	✓	✓
		5	✓	✓
		10	✓	✓

Caractérisation hydrodynamique d'un tourbillon d'axe vertical

III.1 Ecoulements initiaux	69
III.2 Formation d'un tourbillon d'axe vertical	74
III.2.1 Topologie générale du tourbillon	75
III.2.2 Caractéristiques du tourbillon	81
III.2.2.1 Les trajectoires	81
III.2.2.2 Vitesse de convection	82
III.2.2.3 Rayon, circulation, vitesse tangentielle	84
III.2.2.4 Composante de vitesse axiale	86
III.3 De l'écoulement aux sédiments : analyse par quadrants	87
III.4 Conclusions et perspectives	91

Ce chapitre est consacré à la caractérisation hydrodynamique d'un tourbillon d'axe vertical et de sa convection au sein d'un écoulement à surface libre.

En premier lieu, les écoulements établis dans le canal hydro-sédimentaire sont présentés. Hors de tout mouvement du profil, un sillage s'observe à son aval, avec la formation d'une allée tourbillonnaire. Les couches limites sont caractérisées, ainsi que les perturbations au sein de cet écoulement.

Par la suite, la topologie générale du vortex est exposée : des fluctuations ascendantes consécutives sont observées, les champs (u', v') étant bien décrits par un modèle de Lamb-Oseen. Le tourbillon se courbe à mesure de sa propagation le long du canal, en rappelant une géométrie de tornade. Les champs de vorticités indiquent par ailleurs la présence d'un vortex secondaire orbitant autour du tourbillon principal. Une étude paramétrique des trajectoires et des caractéristiques spécifiques du vortex (rayon, circulation, vitesses tangentielle et axiale) est proposée dans une deuxième partie. La modification de l'angle maximal α_{max} du profil et de sa loi de vitesse K_c permettent alors de déterminer des lois de comportements de la structure tourbillonnaire. L'impact de la rugosité de paroi du canal est également étudié. Enfin, une analyse de l'organisation de la turbulence lors du passage du tourbillon met en avant les différents types de structures préférentiellement présents au sein de l'écoulement, et notamment les changements de répartition en fonction de l'altitude.

III.1 Ecoulements initiaux

Les expériences ont été réalisées dans le canal hydro-sédimentaire à surface libre de l'Institut P'. La zone pertinente pour nos mesures est située à l'aval du profil générant les tourbillons verticaux : celui-ci perturbe l'écoulement établi et un sillage est observable.

Pour caractériser cet état initial de notre écoulement, considérons en premier lieu les champs moyens de vitesse, ainsi que les écart-types. Les profils moyens sont centrés autour de la valeur nulle pour les composantes u et v . Pour la composante u , le champ moyen dépend de la distance au fond, de $0,78 U_{deb}$ en proche paroi jusqu'à $1,1 U_{deb}$ loin de la paroi. L'écart-type moyen est de l'ordre de $0,07 U_{deb}$ pour les composantes u et v en proche-paroi, et croît jusqu'à $0,15 U_{deb}$ dans le sillage. La composante axiale w a un écart-type moyen de $0,04 U_{deb}$, atteignant $0,08 U_{deb}$ dans le sillage. L'écoulement apparaît donc bien unidirectionnel.

Le déficit de vitesse U_d (différence entre la vitesse au point considéré u et la vitesse loin du profil U_∞), observable sur la Fig. 3-1, met en évidence le sillage. Une coupe du champ moyen de vitesse \bar{u} à diverses valeurs de x/c indique l'évolution spatiale de U_d (Fig. 3-2a) : plus l'on s'éloigne du profil, plus le sillage s'élargit, le déficit de vitesse diminuant.

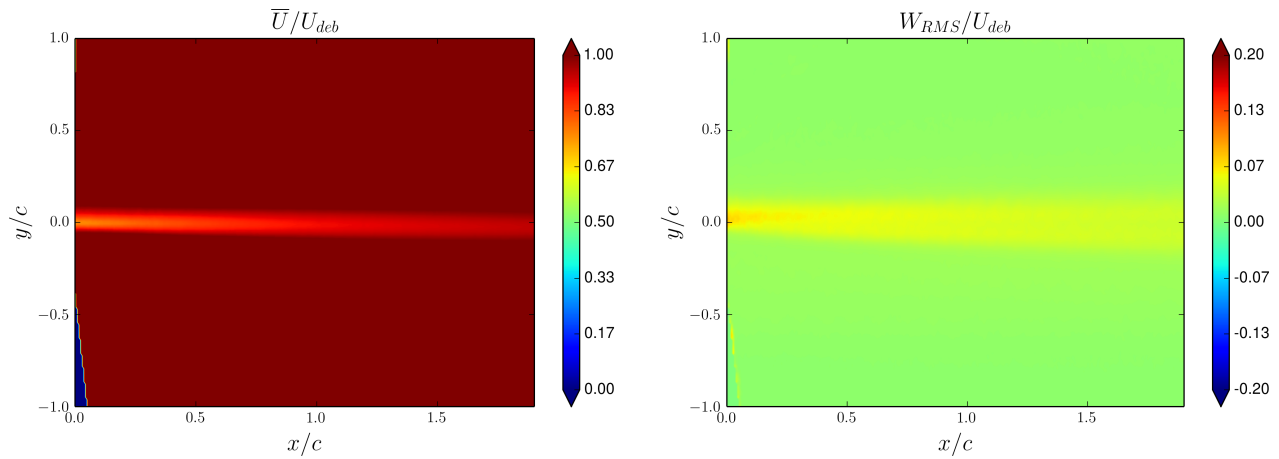
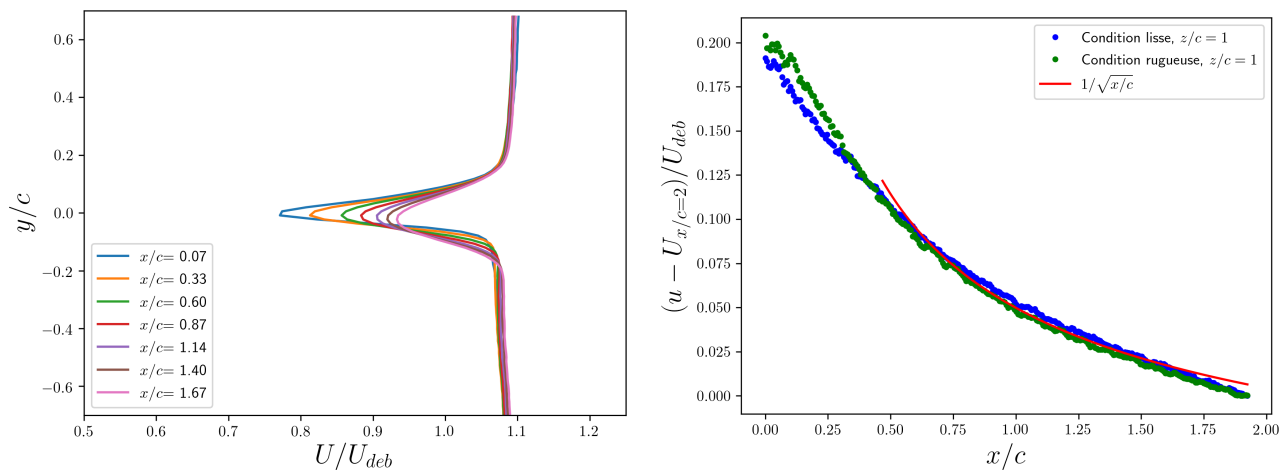
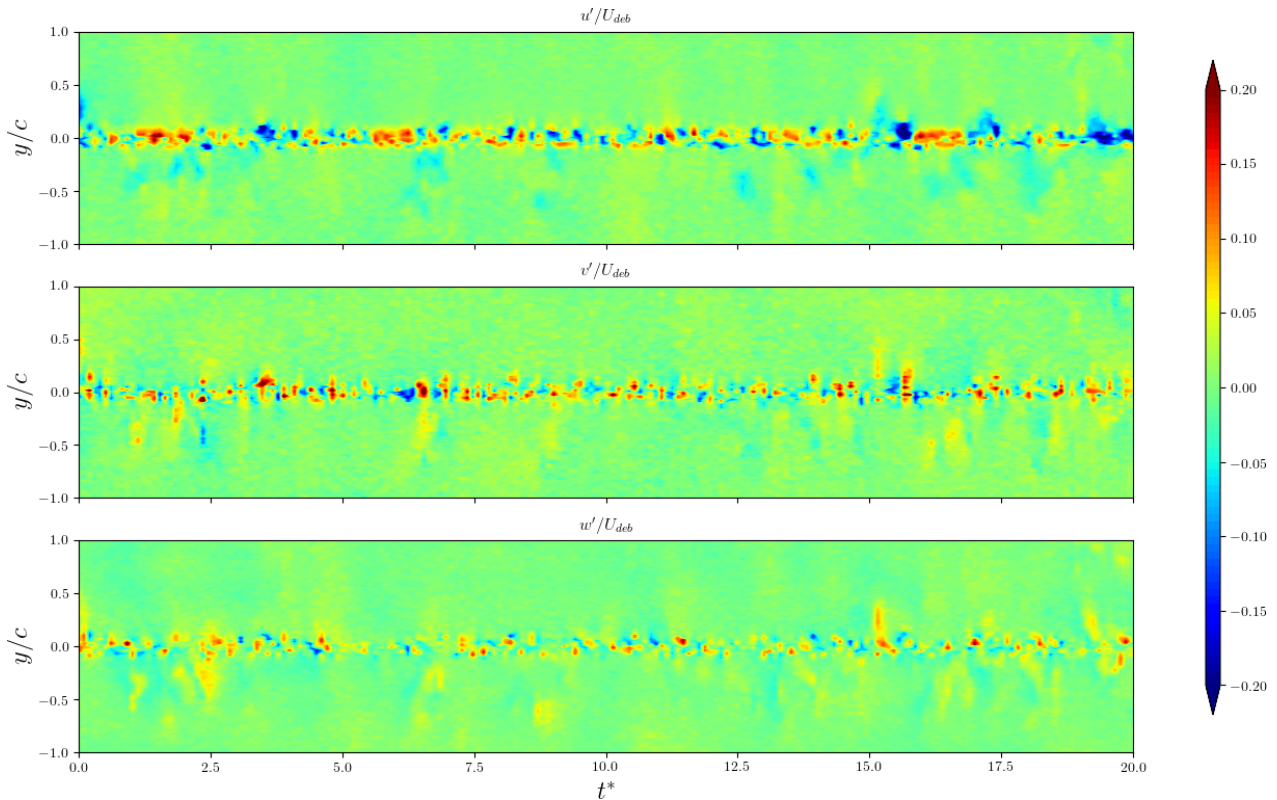
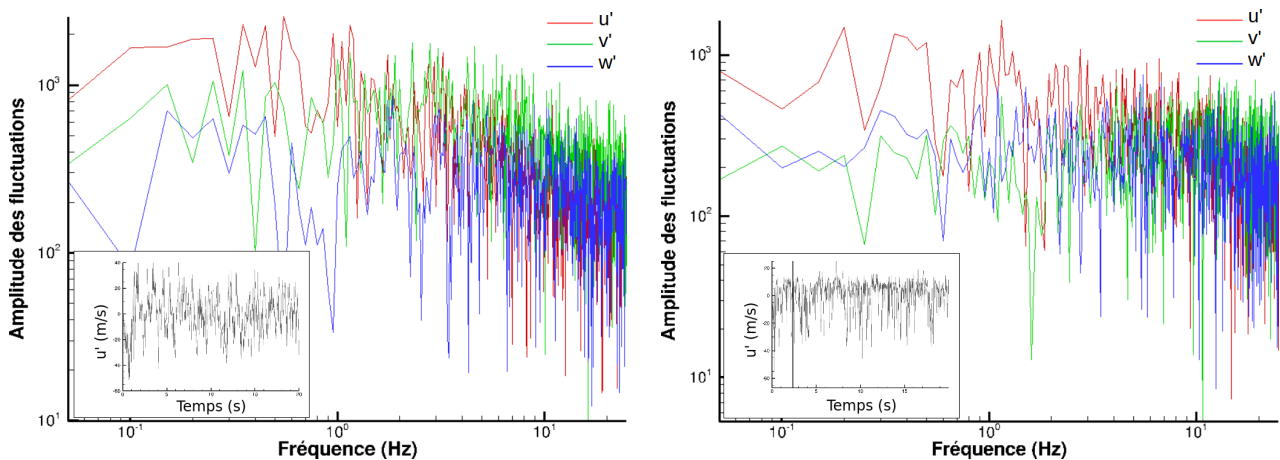

 FIGURE 3-1 – Champs de vitesse moyenne \bar{u}/U_{deb} et écart-type w_{RMS}/U_{deb} pour $z/c = 1$.

 (a) Profils de vitesse u pour différentes valeurs de x/c , dans le cas d'une plaque lisse. (b) Comparaison du déficit de vitesse entre plaques lisse et rugueuse, pour $y/c = 0$.

 FIGURE 3-2 – Etude du sillage pour $z/c = 1$.

Proche du profil (à $x/c = 0,07$), U_d est d'environ 30% de la vitesse débitante ; il n'est plus que de 15% pour $x/c = 1,67$. Pour les mêmes distances au profil, U_d est légèrement atténué lorsque que la condition de paroi au fond du canal est une plaque rugueuse. Pour le déficit, on retrouve une loi de décroissance en $1/\sqrt{x}$ (Fig. 3-2b), comme dans Guyon et al. (2001). Cette figure indique également que la distinction entre conditions lisse et rugueuse se fait principalement pour des x/c faibles (proches du profil) : c'est en fait là que se fait sentir la transition de condition aux limites en présence de la paroi rugueuse. Les champs instantanés, illustrés sur la Fig. 3-3, font ressortir une allée tourbillonnaire s'établissant derrière le profil. Celle-ci est particulièrement visible loin de la paroi, et noyée dans le bruit, par des fluctuations d'intensité équivalentes, en zone proche paroi. Les structures tourbillonnaires observables ont un rayon inférieur à $0,1c$.

Les oscillations du champ de vitesse s'observent sur les trois composantes. L'application d'une transformée de Fourier à ces signaux donne accès aux informations fréquentielles (Fig. 3-4a et 3-4b). Les fluctuations s'atténuant lors de l'éloignement de la paroi, les fréquences ressortent plus nettement à $z/c = 1$, comme illustré par la Fig. 3-4b. Les plus fortes oscillations sont concentrées sur les basses fréquences, sur la gamme de 0 à 2 Hz. Cela correspond à des nombres de Strouhal St , basé sur la corde du profil, de 0 à 0,39 (ou pour un nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de profil e_p , de 0 à 0,023). Ce nombre paraît faible par rapport aux divers éléments disponibles dans la littérature : pour un profil avec bord d'attaque semi-circulaire, de rapport d'aspect $c/e_p = 16$, Welsh et al. (1984) obtiennent un nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur du profil de 0,23.


 FIGURE 3-3 – Allée de Von Kármán au cours du temps, pour $x/c = 0,33$ et $z/c = 1$.

 (a) Signal u' (en encart) et FFT, pour $z/c = 0,1$.

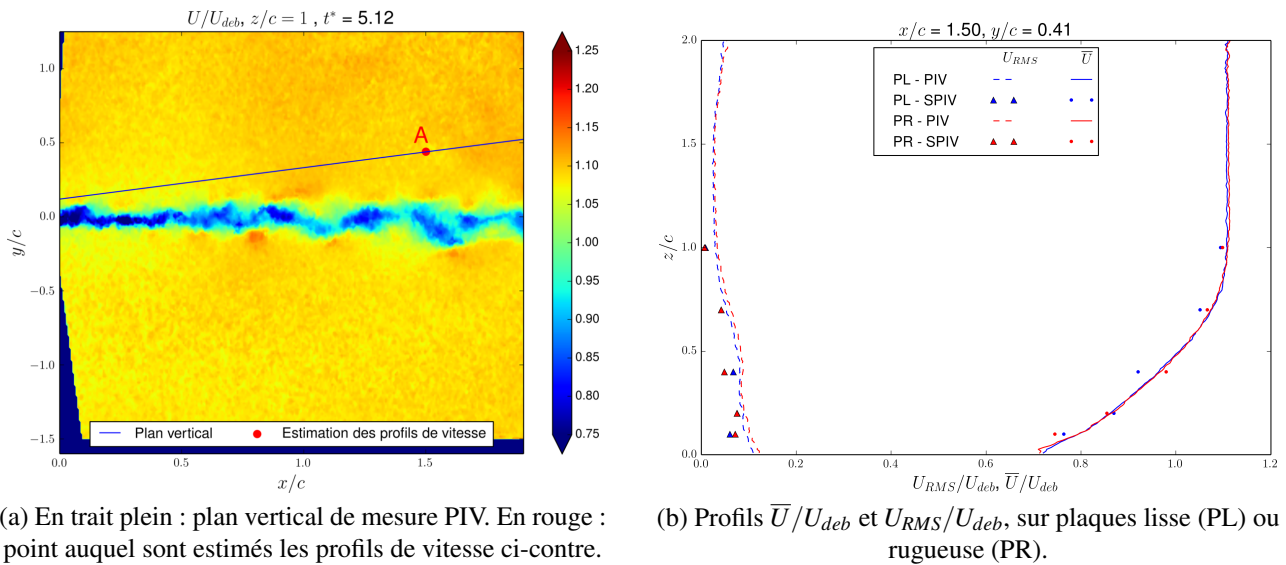
 (b) Signal u' (en encart) et FFT, pour $z/c = 1$.

 FIGURE 3-4 – Fluctuations de vitesses et analyse fréquentielle en $x/c = 0,8$, $y/c = 0,2$.

Il est en fait difficile de tirer des conclusions, car ce problème est complexe : le nombre de Strouhal intègre des dépendances aux géométries de bords d'attaque, de fuite (Taylor et al., 2014; Leknys et al., 2018), varie selon le nombre de Reynolds de l'écoulement (Okajima, 1982) ou selon le rapport d'aspect du corps concerné Welsh et al. (1984).

Des profils de vitesse en fonction de l'altitude z/c sont estimés à partir des plans PIV verticaux : la couche limite est alors identifiable. Un point de mesure est par exemple proposé sur la Fig. 3-5a en A ($x/c = 1,50$; $y/c = 0,44$). Les points provenant des plans horizontaux sont comparés aux profils estimés par les champs verticaux (Fig. 3-5b), avec une bonne correspondance, tant pour les fluctuations de vitesses que pour les profils moyens. Les deux types de conditions aux limites, lisse ou rugueuse, sont également proposés. L'épaisseur de couche limite δ , considérée comme l'altitude à laquelle la vitesse u vaut 99% de la vitesse maximale du profil, apparaît homogène sur les champs disponibles. Elle est de l'ordre de $\delta = 20\%$ de h_e . L'effet de rugosité de la paroi inférieure est par

contre difficilement quantifiable, les deux profils de vitesse étant confondus.



(a) En trait plein : plan vertical de mesure PIV. En rouge : point auquel sont estimés les profils de vitesse ci-contre.

(b) Profils \bar{U}/U_{deb} et U_{RMS}/U_{deb} , sur plaques lisse (PL) ou rugueuse (PR).

FIGURE 3-5 – Profils verticaux et horizontaux de \bar{u} , pour $(x/c = 1,50 ; y/c = 0,44)$.

Les champs verticaux permettent également d'estimer les contraintes de Reynolds, sous la forme de deux contributions, τ_L et τ_T :

- les contraintes laminaires τ_L utilisent les champs moyens \bar{u}
- les contraintes turbulentes τ_T utilisent les fluctuations de vitesse des 1000 champs instantanés pour calculer la moyenne $\overline{u'v'}$

Pour un même point considéré, les contributions laminaires sont faibles devant les contributions turbulentes (Fig. 3-6).

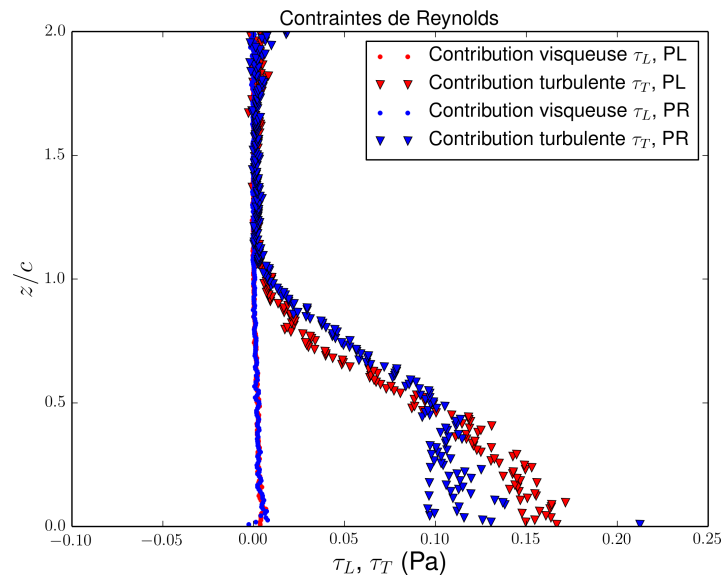


FIGURE 3-6 – Contributions laminaires et turbulentes pour $x/c = 1,36, y/c = 0,4$, avec deux rugosités de paroi différents (plaque lisse - PL - et plaque rugueuse - PR).

La rugosité a pour effet de diminuer légèrement la contrainte proche de la paroi. Grâce à ces informations, une vitesse de cisaillement à la paroi est déduite (Tableau III.1). Les u_* obtenues correspondent bien aux ordres de grandeur attendus (par exemple, avec des vitesses débitantes de 0,5 m/s, Le Louvetel-Poilly (2008) obtient des vitesses de frottements de l'ordre de 30 mm/s). Ces contraintes donnent des indications importantes pour le transport sédimentaire. Ainsi, un nombre de Shields est estimé à partir des vitesses u_* , en considérant le diamètre de référence de nos sédiments (soit

$d_{50} = 530 \mu\text{m}$). Il est alors possible de situer ces nombres de Shields par rapport au seuil de mouvement théorique $\tau_{*,c}$: les deux conditions de parois y sont bien inférieures ($\tau_* < \tau_{*,c}$). Il est à noter qu'en surface libre, l'interface est légèrement déformée par la présence du profil. Le sillage est visible et forme un motif standard en cône.

Tableau III.1 – Estimation de la vitesse de cisaillement et du critère de Shields

Conditions	Lisse	Rugueuse
u_* (mm/s)	13,1	11,6
τ_*	0,02	0,016

Augmentation du débit à $Q_{f,2} = 23,5 \text{ L/s}$

Comme présenté au chapitre précédent, deux débits sont étudiés, $Q_f = 20 \text{ L/s}$ et $Q_{f,2} = 23,5 \text{ L/s}$. L'augmentation de débit traduit une variation de la vitesse débitante, de $U_{deb} = 0,26 \text{ m/s}$ à $U_{deb,2} = 0,3 \text{ m/s}$. Les fluctuations de vitesse pour w' sont de l'ordre de $\pm 0,2 U_{deb}$ (Fig. 3-7), elles sont concentrées en proche-paroi : les perturbations deviennent négligeables dès lors que l'altitude dépasse $z/c = 1$. Les couches limites augmentent visiblement : elles atteignent $\delta = 25\%$ de h_e (Fig. 3-8). Remarquons que les deux conditions de parois, lisse et rugueuse, ne décrivent pas exactement le même profil : elles se distinguent cette fois de quelques pourcents, contrairement au régime plus faible à vitesse débitante U_{deb} .

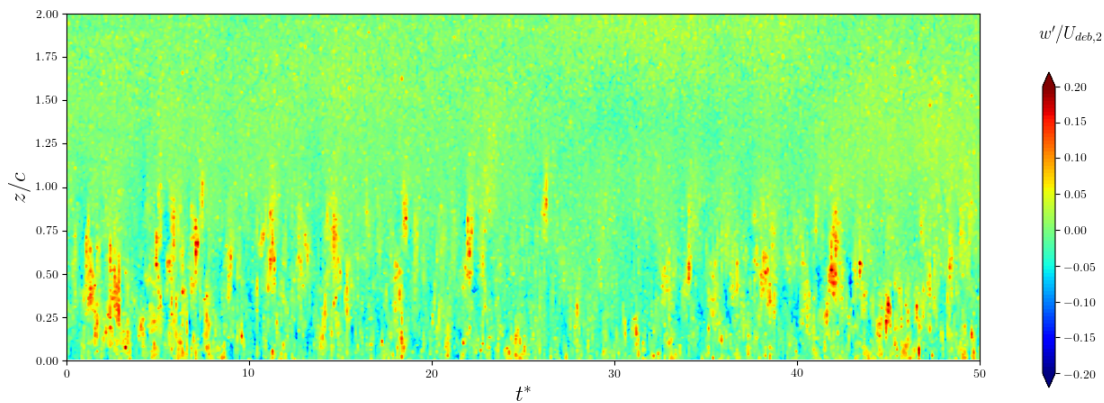


FIGURE 3-7 – Evolution spatio-temporelle des fluctuations w'/U_{deb} .
 $Q_{f,2} = 23,5 \text{ L/s}$, $x/c = 0,46$, $y/c = 0,22$.

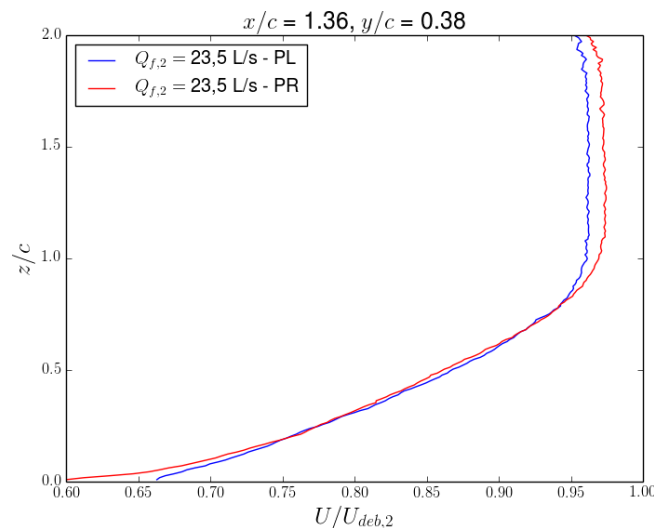


FIGURE 3-8 – Profils de la vitesse \bar{u} estimés à partir des champs moyens.

L'écoulement de base présente des profils de vitesse bien établis, avec des couches limites identifiables. La présence du générateur de tourbillon introduit une perturbation, visible sous la forme d'un déficit de vitesse dans le sillage et d'une allée tourbillonnaire. Les fluctuations sont concentrées sur les basses fréquences (inférieures à 2 Hz) et restent d'amplitude faible.

III.2 Formation d'un tourbillon d'axe vertical

Le tourbillon est maintenant produit et convecté dans l'écoulement initial précédemment caractérisé. L'extrémité du profil est initialement en $x/c = 0$, $y/c = 0$, et le mouvement s'effectue dans le sens anti-horaire, comme décrit dans le précédent chapitre. La dynamique générale du tourbillon est ici présentée, ainsi que l'influence des paramètres de paroi (présence ou non de rugosité) et du profil (angle α_{max} , loi de vitesse K_c). Hors précisions ultérieures, les interprétations sont réalisées à partir du cas sélectionné comme référence, avec $\alpha_{max} = 14^\circ$ et $K_c = 1$. Une interpolation tridimensionnelle, à simple visée illustrative, est proposée Fig. 3-9 : elle présente une étape de la propagation du tourbillon en soulignant notamment l'aspect tridimensionnel.

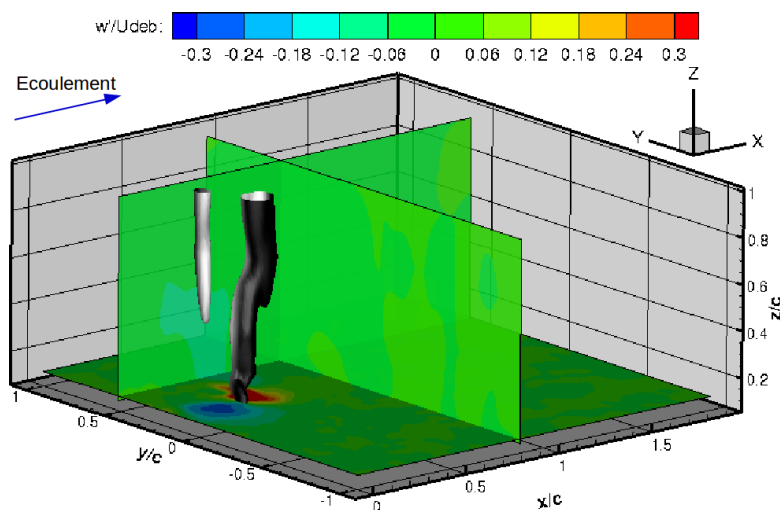
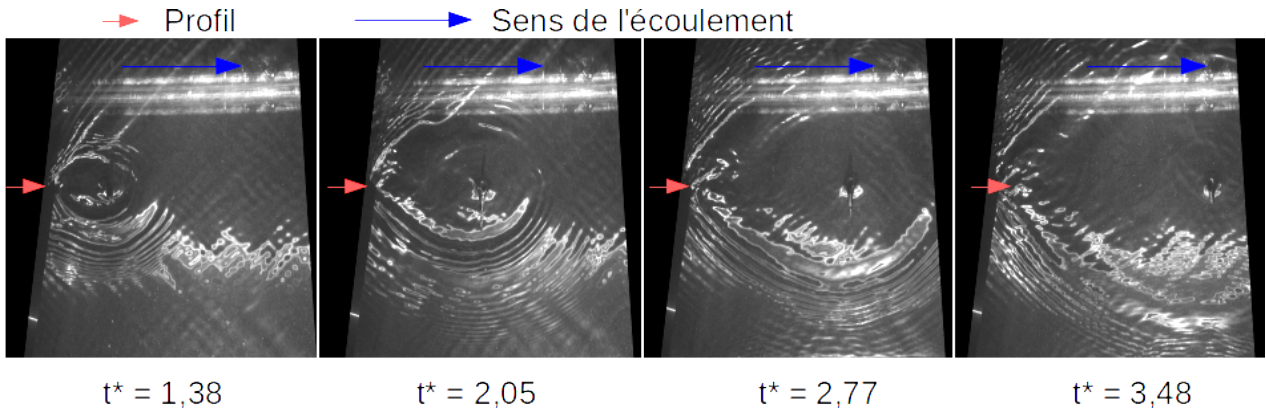


FIGURE 3-9 – Interpolation 3D à $t^* = 0,92$, pour $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$. Les structures tourbillonnaires sont mises en évidence par un iso-contour de critère Q à $Q = 100$.

L'étude suivante se focalise sur les champs de vitesse proches de la paroi. Quelques observations de la surface libre ont également été enregistrées, avec une caméra Jai RM-4200 CL équipée d'un objectif Nikon 50 mm, placée de biais (environ à 45° avec l'horizontale), à une fréquence de 15 Hz. Une forme d'entonnoir assez prononcée (tuba), présente sur 3 à 4 cm de profondeur, signe le passage du vortex (Fig. 3-10). Le sillage de surface est également visible. Dans certains cas (angles supérieurs ou égaux à 14° avec une vitesse du profil suffisante, d'au moins $K_c = 1$), une bulle d'air se forme sous le tuba et se propage à la même vitesse que le tourbillon, en décrivant un trajet en parabole. Cette bulle a été remarquée dans une étude de Andersen et al. (2006) : pour eux, l'extrémité du tuba est stable en deçà d'une rotation critique, et instable quand cette valeur seuil est dépassée. L'extrémité se met alors à osciller en générant une bulle d'air. Leur système est un tourbillon de vidange stationnaire, le seuil d'apparition de la bulle est à 22 RPM (soit 2,3 rad/s). Dans notre cas, le vortex créé se propage, et la bulle est observable à partir de 5,1 rad/s. Il serait intéressant de voir si les mécanismes d'instabilités décrits par Andersen et al. (2006) sont équivalents dans notre cas, et si les gammes de vitesse d'apparition de bulles sont du même ordre de grandeur ou non.

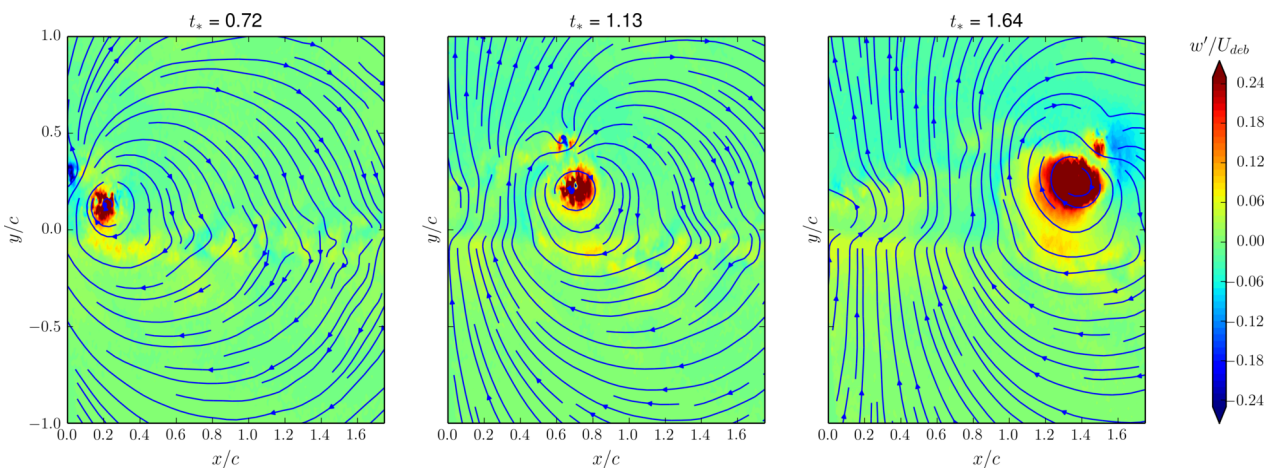
Nous verrons par la suite que les tourbillons observés ont un rayon de l'ordre de $0,1c$, avec une vitesse tangentielle de l'ordre de U_{deb} . Cela résulte en des nombres de Rossby et d'Ekman grands ($Ro \approx 7.10^5$ et $Ek \approx 550$), soit une indépendance certaine de nos mouvements de rotation par rapport aux effets de Coriolis.


 FIGURE 3-10 – Signature du tourbillon en surface libre à $Q_f = 25 \text{ L/s}$, $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$.

III.2.1 Topologie générale du tourbillon

Le tourbillon étudié est convecté le long du canal par l'écoulement. Une rotation horaire s'observe, ainsi qu'une forte composante de vitesse axiale w' (Fig. 3-11). La distance au fond du canal est un paramètre clé : la structure du tourbillon est tridimensionnelle, les trajectoires du centre du tourbillon dépendent de l'altitude z/c , et la composante w' présente également des variations (en proche-paroi par exemple, une région de vitesse négative $w' < 0$ se démarque).

L'étude des champs verticaux, comme présenté sur la Fig. 3-12 avec l'évolution de l'énergie cinétique turbulente, permet de bien visualiser la courbure de la structure. Lors des premiers temps de sa formation, le tourbillon est assez colonnaire ($t^* = 0,72$), il se courbe lors de sa progression le long du canal ($t^* = 1,13$ et $t^* = 1,64$). Les valeurs maximales de TKE sont de l'ordre de $2U_{deb}^2$ à $t^* = 0,72$ et vont en diminuant ($1,2U_{deb}^2$ à $t^* = 1,64$). Quatre zones différentes sont mises en évidence dans la Fig. 3-12, correspondant au modèle de tornades de Snow (1982) préalablement présenté dans le premier chapitre : le cœur, la base (*corner*), les écoulements intérieur et extérieur. Le cœur de la structure progresse sans déformation visible, et l'énergie cinétique turbulente se dissipe. La base par contre se déforme de manière perceptible ; elle présente des oscillations. Le fait que les variations de TKE soient quasi nulles dans la base à certains endroits (notamment $t^* = 1,13$) indique que la base du tourbillon n'est plus exactement dans le plan de mesure : des oscillations tridimensionnelles sont présentes.


 FIGURE 3-11 – Contours de la composante verticale w'/U_{deb} et lignes de courant. $z/c = 1$, paroi lisse.

La figure 3-13 propose l'évolution temporelle du champ de vorticité, pour les cinq altitudes disponibles : les plans horizontaux font ressortir la structuration bidimensionnelle du vortex. Le premier pas de temps ($t^* = 0,72$) illustre notamment la présence de deux structures de rotation opposée, avec un tourbillon principal tournant dans le sens horaire et un tourbillon secondaire dans le sens anti-horaire.

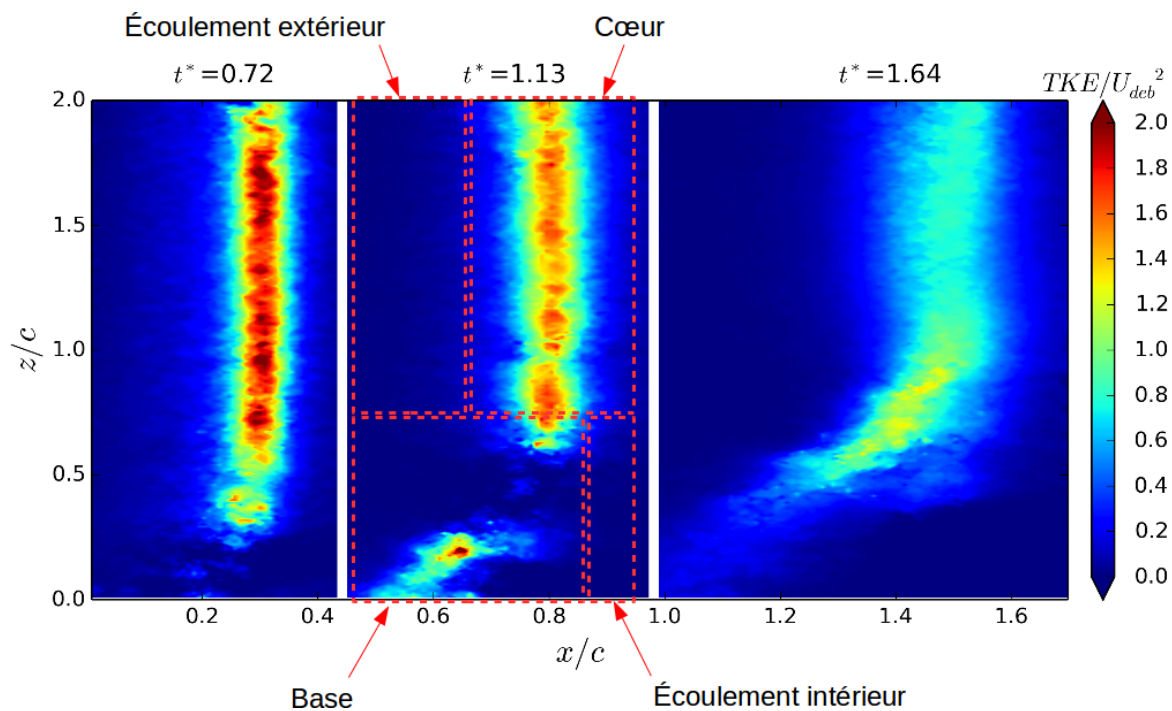


FIGURE 3-12 – Evolution et identification des différentes zones de la structure.

Ces observations sont valables pour notre dispositif, avec la rotation anti-horaire appliquée au profil : lors des expériences préliminaires, des essais ont été réalisés avec une impulsion de sens horaire, qui résultaient alors en un vortex principal en rotation anti-horaire. Ces deux tourbillons contrarotatifs ont précédemment été décrits par [Buchmann et al. \(2010\)](#) et [Buchner et al. \(2012\)](#). Une troisième structure, d'intensité encore moindre, s'observe lors d'une reproduction numérique du problème ([Ol, 2009](#)), mais est difficilement observable expérimentalement (ses dimensions étant restreintes et son intensité très faible). Les zones de vorticité apparaissent bien définies et cohérentes aux premiers temps de la formation du vortex. Un mélange opère assez rapidement en proche paroi, alors qu'à $z/c = 1$, la région de vorticité positive reste observable même proche de la sortie de la zone de mesure ($t^* = 1,64$).

Après une identification des centres tourbillonnaires, la vitesse tangentielle u_θ est calculée à partir des champs (u', v') . Sa dépendance à l'éloignement du centre est bien décrite par un modèle de Lamb-Oseen, pour chaque altitude (par exemple pour un même temps $t^* = 1,54$ à $z/c = 0,1$, Fig. 3-14a ou $z/c = 1$, Fig. 3-14b). Ces modèles admettent plusieurs variables d'ajustement (rayon critique, circulation, vitesse tangentielle maximale ...) qui pourront par la suite être comparées.

Dans le même temps, la composante axiale de vitesse w' présente deux régions distinctes : une positive (en direction de la surface libre), l'autre négative (en direction de la paroi du canal). Ces secteurs apparaissent bien distincts sur la Fig. 3-15 et s'enroulent à la manière d'une spirale. Au centre de la zone positive, la fluctuation atteint jusqu'à $w' = 0,8 U_{deb}$ (sur le plan $z/c = 1$). En proche paroi, le centre du tourbillon se situe entre les deux régions w' (cas $z/c = 0,1$ de la Fig. 3-15) ; lorsque l'altitude augmente, il tend à se recentrer sur le secteur $w' > 0$ (cas $z/c = 1$ de la Fig. 3-15). De fortes vitesses axiales au sein de tourbillons verticaux ont précédemment été observées, notamment par [Koochesfahani \(1987\)](#) ou [Buchner et al. \(2012\)](#).

Le modèle de Batchelor prédit une décroissance gaussienne de w' en partant du centre du vortex ([Lacaze et al., 2007](#)) : cette approche est valable loin de la paroi, comme le montre la Fig. 3-14b, mais la présence des deux zones de signe opposé autour du centre en région proche-paroi met ce modèle en défaut. En séparant les deux contributions selon leur signe, cette description convient mieux au phénomène. Ce modèle est à l'origine prévu pour expliquer les vortex formés dans les sillages d'avions, l'écoulement axial étant causé par le gradient de pression selon la même composante. Il serait intéressant d'étudier la correspondance d'autres modèles, comme le tourbillon de Moore et Saffman (  tirement d'un patch de vorticité) ou celui de Sullivan par exemple, utilisé en météorologie pour les tornades.

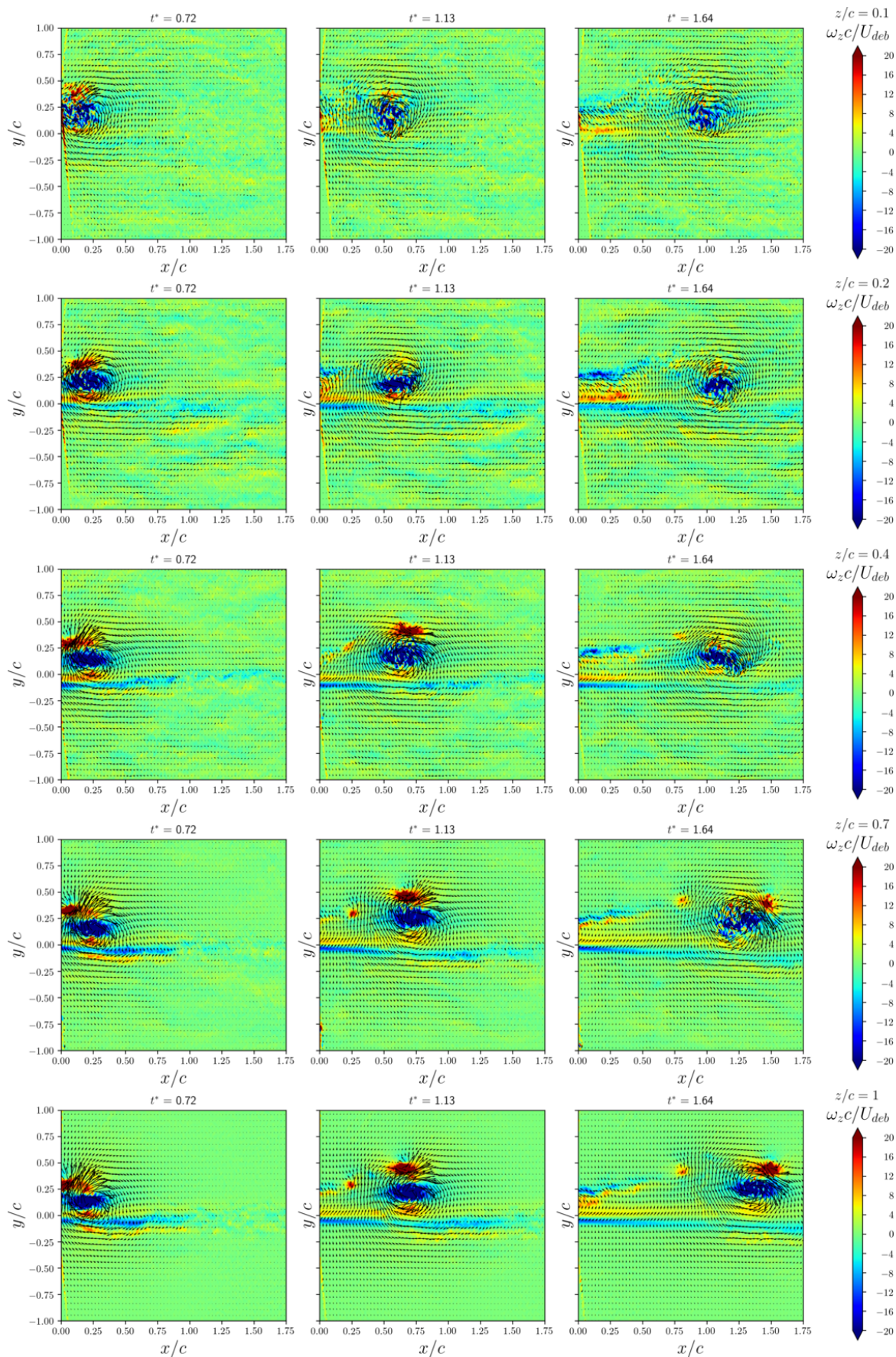


FIGURE 3-13 – Vorticité ω_z et champ de vecteurs (u', v') associé, en configuration lisse. Les différentes altitudes sont présentées de haut ($z/c = 0$, 1) en bas ($z/c = 1$), pour trois temps t^* .

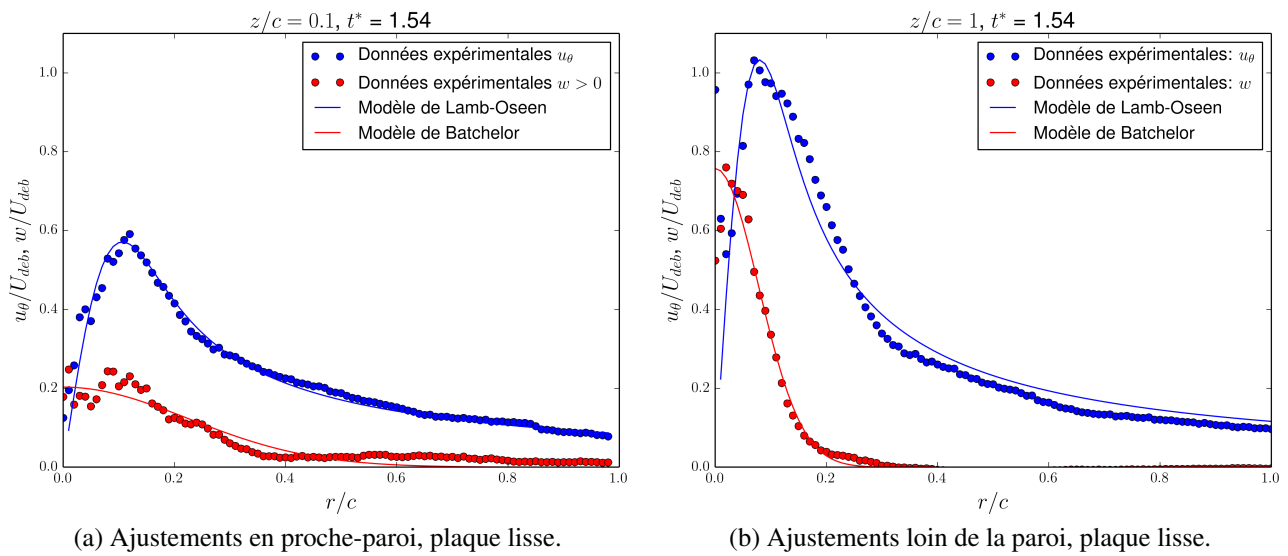


FIGURE 3-14 – Ajustements de modèles de Lamb-Oseen et de Batchelor, respectivement sur le champ de vitesse (u', v') et sur la composante w' .

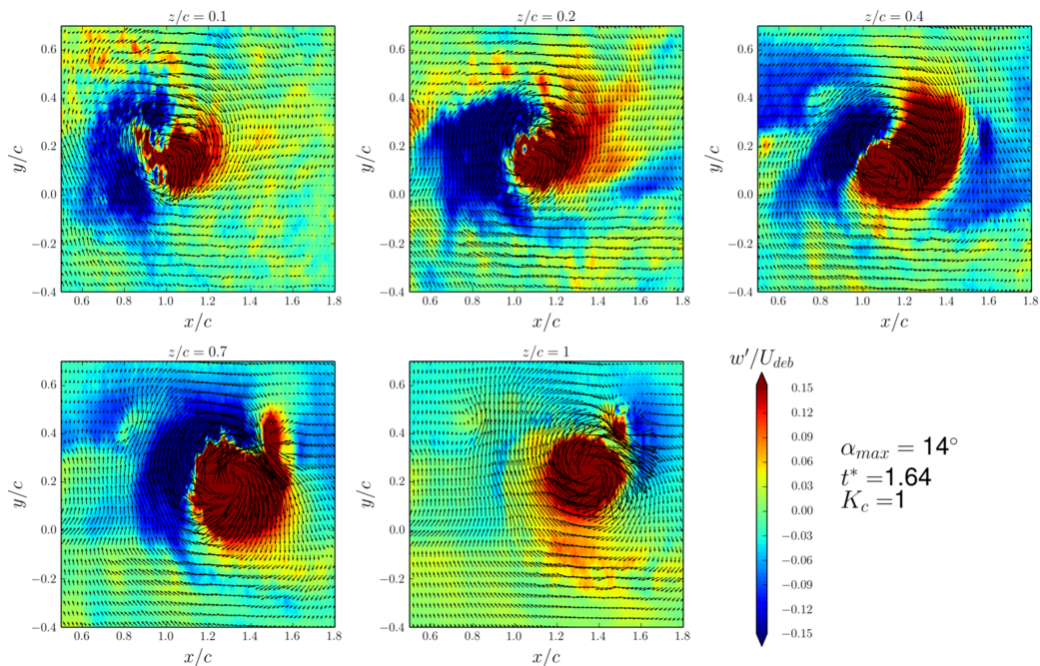


FIGURE 3-15 – Grossissement autour du centre tourbillonnaire en fonction de l'altitude z/c , en configuration lisse à $t^* = 1.64$. Les contours représentent les variations de la composante axiale w'/U_{deb} , les champs de vecteurs étant les composantes (u', v') .

Influence de la condition de rugosité

La convection du tourbillon est étudiée pour deux conditions de rugosité de paroi : la plaque où sont collés des sédiments a une rugosité 750 fois plus élevée que celle de la plaque laissée lisse (rapport des rugosités arithmétiques R_a). Comparons la variation de u_θ lors de l'éloignement au centre du vortex, pour les cinq altitudes disponibles et les deux conditions de rugosité, toutes choses égales par ailleurs (même instant $t^* = 1,54$, même angle $\alpha_{max} = 14^\circ$, même loi de vitesse $K_c = 1$). L'emploi d'un modèle de Lamb-Oseen montre l'influence de la rugosité de surface sur les profils de vitesse. La valeur maximale de u_θ diminue en présence de rugosité tandis que le rayon critique définissant le vortex augmente (Fig.3-16). Ce résultat est conforme au comportement décrit par Neakrase et Greeley (2010), présenté dans le premier chapitre ; une dissipation de l'énergie par les rugosités de surface est mentionnée. Celle-ci reste faible dans notre cas, les longueurs de rugosité mises en jeu

étant petites (inférieures au mm). La distance au fond se ressent également sur les pics de vitesse, avec une décroissance d'un facteur 2 entre $z/c = 0,1$ et $z/c = 1$. Par contre, le rayon définissant le vortex ne varie que peu avec l'altitude.

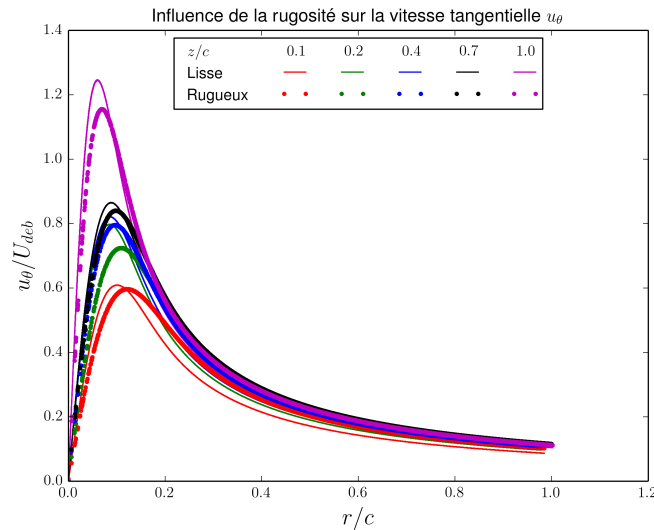


FIGURE 3-16 – Influence de la rugosité et de l'altitude à $t^* = 1,54$.

Influence des paramètres du profil

Une topologie particulière se dessine, d'autant plus marquée que K_c (Fig. 3-17) ou α_{max} (Fig. 3-18) sont élevés : un filet de vitesse verticale positive s'enroule autour d'une structure de vitesse négative. Proche du fond, certains points de fonctionnement observés sont peu efficaces pour la production de structures tourbillonnaires : par exemple, les perturbations induites à $K_c = 0,1$ (Fig. 3-17) paraissent noyées dans le bruit de l'écoulement de base. L'enroulement s'observe lorsque $K_c \geq 1$: une fois observable, la zone où se distinguent les régions w' de signes opposés n'évolue pas, les deux régions gagnent juste en intensité. Loin de la paroi, la zone de vitesse axiale négative ($w' < 0$) devient minoritaire devant la zone $w' > 0$ (Fig. 3-19). Une région de vitesse verticale positive plus petite s'observe à côté de la structure principale : c'est une signature du tourbillon secondaire précédemment mentionné.

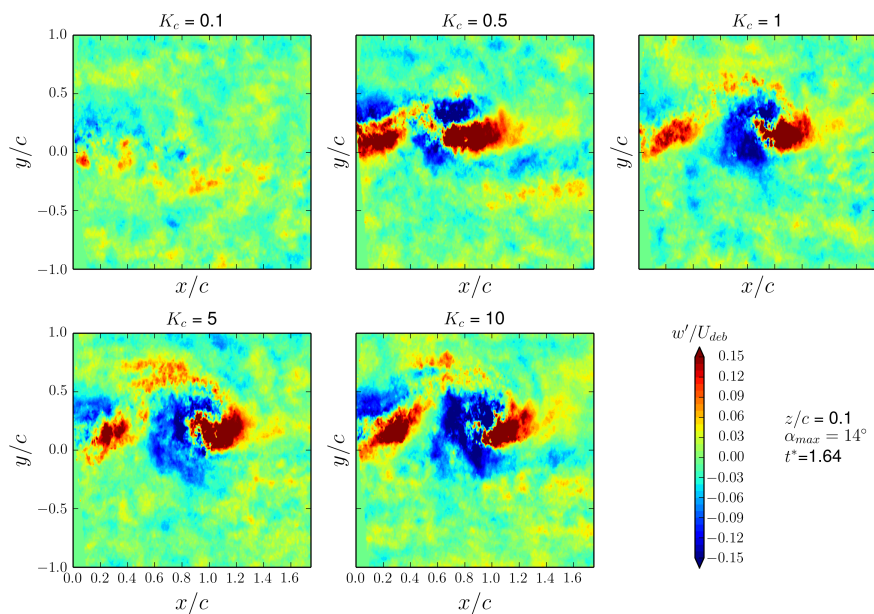


FIGURE 3-17 – Influence de la loi de vitesse K_c sur w'/U_{deb} ($z/c = 0,1$, $t^* = 1,64$).

Les variations des contraintes en proche-paroi illustrent le fait que le seuil de Shields est dépassé au passage du tourbillon (Fig. 3-20a et 3-20b). La dynamique est identique pour les deux conditions de rugosité, avec des maximums de $\tau_* \approx 0,4$. La contrainte exercée semble se propager avec une vitesse constante sur le fond du canal hydro-sédimentaire.

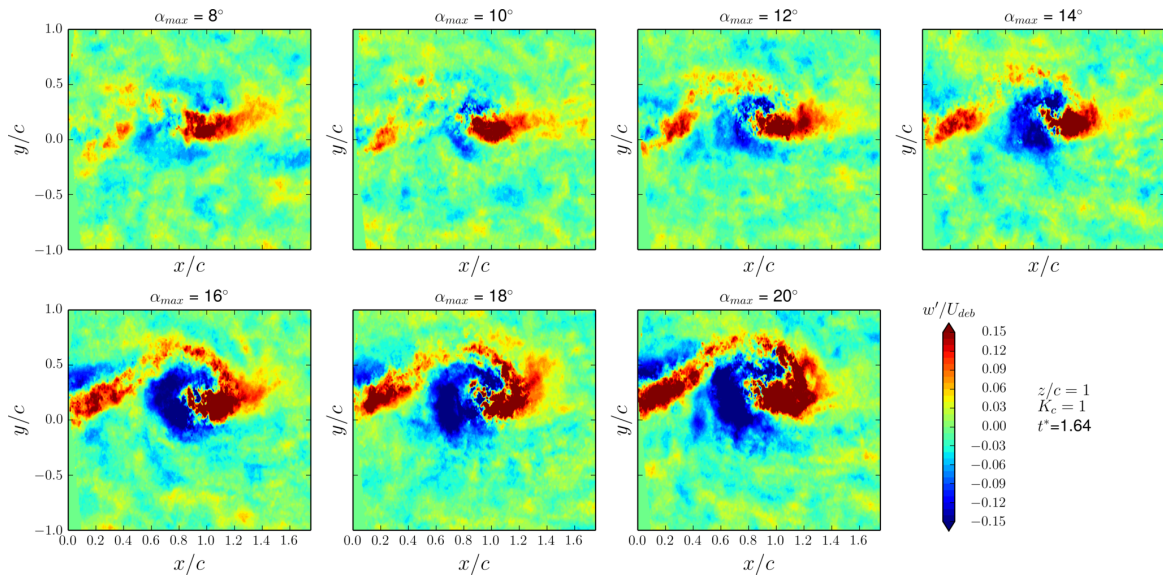


FIGURE 3-18 – Influence de l'angle maximal α_{max} sur w'/U_{deb} ($z/c = 0, 1, t^* = 1, 64$).

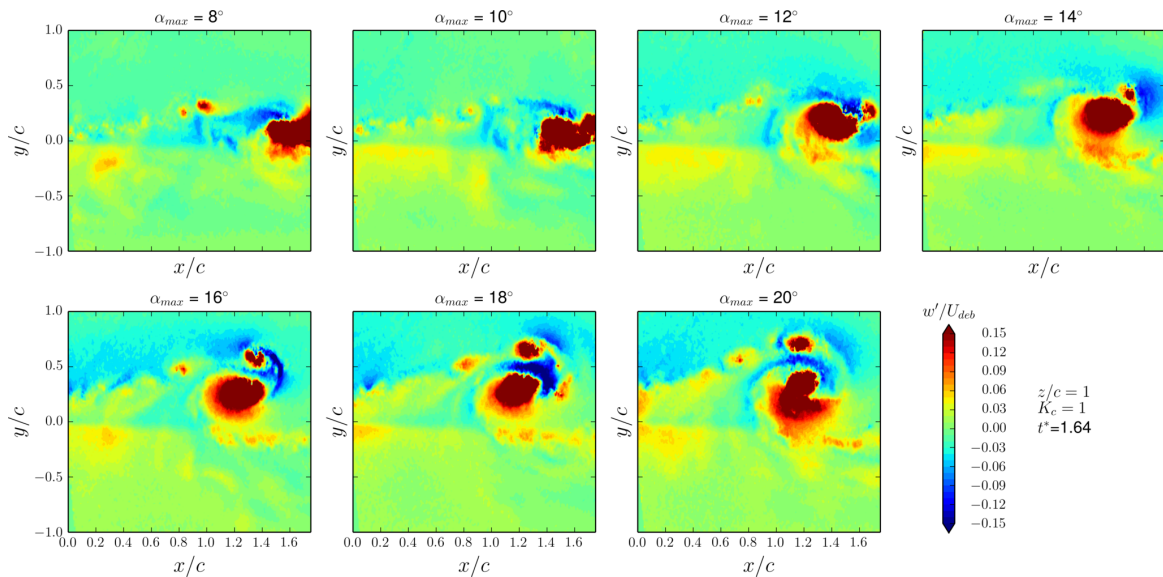
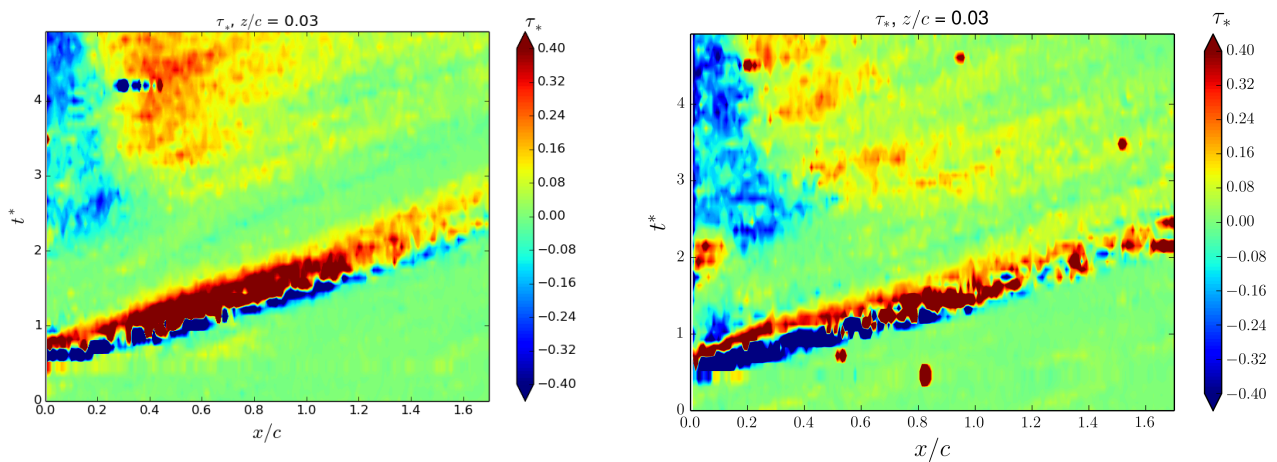


FIGURE 3-19 – Influence de l'angle maximal α_{max} sur w'/U_{deb} ($z/c = 1, t^* = 1, 64$).



(a) Contrainte adimensionnée, plaque lisse.

(b) Contrainte adimensionnée, plaque rugueuse.

FIGURE 3-20 – Dynamique de la contrainte en proche-paroi.

III.2.2 Caractéristiques du tourbillon

La variation des composantes (u', v') est bien décrite par un modèle de Lamb-Oseen. Ainsi, l'ajustement des équations sur nos champs de vitesse permet de situer les centres tourbillonnaires et de définir certaines caractéristiques (ici le rayon critique, la circulation et la vitesse tangentielle). Pour cela, un programme Python est employé, *VortexFitting*. Ce code est proposé par G. Lindner et basé sur le travail de Herpin (2009). Une première détection des structures tourbillonnaires est effectuée, en identifiant les maximums locaux d'un critère donné. Dans notre cas, le critère Q est utilisé : introduit par Hunt et al. (1988), il se calcule suivant l'équation III.2.1, où Ω le tenseur de vorticité et S est le tenseur de cisaillement (Eq. III.2.2). Ce critère "détecte" une structure tourbillonnaire lorsque le terme de rotation est plus important que le cisaillement (soit $Q > 0$).

$$Q = \frac{1}{2} (\|\Omega^2\| - \|S^2\|) \quad (\text{III.2.1})$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III.2.2})$$

Des itérations successives, associées à une méthode de moindres carrés, ajustent au mieux les variables r_c , Γ , $u_{\theta,c}$, ainsi que les centres tourbillonnaires.

III.2.2.1 Les trajectoires

Les figures 3-21 et 3-22 proposent les trajectoires $(x/c; y/c)$ des centres tourbillonnaires, pour les cinq altitudes étudiées, une variation des paramètres dynamiques du profil ($\alpha_{max} \in [10; 14; 18]$, $K_c \in [1; 5; 10]$) et les deux types de conditions de paroi.

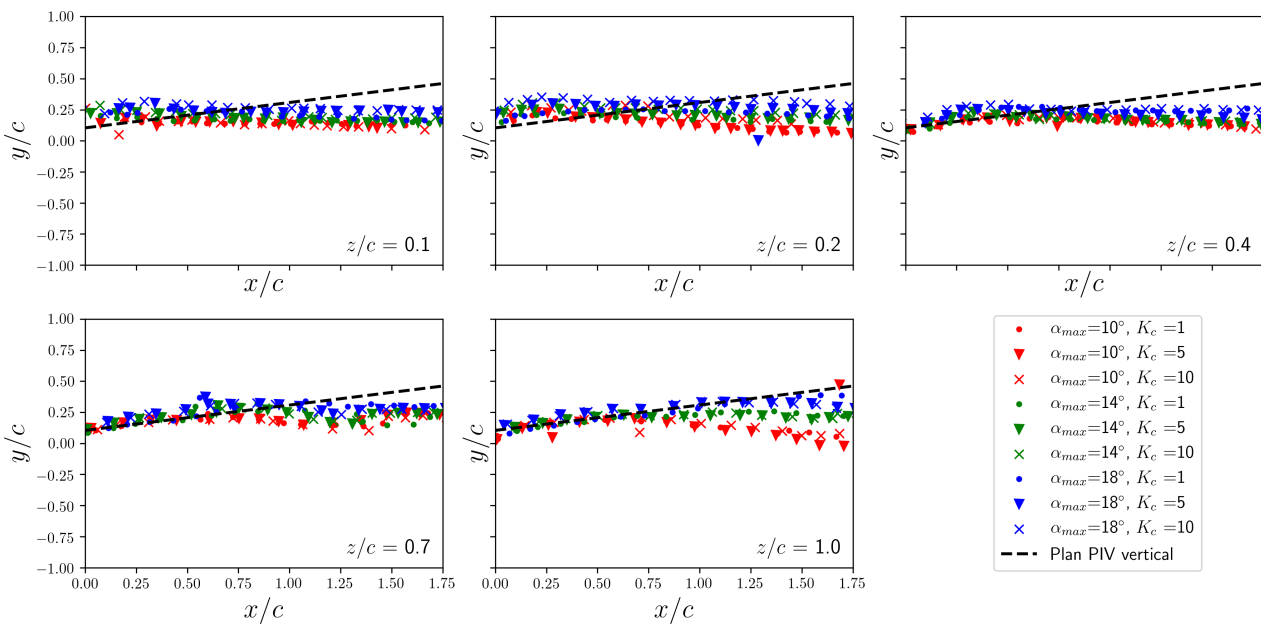


FIGURE 3-21 – Evolution du centre du vortex principal pour la surface lisse.

La trajectoire apparaît notamment rectiligne en proche-paroi, légèrement influencée par α_{max} mais indépendante de K_c . Loin de la paroi, la trajectoire apparaît par contre clairement courbe et dépendante de α_{max} : une première partie du trajet est commune (pour $x/c \in [0; 0,8]$), et le tourbillon est rabattu plus ou moins vite vers le plan médian du canal, selon les paramètres du profil. Le plan intersectant la partie commune de ces trajectoires est décrit par l'équation III.2.3. Le coefficient 0,204 correspond à un angle β de $11,5^\circ$ entre la direction principale de l'écoulement et l'axe de propagation, la valeur 0,124 traduisant le fait que le vortex ne se forme pas directement derrière le profil. En comparant les cas en condition de paroi lisse (Fig. 3-21) et rugueuse (Fig. 3-22), il est visible que le plan de l'équation III.2.3 intersecte l'axe du tourbillon pour $z/c = 1$ pour les deux types de surface.

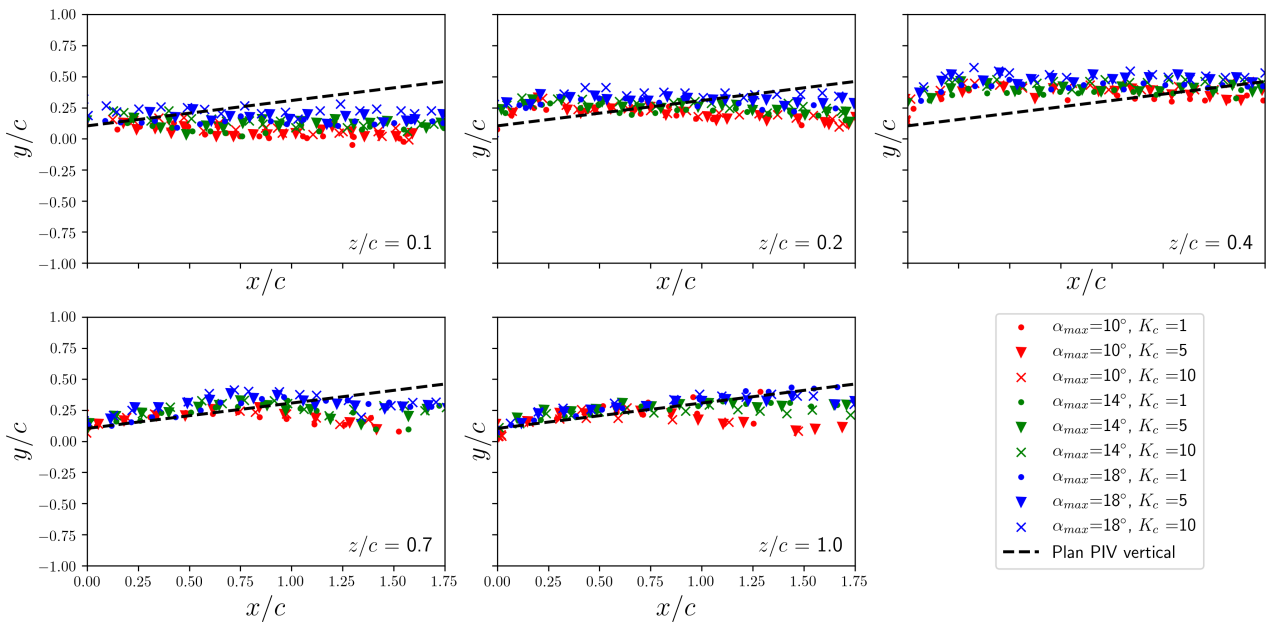


FIGURE 3-22 – Evolution du centre du vortex principal pour la surface rugueuse.

Les autres altitudes ne correspondent pas forcément lors du changement de rugosité, aussi ce plan a été choisi comme axe de la nappe laser pour les mesures PIV verticales. L'altitude $z/c = 0,4$ par exemple présente des trajectoires qui diffèrent entre conditions de paroi lisse et rugueuse.

$$\frac{y}{c} = 0,204 \frac{x}{c} + 0,124 \quad (\text{III.2.3})$$

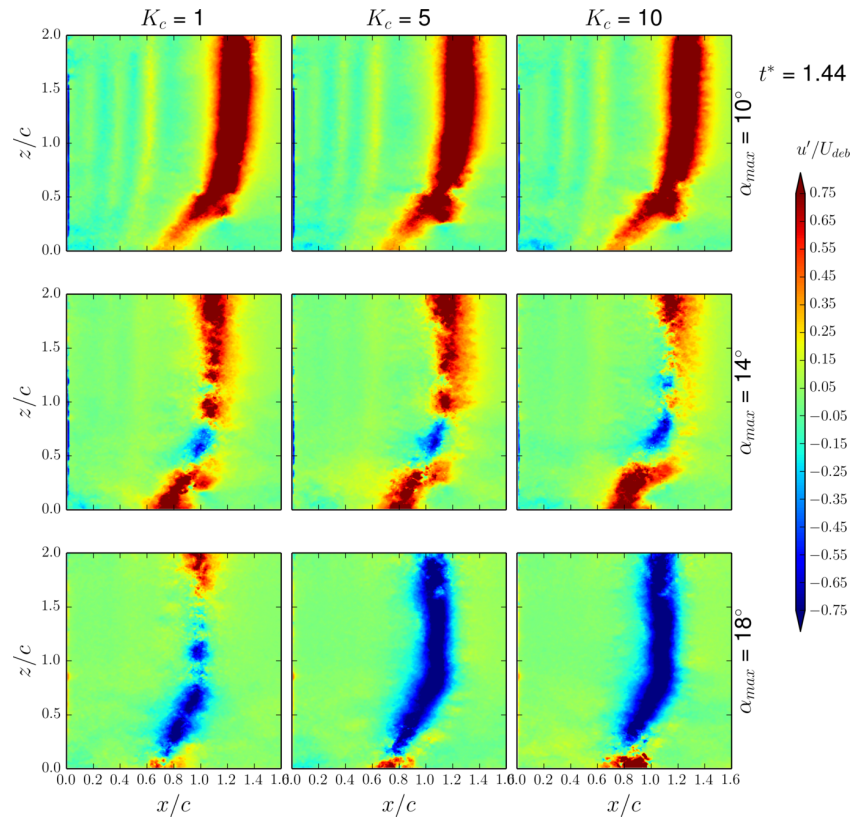
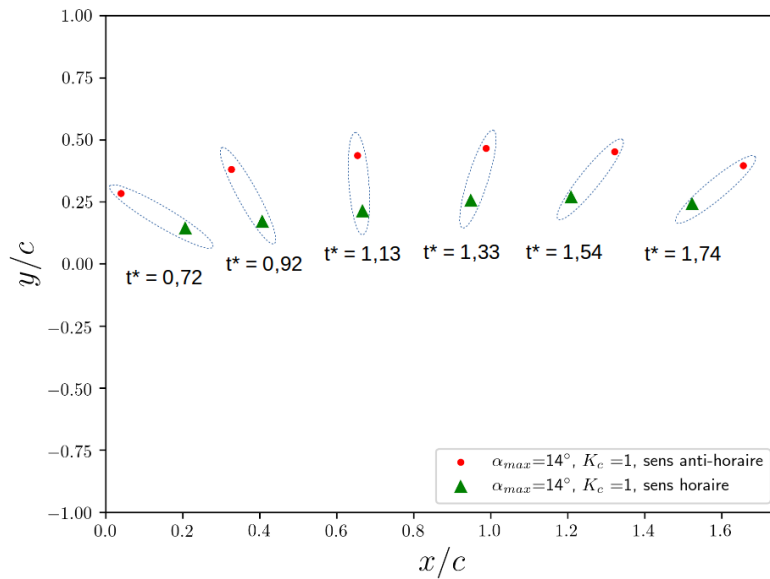
Remarquons qu'à $z/c = 1$, les trajectoires sont bien décrites par une équation parabolique, de type $y/c = a(x/c)^2 + bx + c$. Les coefficients a , b et c changent selon les valeurs de α_{max} et K_c : dans le cas de la surface lisse, correspondant au graphique $z/c = 1$ de la Fig. 3-21, ils sont de l'ordre de : $a \in [-0,22; -0,12]$, $b \in [0,2; 0,46]$ et $c \in [0,05; 0,1]$. Les valeurs de a et b tendent à se rapprocher de 0 lorsque l'altitude diminue (les trajectoires tendant alors vers une simple droite).

Les modifications des trajectoires sont remarquables sur les champs verticaux. En effet, le plan mesuré reste le même (la nappe laser est fixe), mais les vitesses longitudinales sont modifiées par les paramètres imposés au profil (Fig. 3-23). Ainsi, l'angle α_{max} influence visiblement le plan de coupe du vortex (région $u'/U_{deb} > 0$ du tourbillon pour $\alpha_{max} = 10^\circ$ et $u'/U_{deb} < 0$ pour $\alpha_{max} = 18^\circ$). La Fig. 3-23 est issue des mesures au débit $Q_{f,2} = 23,5$ L/s, car l'effet est particulièrement marqué, mais il s'observe à moindre échelle au débit $Q_f = 20$ L/s. La structure du tourbillon observée à $\alpha_{max} = 14^\circ$ met en avant une alternance de vitesse longitudinale positive et négative : la non-homogénéité avec l'altitude signe une tridimensionnalité de l'écoulement.

Le temps que le profil revienne à la normale, un second vortex apparaît, cette fois de sens anti-horaire. La Fig. 3-24 présente, pour le cas de référence, les trajectoires de ces tourbillons, principal et secondaire. Ce dernier était déjà mis en évidence par les champs de vorticités de la Fig. 3-13. Il est ici bien visible qu'il gravite autour de la structure principale, à une distance constante entre les centres de $0,2c$. La vitesse tangentielle du vortex principal l'entraîne, et il "dépasse" le tourbillon principal au bout d'une distance parcourue d'environ $0,8c$. Cette figure souligne également l'aspect parabolique de la trajectoire.

III.2.2.2 Vitesse de convection

La convection de la structure n'opère pas avec une vitesse uniforme en rapport à l'altitude. Une représentation spatio-temporelle des données, ici de l'énergie cinétique turbulente (Fig. 3-25a) permet d'illustrer le passage du tourbillon pour un z/c donné. Le maximum de fluctuations (TKE) décrit une droite, dont la pente correspond à une vitesse de convection U_{conv} . Cette vitesse est estimée en fonction de la hauteur sur la Fig. 3-25b, pour les deux conditions aux limites.


 FIGURE 3-23 – Composante longitudinale u'/U_{deb} , débit $Q_{f,2} = 23,5$ L/s.

 FIGURE 3-24 – Trajectoires des deux vortex pour différentes valeurs de t^* , à $z/c = 1$.

Il est visible que la rugosité influence la convection de la structure : elle est de l'ordre de $0,9 U_{deb}$ pour la paroi lisse et de U_{deb} pour la paroi rugueuse en proche-paroi. Pour $z/c > 1$, cette convection paraît uniforme, à $1,3 U_{deb}$. Les deux zones distinguées en début de section (cœur et base) peuvent s'identifier sur cette figure également, le cœur étant la zone avec une vitesse de convection uniforme, qui n'est pas déformée au cours du temps, la base du tourbillon étant soumise à un cisaillement (gradient de vitesse de convection). La région vers $z/c = 0,4$ est remarquable : en effet, U_{conv} semble croître, surtout avec la condition de paroi rugueuse, sans toutefois qu'il y ait de comportement particulier identifiable pour cette altitude.

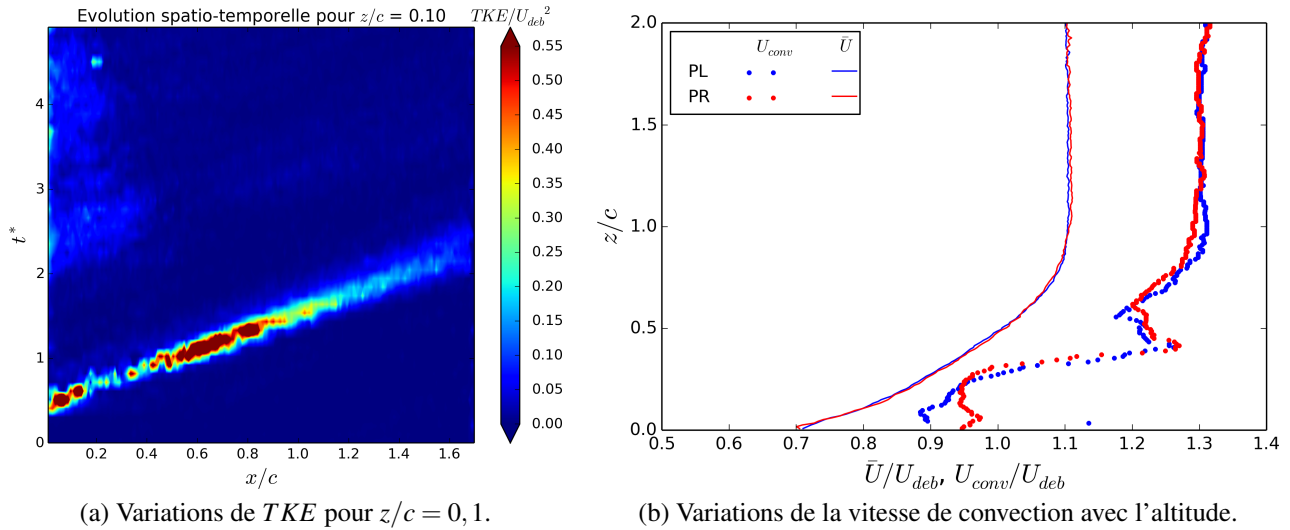


FIGURE 3-25 – Evolution spatio-temporelle du tourbillon à partir des plans verticaux de mesure .

III.2.2.3 Rayon, circulation, vitesse tangentielle

Les paramètres de circulation Γ , de rayon critique r_c et de vitesse tangentielle au rayon critique $u_{\theta,c}$ ayant été déterminés, leur évolution temporelle est maintenant étudiée.

Evolution du rayon

La structure se développe lors de la propagation : le rayon r_c est entre $0,07c$ et $0,14c$. L'influence des paramètres d'altitude, d'angle α_{max} , de loi de vitesse K_c ou de rugosité n'est pas significative. Ainsi que le remarque Boulanger et Le Dizès (2006), r_c apparaît fixé par la géométrie du système, ici les dimensions de notre profil. En présence d'une simple diffusion visqueuse, le rayon r_c croît selon une loi $r_c = \sqrt{r_0^2 + 4\nu_f t}$, comme dans les cas étudiés par Leweke et Williamson (1998) ou Lacaze et al. (2009).

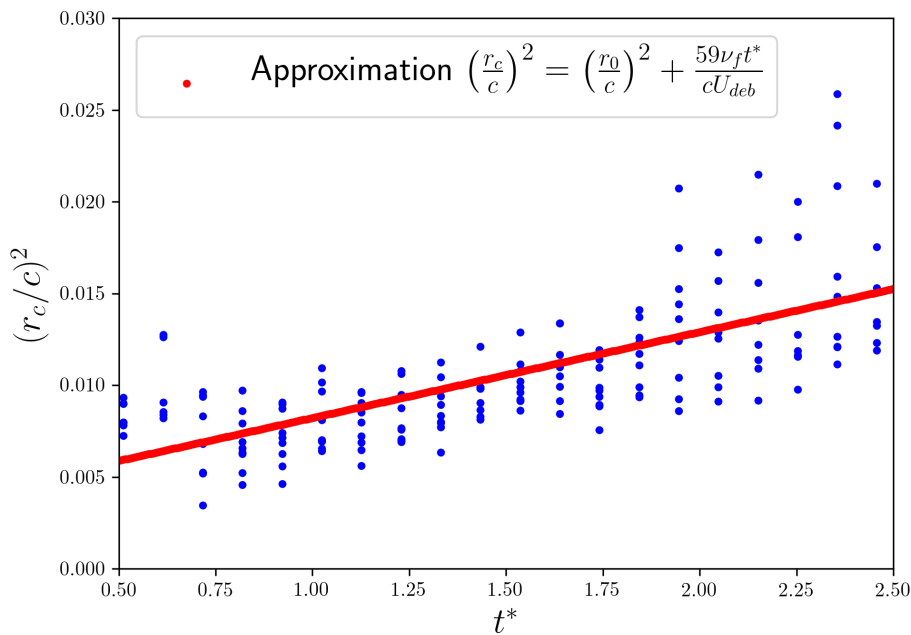


FIGURE 3-26 – Variations du rayon à $z/c = 0, 1$.

La figure 3-26 montre que, pour notre cas, ce rayon critique r_c évolue bien plus rapidement, suivant une approximation $r_c = \sqrt{r_0^2 + 59\nu_f t}$ (au lieu d'une diffusion visqueuse $r_c = \sqrt{r_0^2 + 4\nu_f t}$). Est-ce dû à la convection de la structure, qui se "diffuserait" alors plus rapidement ? Riedinger et al. (2010)

relatent que, lors de leurs expériences, ils observent un tourbillon vertical se diffuser plus rapidement que prévu, à cause de phénomènes d'instabilités. Des études avec une résolution temporelle plus élevée, sur un temps plus long, pourraient être instructives sur les potentielles déstabilisations de la structure tourbillonnaire.

Circulation

La production de circulation apparaît clairement dépendante de α_{max} . La loi de vitesse K_c a une influence négligeable (Fig. 3-27) : cette observation s'oppose aux résultats de [Riedinger et al. \(2010\)](#), qui obtiennent une relation directe entre Γ et leur loi de vitesse : celle-ci était par contre beaucoup plus faible (de l'ordre de 0,02 à 0,09 rad/s), dans un milieu stratifié au repos. Cependant, les ordres de grandeur de Γ sont comparables (circulation de $\Gamma = 4,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ dans leur cas, et $\Gamma = 6,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ pour notre expérience). Le graphique présente ici la valeur absolue de Γ : le tourbillon principal est en effet de circulation négative. Il est possible de déterminer une équation reliant linéairement la circulation à l'angle maximal du profil, comme dans l'équation III.2.4.

$$\frac{|\Gamma_0|}{cU_{deb}} = 0,07\alpha_{max} - 0,44 \quad (\text{III.2.4})$$

En adimensionnant Γ par la circulation à l'instant initial Γ_0 , une seule loi de décroissance est obtenue (Eq. III.2.5), illustrée sur la Fig. 3-27.

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = 1 - 0,108\Delta t^* \quad (\text{III.2.5})$$

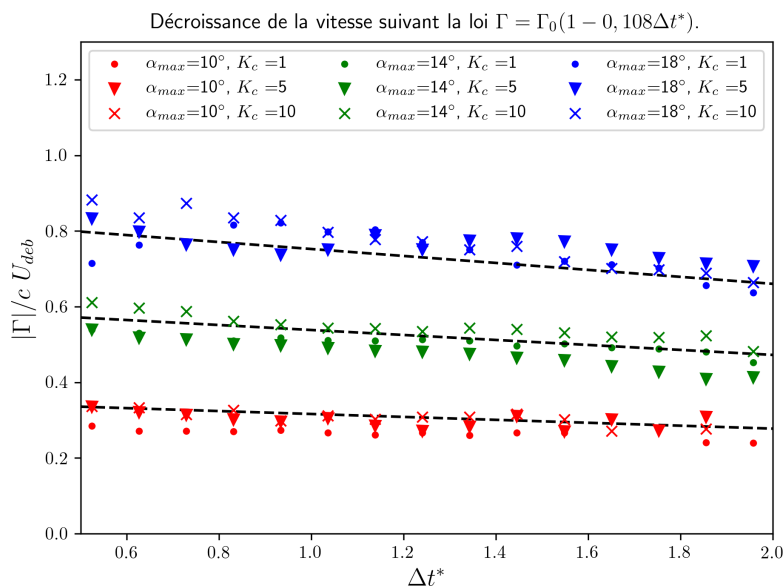


FIGURE 3-27 – Variations de $|\Gamma|/c U_{deb}$ pour $z/c = 0,1$.

Vitesse tangentielle

La variation temporelle de la vitesse tangentielle, $u_{\theta,c}$, est présentée Fig. 3-28. Elle décroît au cours du temps, tandis que le vortex augmente en rayon. La décroissance temporelle de cette vitesse critique est modélisable par une loi $u_{\theta,c} = u_{\theta,c,max}(1,08 - 0,23 \Delta t^*)$. Comme pour la circulation, celle-ci est obtenue en adimensionnant $u_{\theta,c}$ par sa valeur à l'origine $u_{\theta,c,max}$. La vitesse $u_{\theta,c}$ dépend de l'angle α_{max} , mais pas de K_c : pour l'angle minimal (10°), elle atteint $0,48 U_{deb}$ à son maximum et U_{deb} à $\alpha_{max} = 18^\circ$ (angle maximal). La dépendance apparaît linéaire en proche paroi et est bien décrite par l'équation III.2.6.

$$\frac{V_{\theta c}}{U_{deb}} = 0,06\alpha_{max} - 0,14 \quad (\text{III.2.6})$$

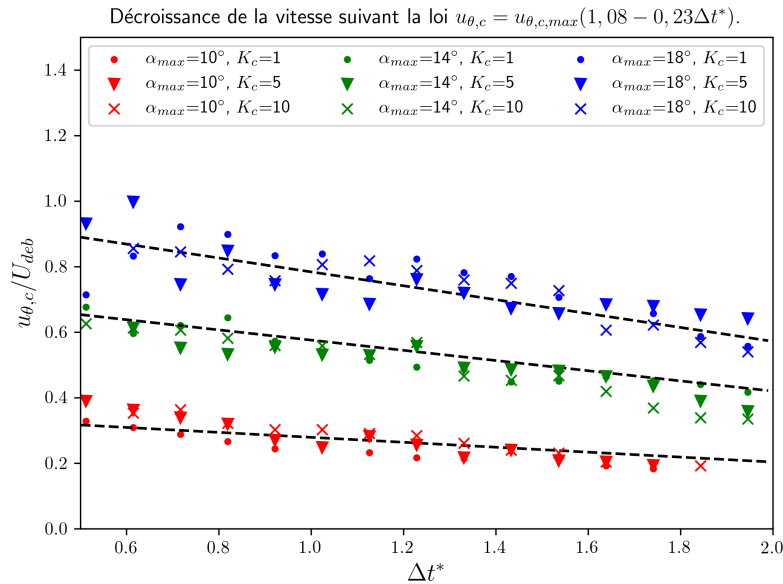
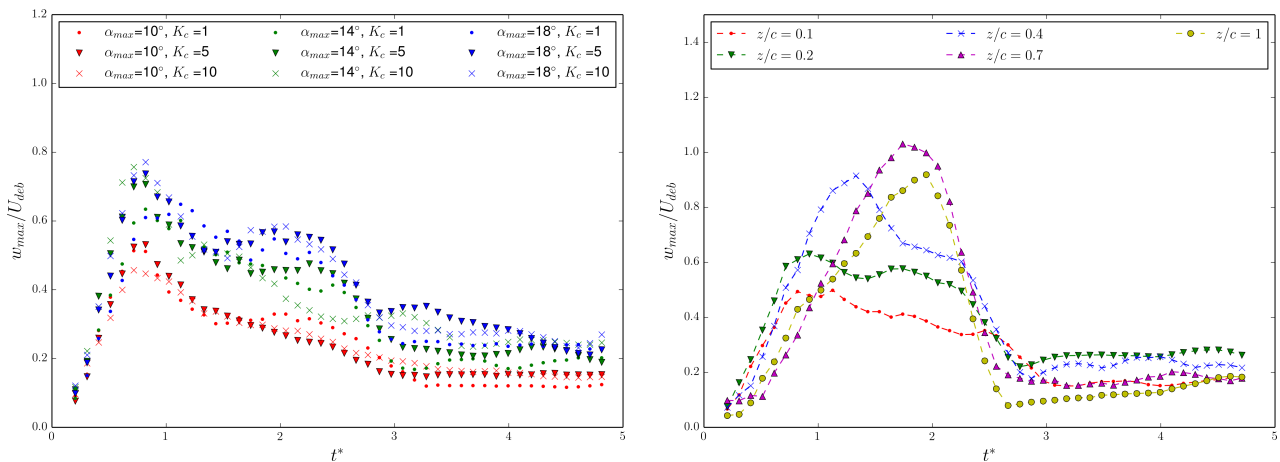


FIGURE 3-28 – Variations de $u_{\theta,c}/U_{deb}$ pour $z/c = 0, 1$.

III.2.2.4 Composante de vitesse axiale

La vitesse axiale maximale w_{max} est dépendante des paramètres α_{max} et K_c imposés au profil, ainsi que de la distance du plan considéré par rapport au fond du canal. Les variations de w_{max} selon les caractéristiques du profil sont représentées sur la Fig. 3-29a, pour $z/c = 0, 1$. Le maximum de vitesse est observable, en proche-paroi, directement à l'apparition du vortex : elle est comprise entre $0,5U_{deb}$ et $0,8U_{deb}$. La décroissance de certains cas ($\alpha_{max} = 10^\circ$) paraît linéaire en temps, mais cette analyse n'est valable pour les angles plus élevés : des "plateaux" sont observables sur certaines plages de temps ($t^* = 1,5 \sim 3$). La Fig. 3-29b montre qu'en augmentant en altitude, w_{max} croît encore (à $z/c = 0,7$, elle atteint $1,1U_{deb}$), et son maximum est atteint après un certain temps t^* après la création du tourbillon (pour $t^* \approx 1 \sim 2$). Cette composante axiale est donc loin d'être confinée à la région proche-paroi : lorsque $z/c \geq 1$, la région correspond à l'écoulement hors de la couche limite, et à la région du cœur du vortex. Le temps auquel les diverses courbes atteignent leur maximum dépend de l'altitude. Cela semble indiquer que la vitesse axiale se développe de base proche de la paroi, puis gagne en intensité en se propageant selon l'axe z . Le maximum de vitesse w_{max} pour $z/c = 1$ est inférieur à celui de la courbe $z/c = 0,7$: cela peut être dû à la sortie du tourbillon de la zone de mesure, et la vitesse axiale continuerait en réalité à se développer lors de la propagation.



(a) Influence des paramètres du profil, pour $z/c = 0, 1$.

(b) Influence de l'altitude z/c , à $\alpha_{max} = 14^\circ, K_c = 1$.

FIGURE 3-29 – Evolution de la composante verticale de la vitesse w_{max}/U_{deb} .

III.3 De l'écoulement aux sédiments : analyse par quadrants

Il a été exposé dans le premier chapitre que divers types de structures contribuent au transport sédimentaire au sein d'un écoulement. Majoritairement, ce sont les *sweeps* ($u' < 0, w' < 0$) et les *ejections* ($u' > 0, w' > 0$) qui sont associés à la mise en suspension de particules. Cette partie a pour objectif d'identifier les différents types de structures présentes lors des expériences.

La répartition initiale des quadrants est estimée à partir des champs horizontaux, sur les 1000 pas de temps disponibles à chaque altitude et pour chaque condition aux limites. Les Tableaux III.2 et III.3 récapitulent ces répartitions. La distinction entre les conditions de paroi lisse ou rugueuse n'amène pas d'écarts significatifs des proportions entre quadrants. Les zones de proche-paroi paraissent dominées par les événements de type *ejections* (Q2) ou *sweeps* (Q4), à hauteur de 30% chacun, ce qui est en accord avec de précédentes études (Le Louvetel-Poilly et al., 2009). La proportion des *ejections* chute lorsque l'altitude augmente, au profit des quadrants Q1 (*outward interactions*) et Q3 (*inward interactions*). Les régions plus éloignées des parois ($z/c = 1$) sont plus équilibrées dans les répartitions des quadrants, avec toutefois des *sweeps* légèrement plus fréquents.

Tableau III.2 – Répartition des quadrants avec la paroi lisse.

Quadrants	Q1 (%)	Q2 (%)	Q3 (%)	Q4 (%)
$z/c = 0,1$	19	30,5	20,5	30
$z/c = 0,2$	17,6	31,1	17,6	33,7
$z/c = 0,4$	17,4	30,6	17,4	34,6
$z/c = 0,7$	21	25,7	18,8	34,5
$z/c = 1$	24,5	22,6	25,1	27,8

Tableau III.3 – Répartition des quadrants avec la paroi rugueuse.

Quadrants	Q1 (%)	Q2 (%)	Q3 (%)	Q4 (%)
$z/c = 0,1$	19,4	30	20,3	30,3
$z/c = 0,2$	17,9	31,2	17,1	33,9
$z/c = 0,4$	17,5	30,3	17,2	35
$z/c = 0,7$	20,7	25,9	17,9	35,5
$z/c = 1$	23,8	22,3	23,7	30

Les mêmes informations sont calculées à partir des champs instantanés, afin d'évaluer les changements subis par l'écoulement lors du passage du tourbillon. Les figures 3-30 et 3-31 répertorient ces informations. La présence du tourbillon s'observe en moyenne jusqu'à $t^* = 2,5$.

En proche-paroi, les Fig. 3-30a et 3-31a montrent bien que les structures de type *sweeps* et *outward interactions* décroissent, alors que les *inward interactions* augmentent de manière conséquente (de 15% à 30% -surface rugueuse - ou 35% - surface lisse -). La proportion de *sweeps* reste conséquente (de 30% à 40%). Pour $z/c = 1$ (Fig. 3-30e et 3-31e), les Q1 et Q3 chutent drastiquement dès l'apparition du vortex (moins de 10% d'occupation des champs mesurés pour les Q3) : la proportion augmente de nouveau à mesure que le tourbillon se propage. A l'inverse, les *ejections* constituent jusqu'à 50% des structures lors de la production du vortex, et leur proportion décroît avec le temps.

Les paramètres d'angle α_{max} ou de loi de vitesse K_c distinguent principalement le cas $\alpha_{max} = 10^\circ$ des autres valeurs de α_{max} : son comportement décroche régulièrement de l'évolution des autres gammes de paramètres, surtout à faible vitesse ($K_c = 1$). Le reste des comportements est par contre relativement homogène.

Après le passage du vortex, l'écoulement est toujours perturbé (pour $t^* > 2,5$). Loin de la paroi, les *sweeps* sont presque inexistantes, alors qu'ils occupent dans un écoulement stationnaire 27,8% (plaque lisse) à 30% (plaque rugueuse) des structures. En proche-paroi, les Q4 sont présents à hauteur de 40% de l'écoulement, soit 10% de plus de leur pourcentage initiale. Les *outward interactions* sont également loin de leur répartition initiale (par exemple, sur la plaque rugueuse, à $t^* = 5$, sur la Fig. 3-31d, les Q1 sont à hauteur de 50% au lieu de 20,7%). L'effet du tourbillon se fait encore sentir : il

y a présence d'un effet "retard". Les quadrants sont représentables physiquement dans l'espace des champs horizontaux ou verticaux (Fig. 3-32, 3-33 et 3-34). La représentation est ici la même que celle proposée par Hamidouche et al. (2018).

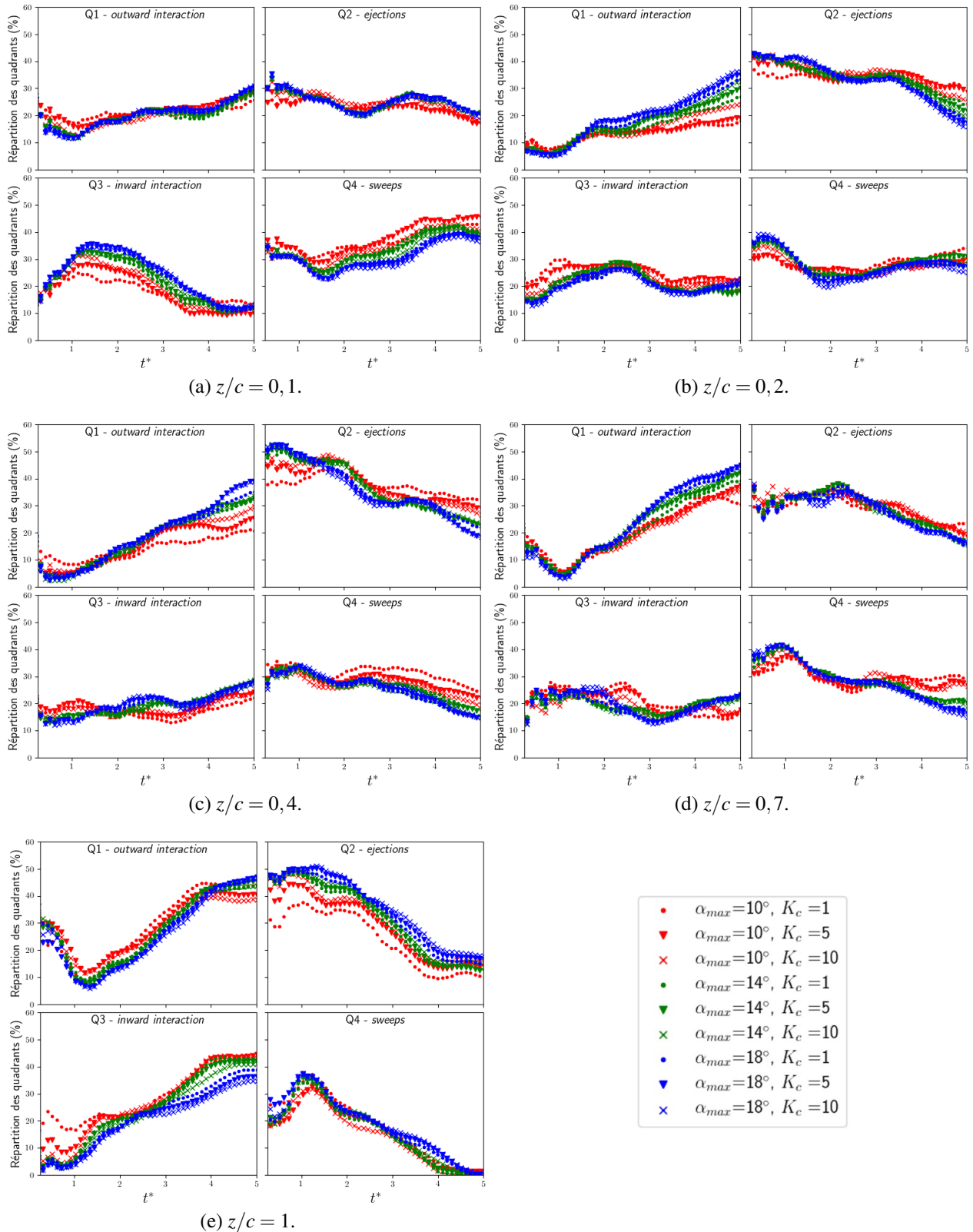


FIGURE 3-30 – Evolution temporelle des répartitions de quadrants sur plaque lisse.

Il est intéressant de voir qu'à l'altitude $z/c = 0, 1$, les quatre quadrants sont bien représentés et offrent une bonne visualisation du vortex. Une fois ce tourbillon suffisamment propagé, la compo-

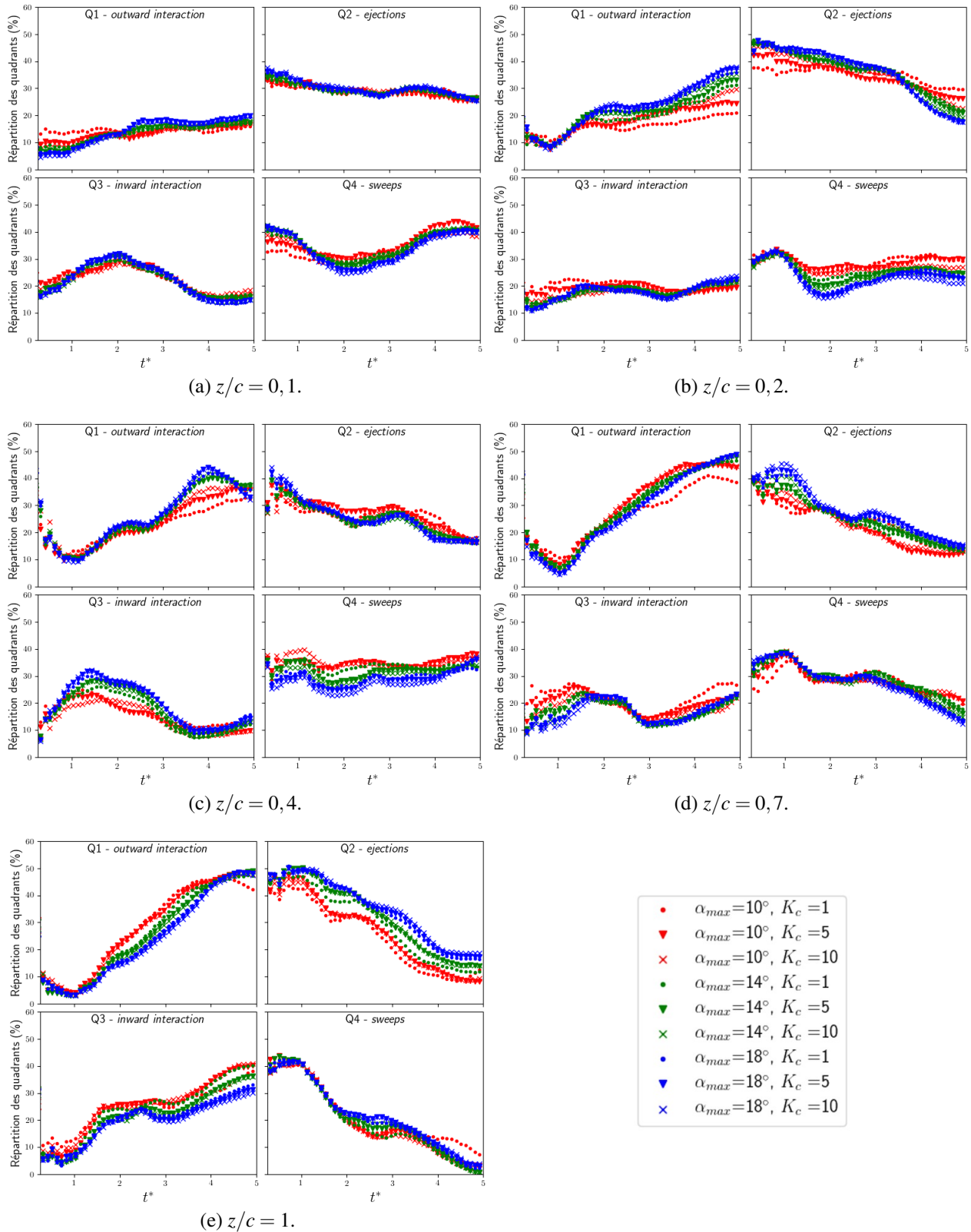


FIGURE 3-31 – Evolution temporelle des répartitions de quadrants sur plaque rugueuse.

sante verticale de vitesse w' présente une traînée à l'aval du profil correspondant à une structure de type *ejection*, avec une intensité d'environ $0,3U_{deb}$. Cette représentation spatiale illustre la présence majoritaire de phénomènes de *sweeps* (principalement de $z/c = 0, 1$ à $z/c = 0, 4$), les *ejections* ayant une part plus importante loin de la paroi.

La comparaison des conditions de rugosité à $\alpha_{max} = 14^\circ$ et $K_c = 1$, sur les Fig. 3-33 et 3-34,

indique que les quadrants suivent la même répartition spatiale, mais que les structures représentées sont d'intensité légèrement plus faibles. Cela correspond aux observations précédentes sur la légère chute de vitesse maximale du tourbillon en présence de rugosité.

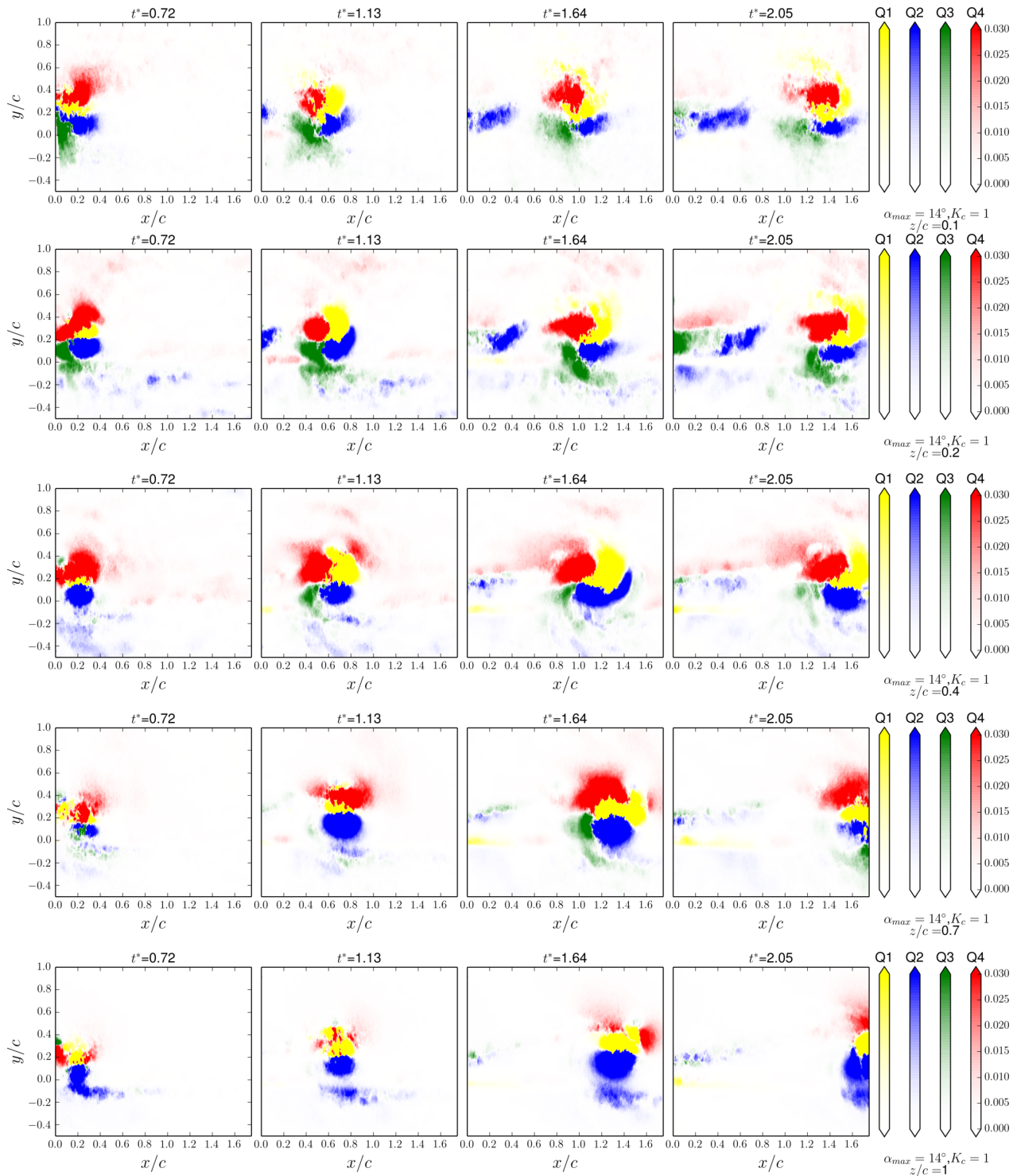


FIGURE 3-32 – Analyses par quadrants à partir des mesures SPIV horizontales, paroi lisse.

Q1 : *outward interactions*, Q2 : *ejections*, Q3 : *inward interactions*, Q4 : *sweeps*.

Comme présenté dans le chapitre précédent, des mesures de transport sédimentaire (envol des particules) ont été enregistrées. Il est donc possible de déterminer si la matière en suspension est entourée préférentiellement, ou non, de certaines structures turbulentes.

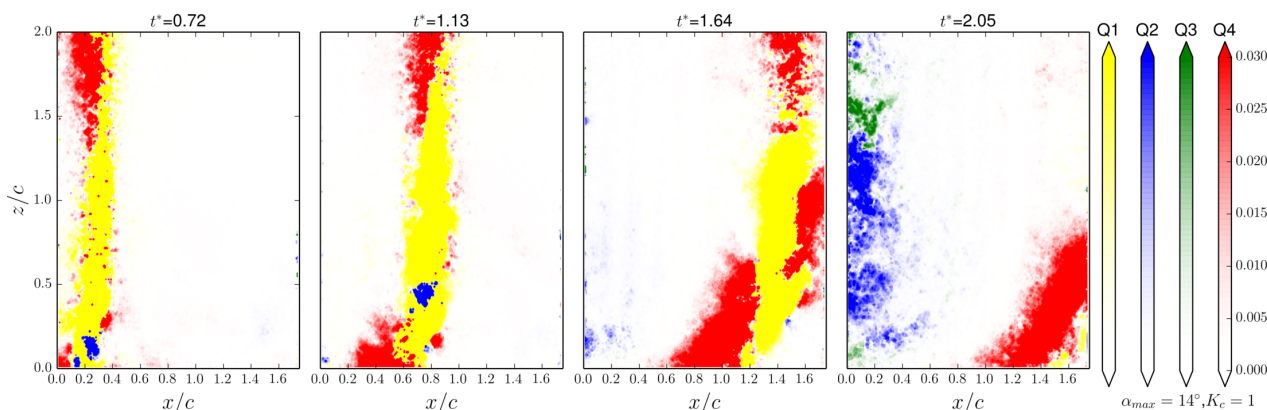


FIGURE 3-33 – Analyse par quadrants sur un plan vertical avec surface lisse.

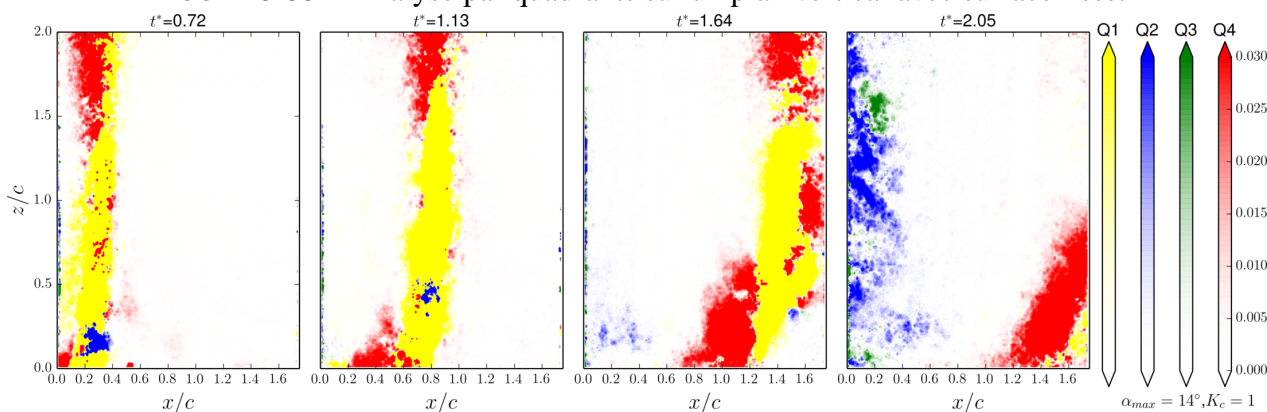


FIGURE 3-34 – Analyse par quadrants sur un plan vertical avec surface rugueuse.

III.4 Conclusions et perspectives

Ce chapitre expose la convection d'un tourbillon isolé d'axe vertical au sein d'un écoulement à surface libre. L'aspect tridimensionnel de ce vortex ne fait aucun doute, comme le montrent les trajectoires des centres tourbillonnaires ou la courbure remarquable de la structure qui s'instaure lors de la convection. La propagation d'un "entonnoir" d'aspiration en surface libre signe la présence du vortex. Une structure tourbillonnaire secondaire, orbitant autour du vortex principal, est également mise en évidence.

Les caractéristiques du tourbillon apparaissent principalement dépendantes de l'angle maximal α_{max} du profil, alors que la loi de vitesse K_c appliquée n'a pas d'incidence visible. Ainsi, des lois d'évolution ont été proposées pour la circulation Γ et la vitesse tangentielle u_θ ; le rayon est quant à lui dépendant de la seule géométrie du dispositif expérimental. La dynamique du rayon se diffuse par ailleurs plus rapidement que la loi classique de diffusion visqueuse. Les champs de vitesse tangentielle u_θ sont correctement décrits par un modèle de Lamb-Oseen. Une composante axiale de vitesse est observable : elle correspond à un modèle de Batchelor loin de la paroi. La présence de deux zones de signes opposés en proche paroi, pour ces vitesses axiales, nécessiterait une modélisation plus fine que celle proposée par Batchelor. Cette composante verticale est issue de l'interaction du vortex avec la paroi inférieure du canal. La rugosité imposée sur la paroi inférieure du canal hydro-sédimentaire a peu d'influence : pour des conditions équivalentes par ailleurs, une très légère baisse de la vitesse u_θ maximale, associée à une augmentation du rayon du vortex, est identifiable. Enfin, une étude des types de structures turbulentes indique la présence marquée de *sweeps* et d'*ejections* lors du passage du tourbillon : ces formations contribuant de manière efficace au transport sédimentaire, il sera intéressant de coupler ces données aux estimations de transport lors du prochain chapitre.

Par la suite, des expériences complémentaires pourront être réalisées : notamment, des mesures volumiques, à l'aide d'une technique de PIV tomographique, seront effectuées. Cela permettra d'être

plus précis sur la description de l'écoulement, de mieux situer les répartitions spatiales des champs de vitesse, et de modéliser plus finement la structure tourbillonnaire. La réalisation d'expériences à plusieurs altitudes de surface libre permettra de quantifier l'impact de la surface libre sur les champs de vitesse observés (a-t-on une augmentation, une diminution, des vitesses axiales lors de changements de hauteur d'eau h_e ?). Les effets de rugosité offrent également quelques perspectives intéressantes : des plaques d'aspérités différentes peuvent être créées pour en quantifier les effets sur la propagation du vortex et sur ses caractéristiques. Enfin, une autre piste serait d'étudier la signature du vortex en surface libre : comme il a été présenté au début du chapitre, un tuba est remarquable et se propage le long du canal. Un lien peut-il être établi entre les données du tuba (profondeur, largeur, intensité) et les caractéristiques du tourbillon proche du fond ?

Transport sédimentaire induit par un tourbillon d'axe vertical

IV.1 Transport de sédiments au passage d'un tourbillon	93
IV.1.1 Structures turbulentes associées au transport	93
IV.1.2 Comparaisons des taux de transport	96
IV.1.3 Comportement du panache de sédiments	99
IV.2 Evolution morphologique du fond sédimentaire	104
IV.2.1 Comportement général du lit sédimentaire	104
IV.2.2 Caractéristiques de la zone d'affouillement	107
IV.2.3 Caractéristiques de la zone d'accrétion	109
IV.2.4 Estimation d'un taux de transport à partir des données morphologiques	114
IV.3 Conclusions et perspectives	116

Ce chapitre aborde le transport solide induit par la convection d'un tourbillon d'axe vertical au-dessus de sédiments. Le lit sédimentaire, avec une morphologie lisse dans son état initial, est érodé au passage du vortex : une certaine quantité de particules est mise en suspension puis transportée vers l'aval. La zone érodée modifie alors localement l'écoulement, ce qui induit sur un temps plus long une structuration particulière du lit sédimentaire. Ces deux aspects sont ainsi mis en avant dans ce chapitre.

La première partie présente la mise en suspension des sédiments et les liens avec les différents types de structures turbulentes exposés au chapitre précédent. Les quadrants correspondants aux particules en suspension sont identifiés, ainsi que le comportement du panache de particules au sein de l'écoulement (dynamique de la mise en suspension de matière, trajectoires ...).

Dans un second temps, l'évolution temporelle de la morphologie du lit sédimentaire est étudiée. Celle-ci se produit sur une échelle de temps différente de la mise en suspension, avec la sollicitation du lit sédimentaire par l'écoulement imposé dans le canal. Deux régions sont mises en avant : une zone d'affouillement, proche du lieu de production du tourbillon, suivi d'une zone de dépôt de sédiments à son aval. La dynamique de leurs géométries respectives est étudiée. En outre, les volumes de particules mobilisés donnent accès à des taux d'érosion et de déposition, qui seront présentés en fin de chapitre.

IV.1 Transport de sédiments au passage d'un tourbillon

Le comportement du tourbillon d'axe vertical a été exposé lors du chapitre précédent. Lors de sa propagation au-dessus du lit sédimentaire, la matière est mobilisée et transportée vers l'aval. Ce transport est régi par les caractéristiques de l'écoulement et par les paramètres imposés au profil pour la création du tourbillon isolé.

IV.1.1 Structures turbulentes associées au transport

Il a été montré que l'écoulement contenait une part non négligeable de structures de type *ejections* (Q2) et *sweeps* (Q4) : ces arrangements sont connus dans la littérature pour être des vecteurs préférentiels de mise en suspension des sédiments. Dans son étude, [Le Louvetel-Poilly et al. \(2009\)](#) détermine expérimentalement un seuil $\tau_{*,B,seuil}$ pour la montée des particules dans les *ejections* : lorsque $\tau_{*,B} > \tau_{*,B,seuil}$ ($\tau_{*,B}$ étant défini dans l'équation [IV.1.1](#), avec $\tau_{*,B,seuil} = 0,58$), les particules

mises en suspension subissent une montée au sein de la colonne d'eau.

$$\tau_{*,B} = \frac{-u'w'}{g(s-1)d} \quad (\text{IV.1.1})$$

Ce seuil est indiqué sur la Fig. 4-1 : *a priori*, les particules soumises à ces structures sont mises en suspension et amenées au sein de la colonne d'eau. Il est à noter que la détermination de seuils du même type pour les autres quadrants n'a pas été effectuée.

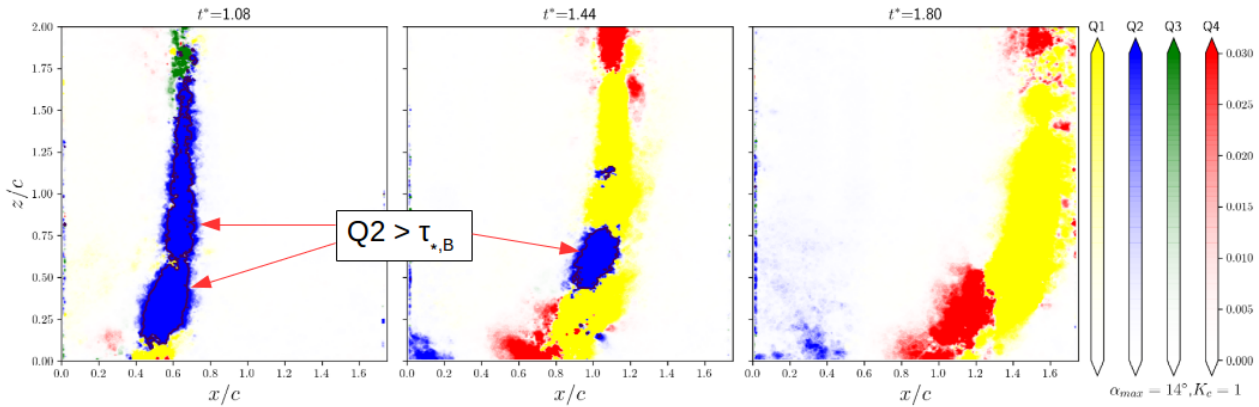


FIGURE 4-1 – Critère de Le Louvetel-Poilly et al. (2009), pour $Q_{f,2} = 23,5 \text{ L/s}$, $\alpha_{max} = 14^\circ$ et $K_c = 1$.

Un lit de sédiments est donc installé au sein du canal hydro-sédimentaire, comme exposé lors du deuxième chapitre. Les images acquises lors de la mise en suspension des sédiments sont enregistrées avec un unique plan laser, elles correspondent aux plans PIV verticaux du chapitre précédent.

Pour analyser ces images de mise en suspension de sédiments, la première étape est une détection efficace des particules transportées (Fig. 4-2). La détection est assurée par un programme en Python, adapté d'un code de Fiorot et al. (2015), avec la librairie OpenCV.

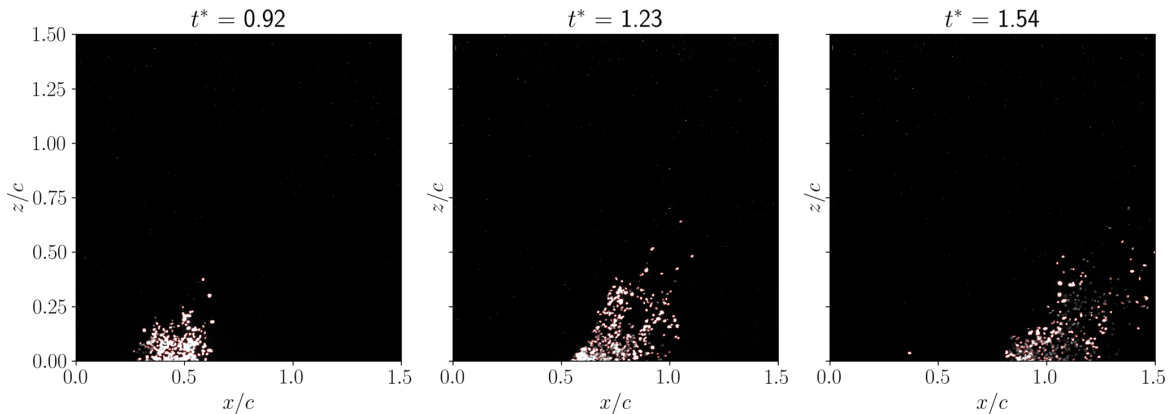


FIGURE 4-2 – Détection de particules pour trois pas de temps, les contours détectés étant indiqués en rouge. Le débit vaut $Q_f = 20 \text{ L/s}$, pour des paramètres $\alpha_{max} = 14^\circ$ et $K_c = 1$.

Le traitement des images, comme proposé par Frey et al. (2003) ou Penteadó et Franklin (2016), consiste principalement en une succession d'opérations morphologiques. Les données subissent tout d'abord un seuillage adaptatif (seuillage d'Otsu), pour éliminer les particules de trop faible intensité. Plusieurs itérations d'érosions et de dilations sont ensuite effectuées : cela donne accès aux centres des particules. Enfin, une opération de segmentation identifie les contours des différents grains de matière. Des images comme celles présentées Fig. 4-2 sont alors obtenues. Ce traitement permet notamment de s'affranchir des particules de PIV présentes sur les images. Le protocole pour la détection et l'individualisation des particules gagnerait à être affiné, car certains ensembles de particules ne sont pas bien différenciés à la fin de toutes ces étapes.

Ainsi, les informations sur les sédiments sont couplées avec les quadrants issus des champs de vitesse de l'écoulement, provenant des expériences avec une condition de paroi rugueuse, comme sur l'exemple de la Fig. 4-3. Cette figure permet de voir qu'il n'y a *a priori* pas d'effet de retard : les particules mises en suspension correspondent bien aux temps de présence de structures turbulentes intenses. Le potentiel retard des particules par rapport aux variations de l'écoulement pourrait être mesurable lors d'expériences avec une meilleure résolution temporelle (augmentation de la fréquence d'acquisition f_{acq}). La répartition initiale des quadrants dans les écoulements de base, sans perturbations liées à un vortex vertical, est indiquée dans le Tableau IV.1. Les structures majoritaires dans la zone de mesure, tous cas confondus, sont les *sweeps*, à hauteur de 30%, suivis par les *ejections* (26% ~ 28%). Cette répartition est valable pour les deux débits et les deux conditions de paroi (lisse et rugueuse).

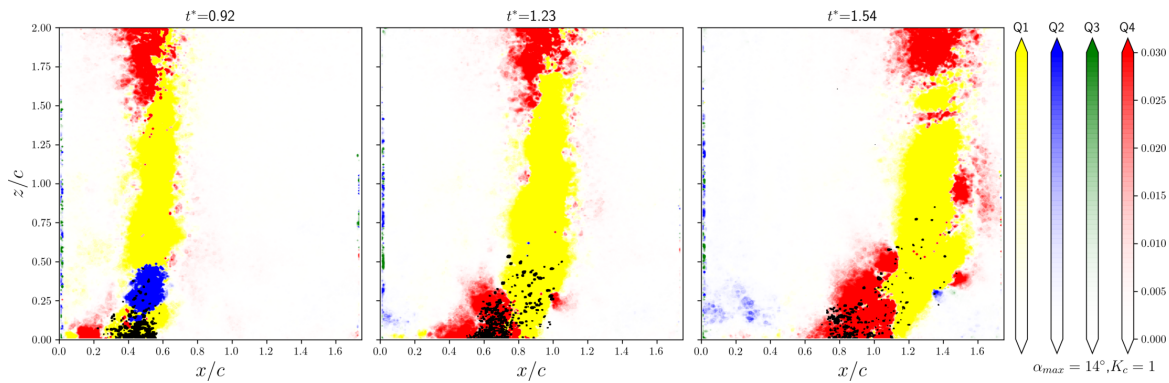


FIGURE 4-3 – Particules et quadrants sur un même plan, pour $Q_f = 20$ L/s, $\alpha_{max} = 14^\circ$ et $K_c = 1$.

Tableau IV.1 – Répartition des quadrants avant passage d'un tourbillon.

Débit fluide	Paroi	Q1 (%)	Q2 (%)	Q3 (%)	Q4 (%)
20 L/s	Lisse	21,5	26,3	22,1	30,1
20 L/s	Rugueuse	21,3	26,4	22,4	29,9
23,5 L/s	Lisse	23,1	28,3	20	28,6
23,5 L/s	Rugueuse	21,7	27,7	21	29,6

Lors du passage du vortex, chaque particule détectée dans le champ de mesure est associée à un quadrant, et il est possible d'estimer les structures préférentiellement présentes là où s'observent des sédiments en suspension. Chaque cas a été mesuré cinq fois : les résultats apparaissent assez bruités, mais certaines informations ressortent néanmoins. Les résultats pour les neuf cas ($\alpha_{max} = [10^\circ ; 14^\circ ; 18^\circ]$ et $K_c = [1 ; 5 ; 10]$) sont présentés Fig. 4-4, pour deux conditions d'écoulement ($Q_f = 20$ L/s et $Q_{f,2} = 23,5$ L/s). L'affichage est restreint aux temps durant lesquels une présence de particules en suspension est observée.

Pour chaque cas, les *inward interactions* (Q3) sont les moins représentées. Lors de la mise en suspension, les *ejections* sont assez présentes autour des particules (principalement au débit $Q_{f,2} = 23,5$ L/s, où les sédiments détectés sont liés jusqu'à 80% à ce quadrant). Une fois en suspension, la proportion de sédiments en lien avec les *sweeps* augmente de manière continue. Contrairement à ce qui est attendu, une proportion non-négligeable de matière détectée s'observe en présence de quadrants Q1 (*outward interactions*), à hauteur d'environ 50%. Il a été vu au chapitre précédent que les *ejections* étaient particulièrement présentes dans l'écoulement aux premiers temps du passage du tourbillon : elles sont intenses en proche-paroi, mais diminuent avec l'éloignement au fond. La Fig. 4-4 indique que la mise en suspension est réalisée d'abord par les *ejections*, puis que les *sweeps* prennent le relais lorsque les sédiments atteignent une altitude suffisante dans la colonne d'eau.

L'angle α_{max} semble avoir une importance sur la dynamique des *ejections* et *sweeps* : sur la Fig. 4-4, la proportion de particules liées à un quadrant Q2 augmente avec l'angle (de 15% à 80% en passant de $\alpha_{max} = 10^\circ$ à $\alpha_{max} = 18^\circ$), tandis que la proportion liée au quadrant Q4 diminue avec l'angle (de 50% ~ 60% pour $\alpha_{max} = 10^\circ$ à 20% pour $\alpha_{max} = 18^\circ$).

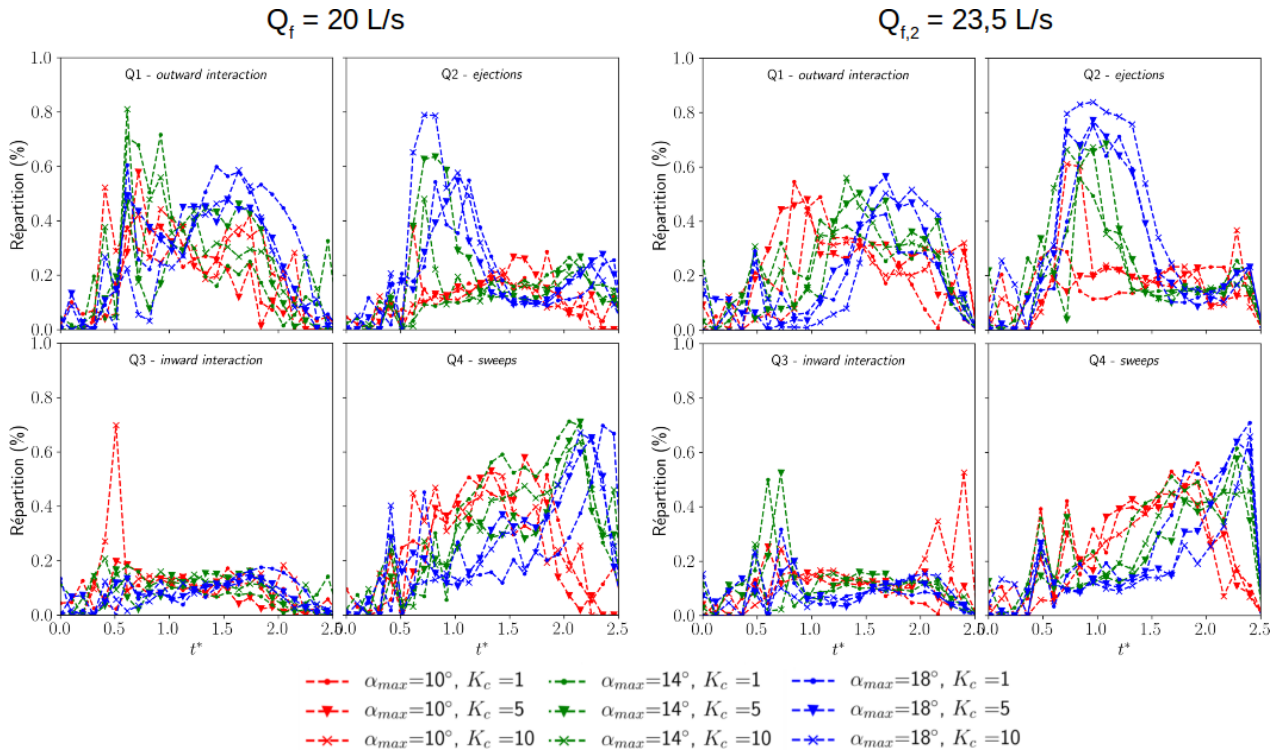


FIGURE 4-4 – Répartition des structures autour des particules en suspension.

Cela est valable dans notre plan de mesure, mais comme souligné dans le chapitre précédent, les trajectoires du vortex dépendent de cet angle α_{max} imposé au profil : les modifications sont suffisantes pour que le plan de mesure ne coupe pas exactement le tourbillon au même endroit, les répartitions des quadrants ne sont donc pas les mêmes. Des mesures supplémentaires, sur différentes coupes du vortex, permettraient de déterminer plus précisément la répartition spatiale du panache de sédiments et ses dépendances potentielles aux paramètres du vortex.

IV.1.2 Comparaisons des taux de transport

Les images de particules comme celles de la Fig. 4-2 présentent une caractéristique intéressante : la quantité de sédiments sur une image modifie son intensité lumineuse globale I . Ainsi, en suivant les variations temporelles de I , une signature du passage du vortex est observable. Les images sont représentées par des matrices de dimensions (m, n) , en niveaux de gris. La valeur de chaque pixel de coordonnées (i, j) est donc comprise entre 0 et 255. L'intensité I d'une image est considérée comme la somme de tous les pixels.

Afin de comparer les différents cas, une intensité lumineuse de normalisation I_{ref} est prise au cas de référence, à savoir $\alpha_{max} = 14^\circ$ et $K_c = 1$. Les variations sont représentées sur les Fig. 4-5a ($Q_f = 20$ L/s) et 4-6a ($Q_{f,2} = 23,5$ L/s) ; en regard, les répartitions des quadrants dans les écoulements sont indiquées (Fig. 4-5b pour $Q_f = 20$ L/s et Fig. 4-6b pour $Q_{f,2} = 23,5$ L/s). Les maximums des courbes d'intensité I/I_{ref} sont indiquées dans le Tableau IV.2 : pour le débit $Q_f = 20$ L/s, un rapport de 53 est observable entre les deux cas extrêmes, et pour $Q_{f,2} = 23,5$ L/s, ce rapport est de 70.

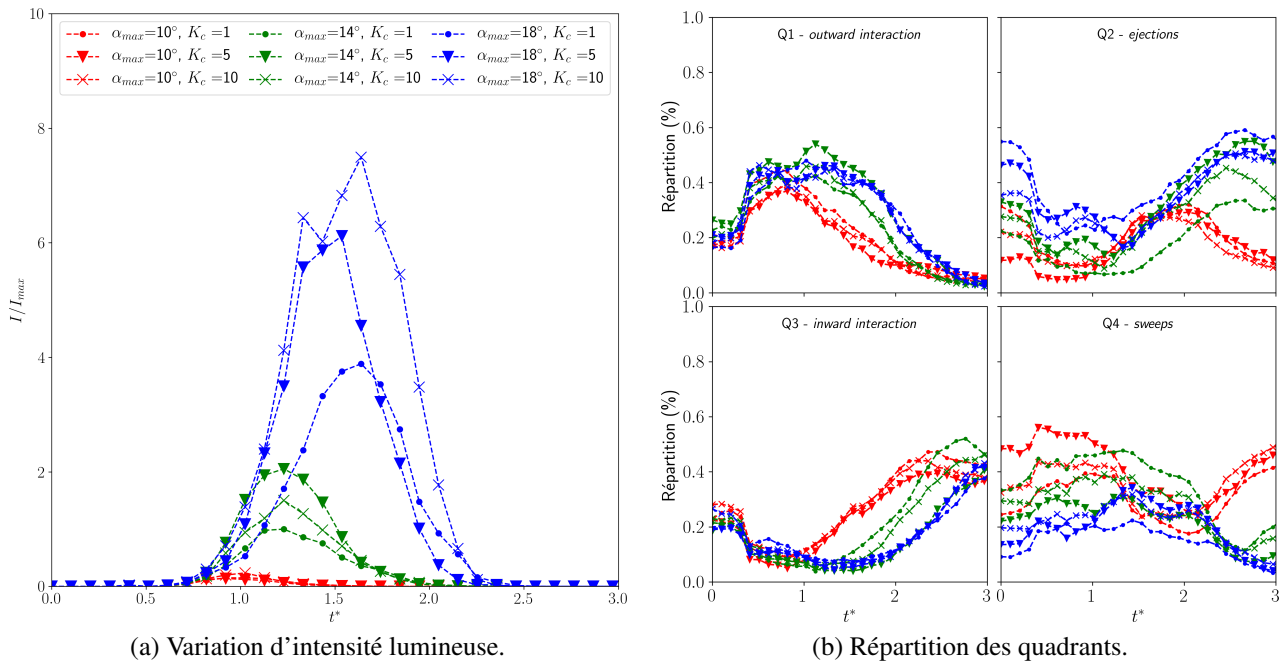
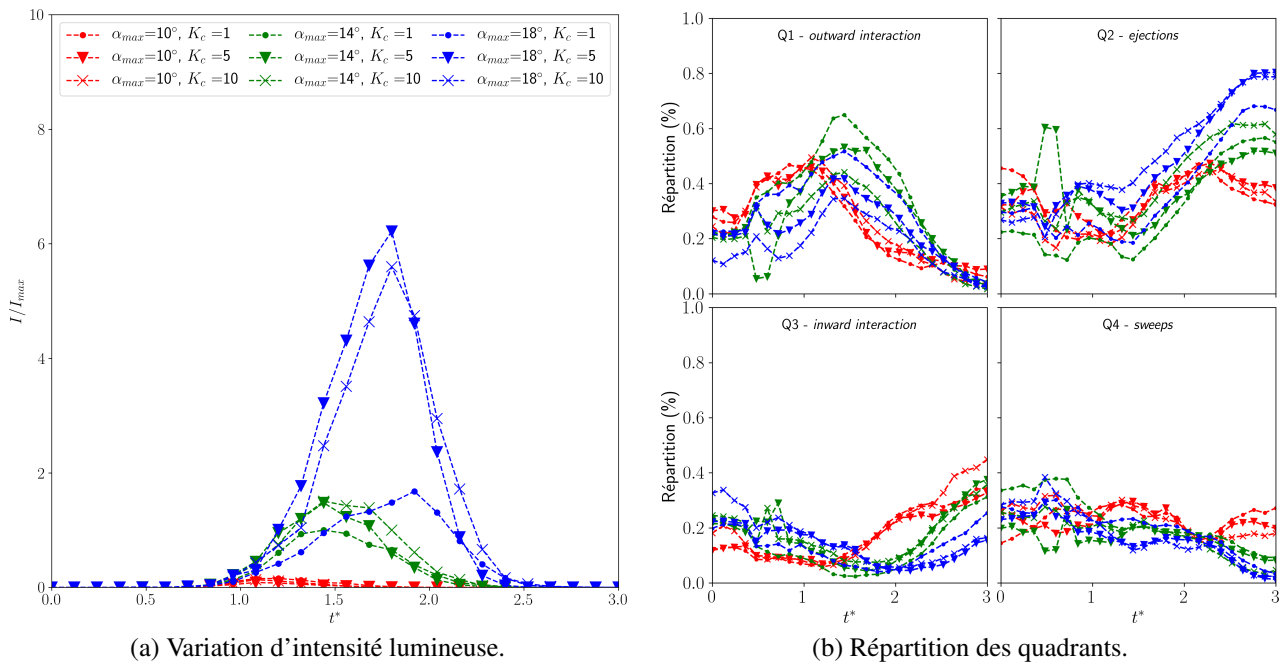
 Tableau IV.2 – Intensité maximale atteinte, cas $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$.

$Q_f = 20$ L/s, $I_{ref,1} = 1.10^6$.

$Q_{f,2} = 23,5$ L/s, $I_{ref,2} = 1.6.10^6$.

$I/I_{ref,1}$	$K_c = 1$	$K_c = 5$	$K_c = 10$
$\alpha_{max} = 10^\circ$	0,15	0,14	0,24
$\alpha_{max} = 14^\circ$	1,0	2,05	1,5
$\alpha_{max} = 18^\circ$	3,89	6,11	7,49

$I/I_{ref,2}$	$K_c = 1$	$K_c = 5$	$K_c = 10$
$\alpha_{max} = 10^\circ$	0,16	0,09	0,14
$\alpha_{max} = 14^\circ$	1,0	1,48	1,5
$\alpha_{max} = 18^\circ$	1,68	6,22	5,6

FIGURE 4-5 – Variation temporelle de la quantité de sédiments, cas $Q_f = 20$ L/s.FIGURE 4-6 – Variation temporelle de la quantité de sédiments, $Q_{f,2} = 23,5$ L/s.

Les Fig. 4-5a et 4-6a montrent que la partie montante des courbes est commune aux différents cas : pour la mise en suspension, plus α_{max} et K_c augmentent, plus les particules sont mobilisées et l'intensité lumineuse est importante. Cela explique le décalage temporel du pic : lorsque la quantité maximale de sédiments soulevés est plus importante, le temps requis pour cette mobilisation est également accru.

En normalisant chaque courbe par sa propre intensité maximale (Fig. 4-7a et 4-7b), cette information est en effet bien visible : le temps t^* auquel la quantité maximale est détectée dépend du paramètre α_{max} du profil (cette remarque étant valable pour les deux débits présentés), comme indiqué sur le Tableau IV.3.

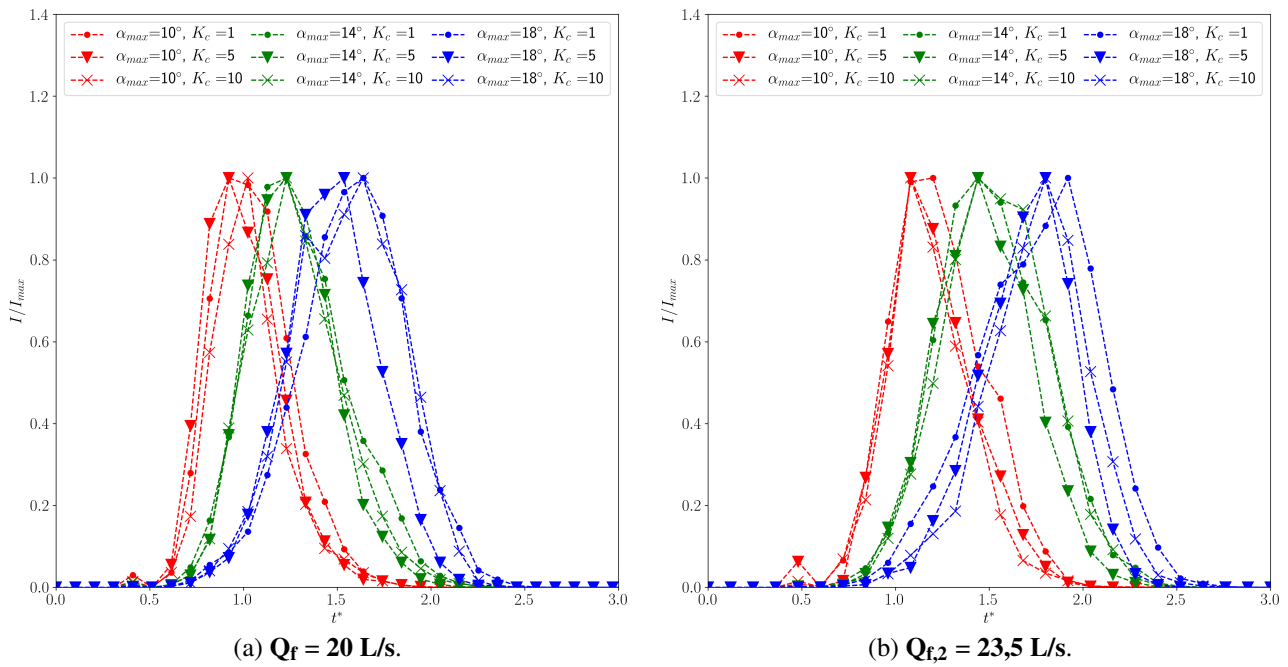


FIGURE 4-7 – Variation temporelle de la quantité de sédiments.

Tableau IV.3 – Temps t^* où la quantité de sédiments est maximale.

$Q_f = 20 \text{ L/s.}$				$Q_{f,2} = 23,5 \text{ L/s.}$			
t^*	$K_c = 1$	$K_c = 5$	$K_c = 10$	t^*	$K_c = 1$	$K_c = 5$	$K_c = 10$
$\alpha_{max} = 10^\circ$	0,93	0,93	1,02	$\alpha_{max} = 10^\circ$	1,2	1,08	1,08
$\alpha_{max} = 14^\circ$	1,23	1,23	1,23	$\alpha_{max} = 14^\circ$	1,45	1,45	1,45
$\alpha_{max} = 18^\circ$	1,54	1,64	1,54	$\alpha_{max} = 18^\circ$	1,92	1,8	1,8

Ces courbes peuvent également être vues comme la durée Δt^* durant laquelle une certaine quantité de sédiments reste en suspension dans la zone de mesure. Lorsque α_{max} croît, les vitesses tangentielles u_θ au sein du vortex sont plus élevées, les particules sont plus mobilisées et mettent plus de temps à sédimenter (Tableau IV.4) : Δt^* augmente.

Tableau IV.4 – Durée Δt^* de la mise en suspension.

$Q_f = 20 \text{ L/s.}$				$Q_{f,2} = 23,5 \text{ L/s.}$			
Δt^*	$K_c = 1$	$K_c = 5$	$K_c = 10$	Δt^*	$K_c = 1$	$K_c = 5$	$K_c = 10$
$\alpha_{max} = 10^\circ$	1,34	1,34	1,34	$\alpha_{max} = 10^\circ$	1,32	1,32	1,32
$\alpha_{max} = 14^\circ$	1,63	1,63	1,63	$\alpha_{max} = 14^\circ$	1,7	1,7	1,7
$\alpha_{max} = 18^\circ$	1,94	1,64	1,73	$\alpha_{max} = 18^\circ$	2,05	1,8	1,93

La répartition globale des quadrants indique une augmentation notable d'*outward interactions* au sein de l'écoulement lors de la mise en suspension des sédiments, à hauteur de 50% pour $Q_f = 20 \text{ L/s}$ et de 20 à 50% pour $Q_{f,2} = 23,5 \text{ L/s}$. Le pic d'intensité lumineuse (quantité maximale de sédiments en suspension) ne semble pas avoir de lien avec la dynamique des quadrants aux mêmes instants. De nouvelles expériences avec une fréquence d'acquisition plus élevée permettraient ici d'affiner ces courbes, avec une information plus précise sur la mise en suspension.

IV.1.3 Comportement du panache de sédiments

Les particules sont transportées au sein de l'écoulement et se déplacent dans la colonne d'eau sous la forme d'un panache de sédiments. Son allure, pour un cas donné, est visualisable par le calcul d'une image d'avant-plan (*foreground* en anglais) : il s'agit de déterminer, pour un jeu d'images, l'intensité maximale atteinte par chaque pixel. Cela indique une trace de la bouffée de sédiments soulevée, comme présenté sur les Fig. 4-8a et 4-8b.

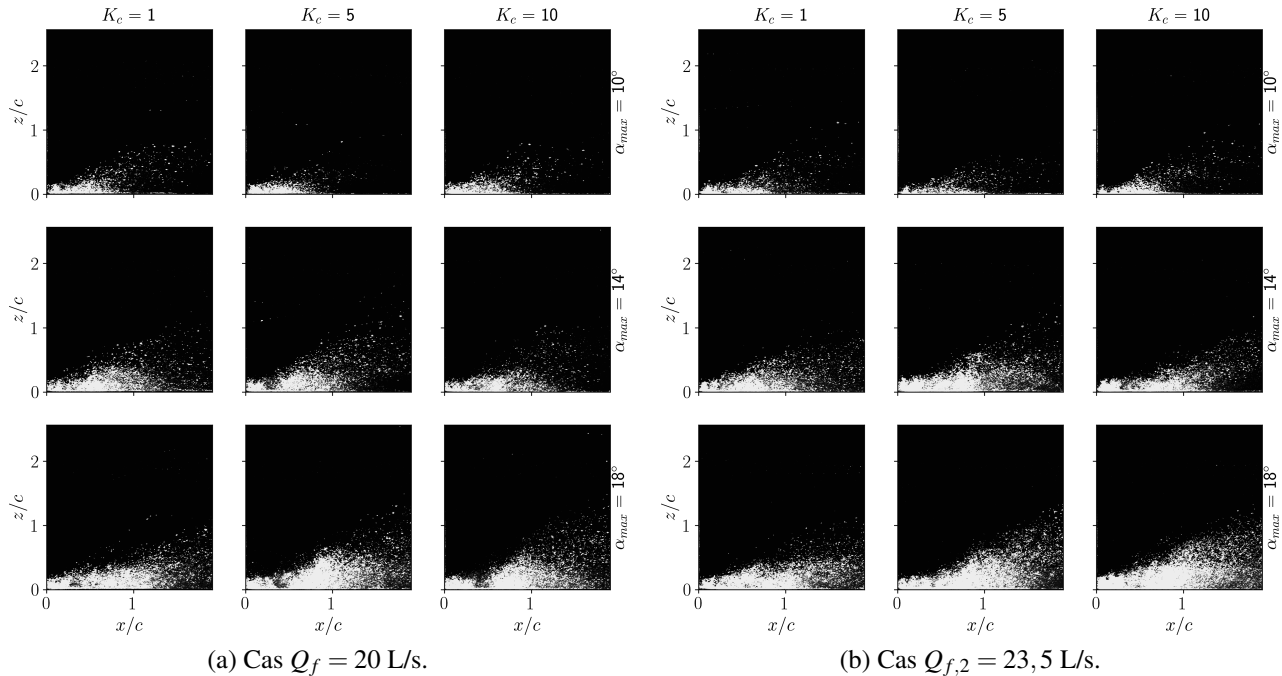


FIGURE 4-8 – Transport du panache sédimentaire.

Visuellement, le panache transporte légèrement plus de sédiments quand le débit est plus élevé, mais la hauteur maximale h_{max} atteinte dans la colonne d'eau diminue. Celle-ci est présentée pour les différents paramètres α_{max} et K_c , pour deux débits différents, sur les Fig. 4-9a et 4-9b.

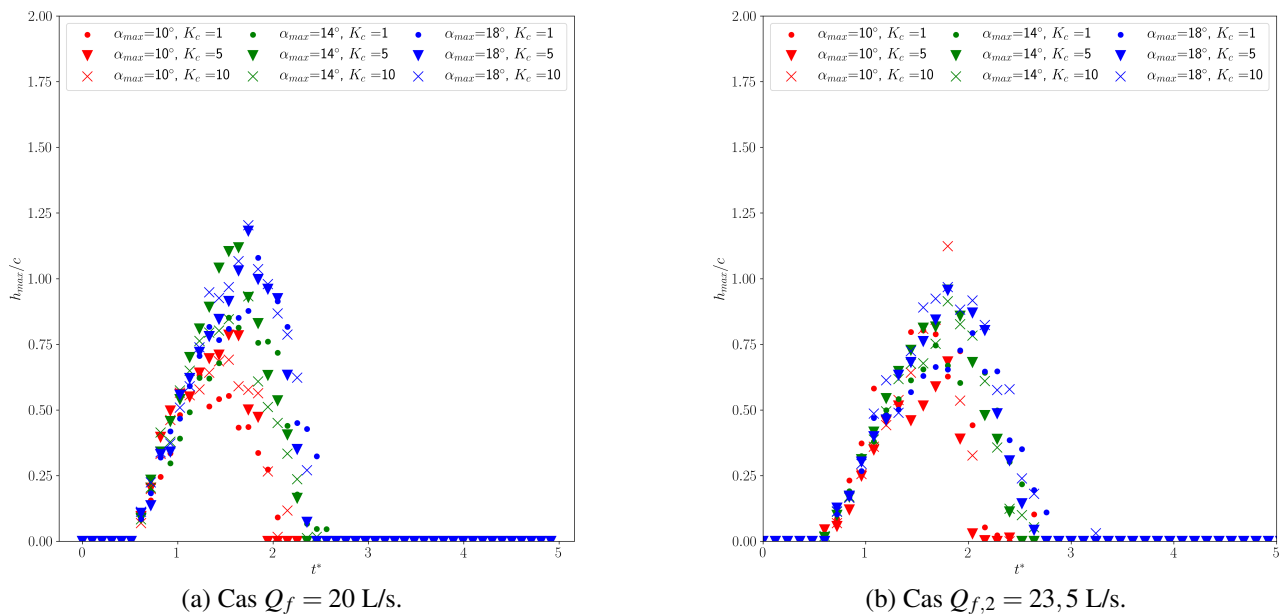


FIGURE 4-9 – Hauteur maximale h_{max}/c atteinte par le panache de particules.

En fait, une fois mis en suspension, les sédiments sont "balayés" par l'écoulement. Lorsque le débit est plus élevé, la matière n'a pas "le temps" de monter dans la colonne d'eau, elle est plus

rapidement entraînée vers l'aval. Une majorité des sédiments semble confinée dans une région $z/c < 0,5$, avec des particules isolées atteignant une altitude de $z/c = 1$ dans la colonne d'eau.

Lorsque les particules sont détectées, une séparation des images est effectuée (Fig. 4-10) : deux jeux d'images sont obtenus, un avec les particules de PIV et l'autre avec les sédiments, comme opéré par Le Louvetel-Poilly (2008).

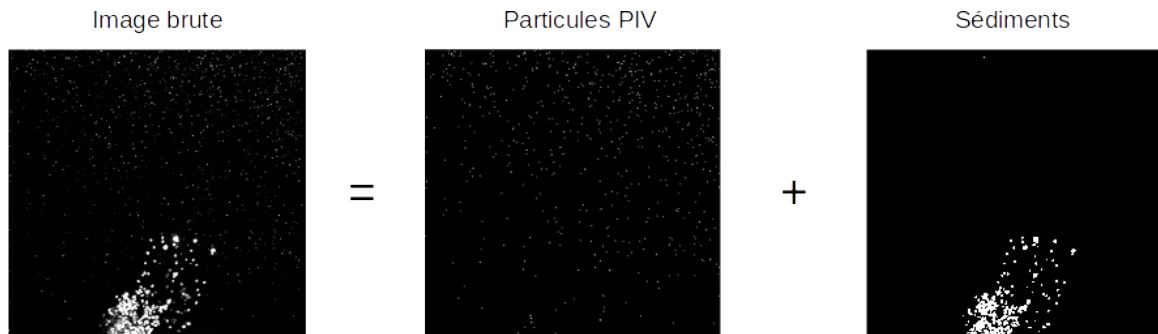


FIGURE 4-10 – Exemple de séparation d'images. Les images ont ici subi une dilatation pour plus de visibilité. Cas $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$, $t^* = 1,33$, $Q_f = 23,5$ L/s.

Les données issues des particules PIV n'ont pu être traitées par manque d'informations sur les images. En effet, lors de la préparation des expériences, l'intensité du laser est réglée sur la matière sédimentaire : les traceurs PIV ont alors peu de dynamique dans leur signal. Des traitements par corrélation ont par contre pu être appliqués sur les images de sédiments résultantes. Pour cela, la procédure standard de PIV a été employée, avec des fenêtres d'interrogation initiales de 128×128 px² et finales de 64×64 px² (le recouvrement *-overlap-* est de 50%). Le nombre de vecteurs obtenus est assez faible, car les particules de sédiment sont peu nombreuses et occupent seulement une petite partie de l'image. Ces champs de vitesse appliqués aux grains de matière sont présentés Fig. 4-11. Par ailleurs, la représentation des lignes de courant est assez explicite : un mouvement ascendant est clairement visible dans les zones où sont détectés des sédiments (Fig. 4-12). Par la suite, cette représentation est employée.

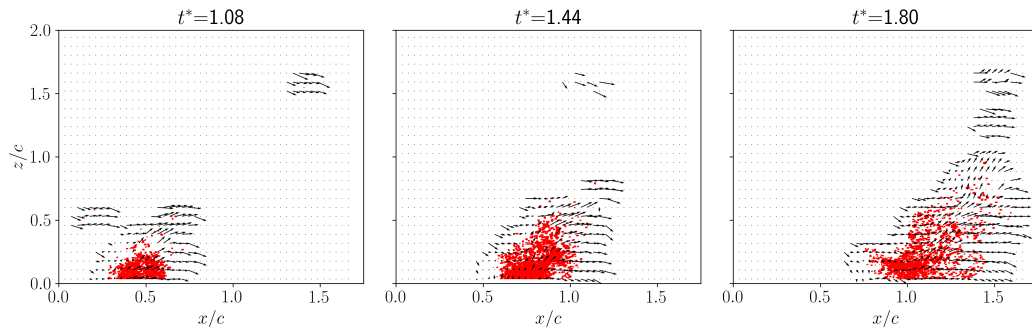


FIGURE 4-11 – Sédiments détectés (en rouge) et champs de vecteurs vitesse associés.

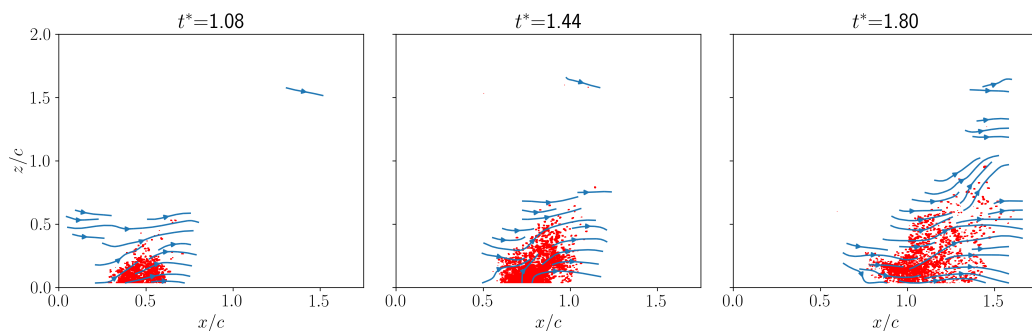


FIGURE 4-12 – Sédiments détectés (en rouge) et lignes de courant associées.

Les champs de vitesse du fluide sont superposés aux lignes de courant issues des sédiments, en mettant en avant la composante w'/U_{deb} pour trois conditions d'angle α_{max} et trois conditions de loi de vitesse K_c , et ce pour les deux débits $Q_f = 20$ L/s et $Q_{f,2} = 23,5$ L/s (Fig. 4-13 et 4-14).

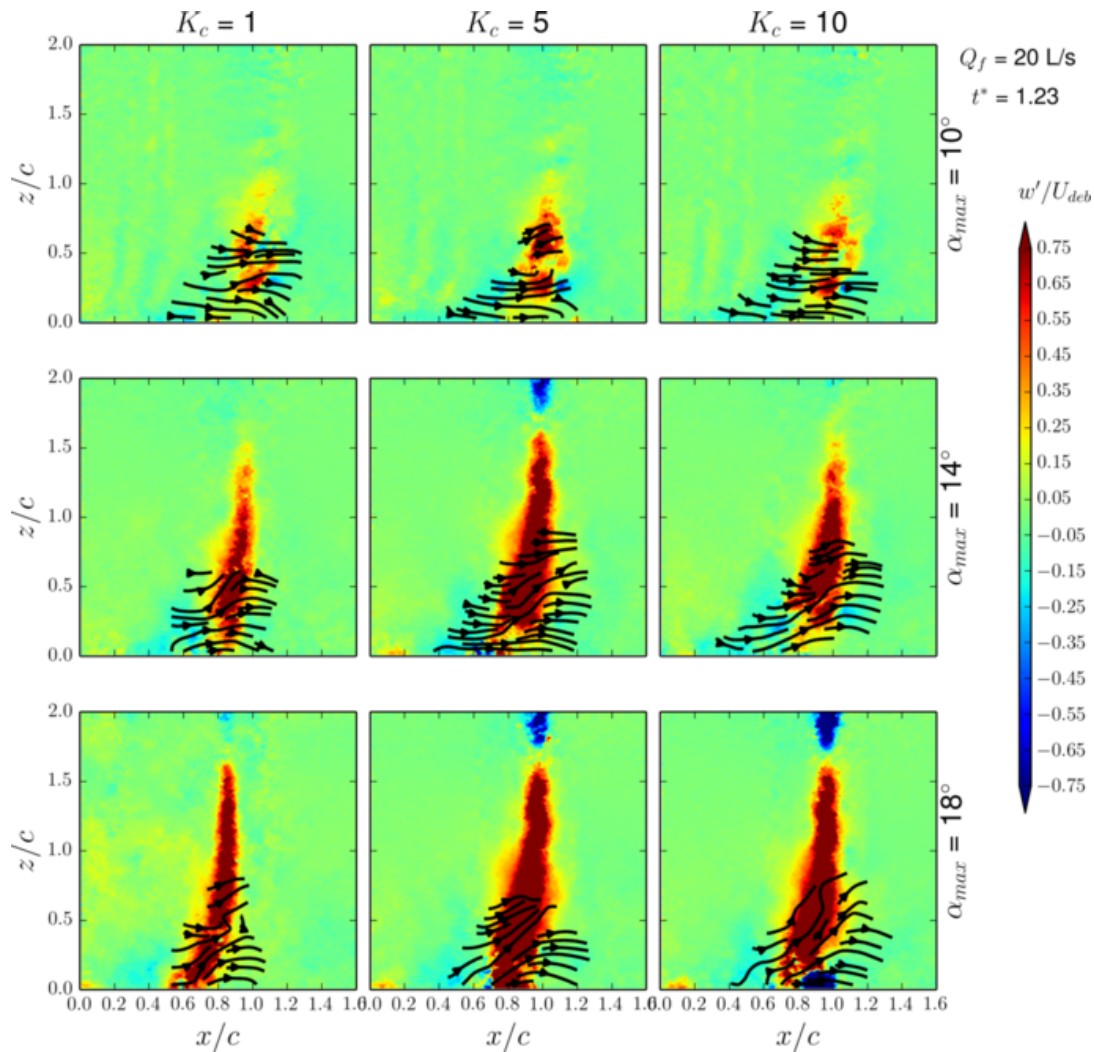


FIGURE 4-13 – Lignes de courant issues des champs de vitesse des sédiments et composante verticale de la vitesse dans l'écoulement.

Selon l'angle α_{max} du profil, les lignes de courant apparaissent modifiées : alors qu'elles sont visiblement orientées vers le fond du canal pour un angle faible (cas $\alpha_{max} = 10^\circ$, $K_c = 1$ de la Fig. 4-13 par exemple), certaines trajectoires suivent clairement l'axe du vortex (cas $\alpha_{max} = 18^\circ$, $K_c = 10$ sur la Fig. 4-14 bas). Les sédiments paraissent concentrés dans la base du tourbillon ; hormis quelques particules isolées, le cœur du vortex ne transporte pas de matière. Il a été vu dans le précédent chapitre que la coupe du vortex par le plan PIV dépend de la vitesse u_θ , imposée par le paramètre d'angle α_{max} . Cela se traduit sur les Fig. 4-13 et 4-14 par une distinction des champs lorsque α_{max} croît.

Les champs de vitesse instantanés \vec{u} du fluide sont maintenant comparés aux vecteurs vitesse des sédiments (\vec{u}_p). Cette fois, la moyenne du champ fluide n'est pas retirée pour rendre la comparaison des deux champs plus aisée. Les Fig. 4-15a, 4-16a et 4-17a présentent les comparaisons de vitesse longitudinale (u et u_p), les Fig. 4-15b, 4-16b et 4-17b étant consacrées aux composantes verticales (w et w_p). Seule la variation de l'angle α_{max} est exposée, ce qui induit une variation de circulation Γ et de vitesse u_θ pour la structure tourbillonnaire. Globalement, le champ de vitesse des sédiments présente une vitesse longitudinale u_p inférieure à U_{deb} , tandis que la vitesse verticale est comprise entre $\pm 0,5 U_{deb}$. La composante verticale w_p est plus faible que la vitesse verticale du fluide lors de la propagation du vortex (Fig. 4-15b, 4-16b et 4-17b). Il est visible que cette vitesse verticale décroît avec le temps, au fur et à mesure que les particules sédimentent (lorsque w_p devient inférieure à 0).

La vitesse longitudinale est assez variable : seule une mesure est prise en compte ici, et la répétition de plusieurs mesures pour retirer une vitesse moyenne permettrait d'avoir des informations

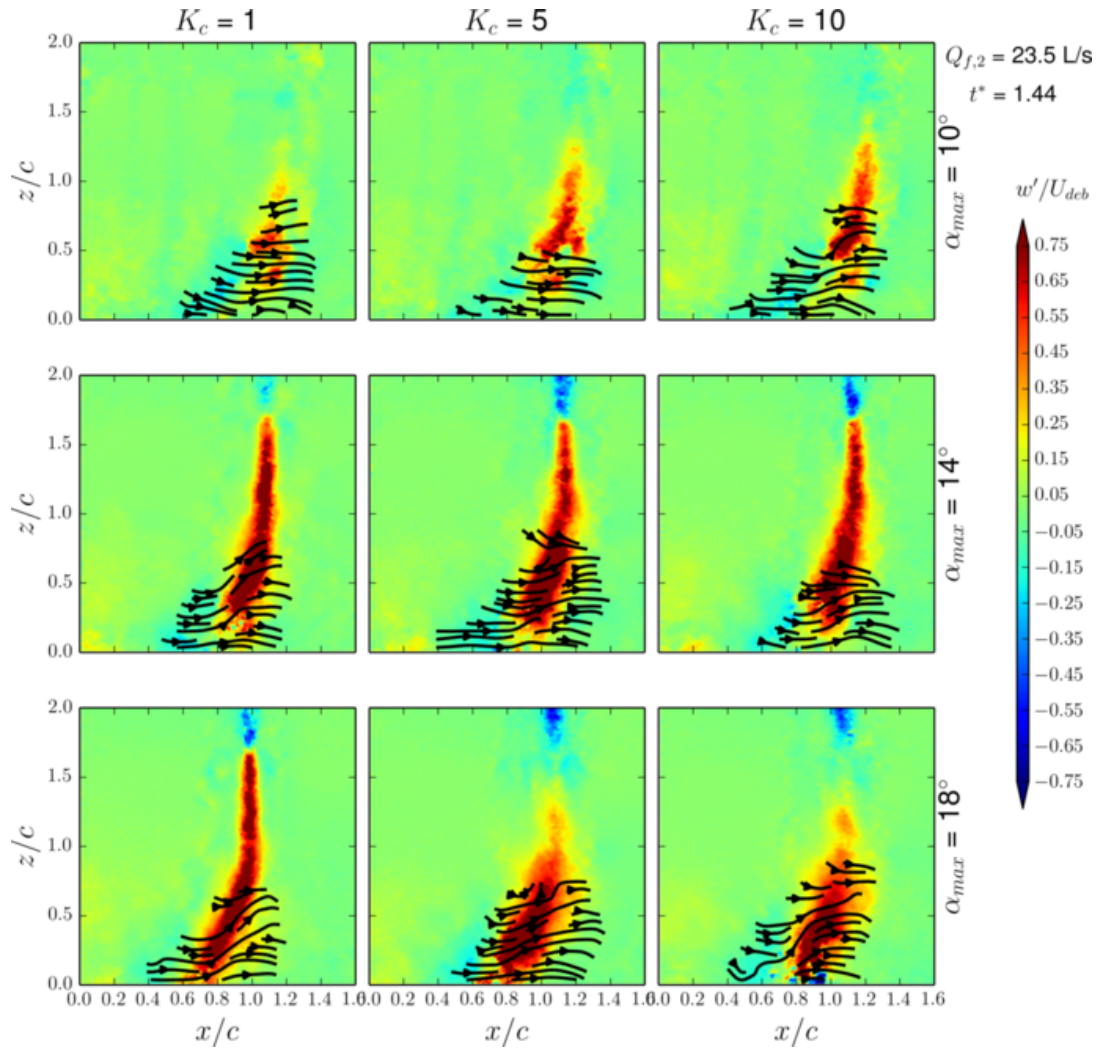


FIGURE 4-14 – Lignes de courant issues des champs de vitesse des sédiments et composante verticale de la vitesse dans l'écoulement.

plus fiables. Pour les cas $\alpha_{max} = 14^\circ$ et $\alpha_{max} = 18^\circ$, u_p semble présenter un plateau à $0,7 U_{deb}$, soit en-dessous des valeurs atteintes lors du passage du tourbillon.

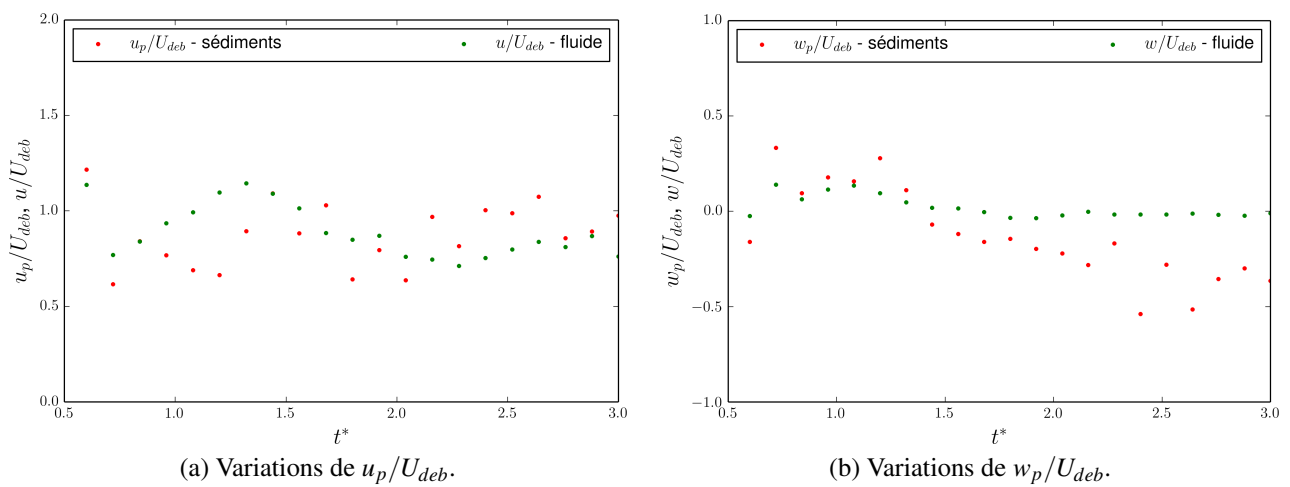


FIGURE 4-15 – Comparaison des vitesses moyennes des sédiments et du fluide. Cas $\alpha_{max} = 10^\circ$, $K_c = 1$, débit $Q_{f,2} = 23,5$ L/s.

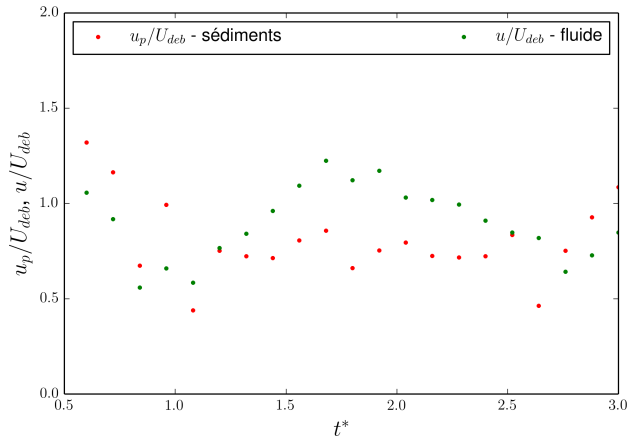
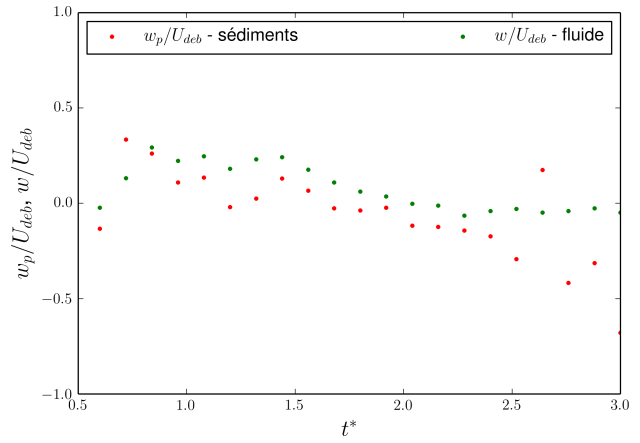

 (a) Variations de u_p/U_{deb} .

 (b) Variations de w_p/U_{deb} .

FIGURE 4-16 – Comparaison des vitesses moyennes des sédiments et du fluide.

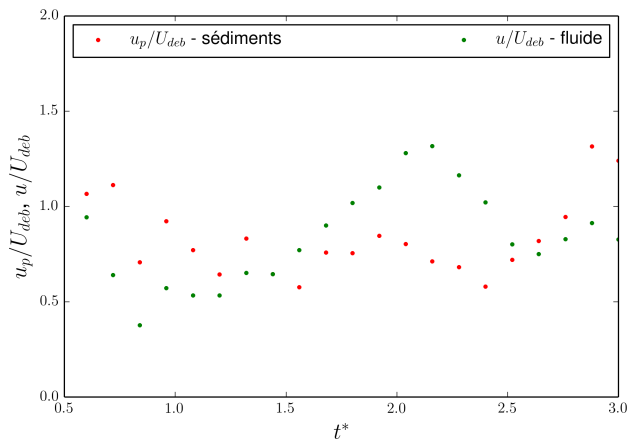
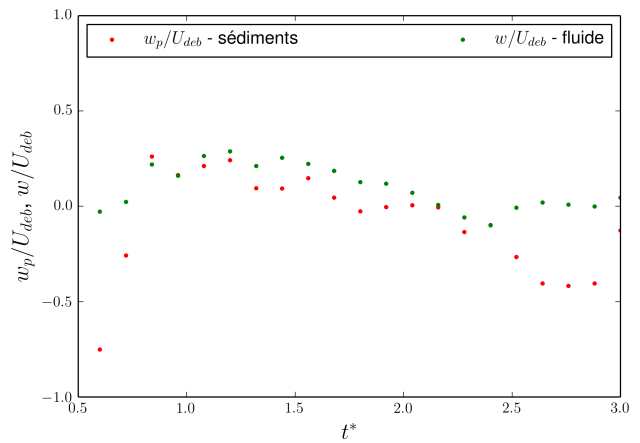
 Cas $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$, débit $Q_{f,2} = 23,5$ L/s.

 (a) Variations de u_p/U_{deb} .

 (b) Variations de w_p/U_{deb} .

FIGURE 4-17 – Comparaison des vitesses moyennes des sédiments et du fluide.

 Cas $\alpha_{max} = 18^\circ$, $K_c = 1$, débit $Q_{f,2} = 23,5$ L/s.

IV.2 Evolution morphologique du fond sédimentaire

Cette section présente l'évolution de la morphologie du lit sédimentaire sur des temps longs. Les surfaces concernées sont initialement lisses : la convection du tourbillon isolé érode le lit et transporte un panache de sédiments vers l'aval. Un affouillement particulier est alors créé, qui se développe au cours du temps sous la sollicitation de l'écoulement du canal, les sédiments étant déposés à l'aval de cet affouillement. La suite de ce chapitre expose ainsi la structuration générale du fond sédimentaire, avant de développer la dynamique des géométries des deux régions remarquables (d'érosion et d'affouillement). Une dernière partie présente une évaluation des taux d'érosion et de déposition de sédiments, à partir des données morphologiques.

IV.2.1 Comportement général du lit sédimentaire

La déformation du lit sédimentaire a été mesurée pour neuf cas, en variant les paramètres du profil, sous un écoulement constant de débit $Q_{f,2} = 23,5$ L/s. La figure 4-18 illustre par exemple la zone de mesure reconstruite et son évolution au cours du temps.

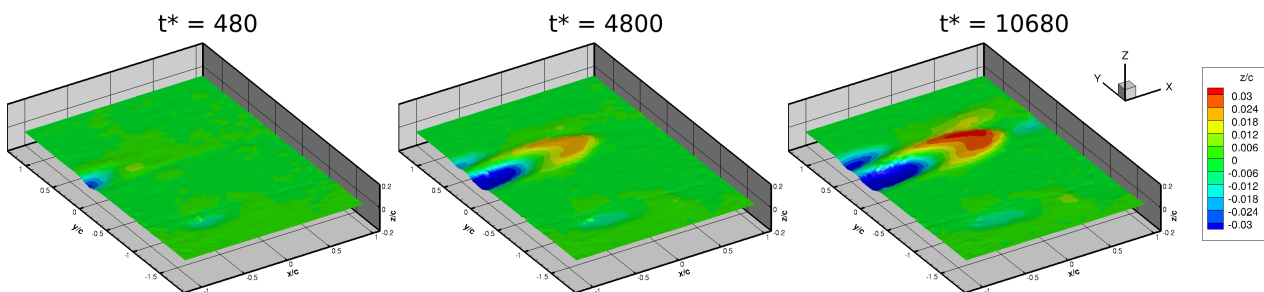


FIGURE 4-18 – Evolution spatio-temporelle de la morphologie du lit, cas $\alpha_{max} = 14^\circ$ et $K_c = 1$.

Pour chaque cas, cinq essais sont enregistrés. Ceux-ci sont répétables (Fig. 4-19), les résultats présentés par la suite sont alors moyennés sur les 5 essais. L'altitude initiale de la zone de mesure (avant passage du tourbillon) est retranchée : ne sont conservées que les variations d'altitude du lit sédimentaire.

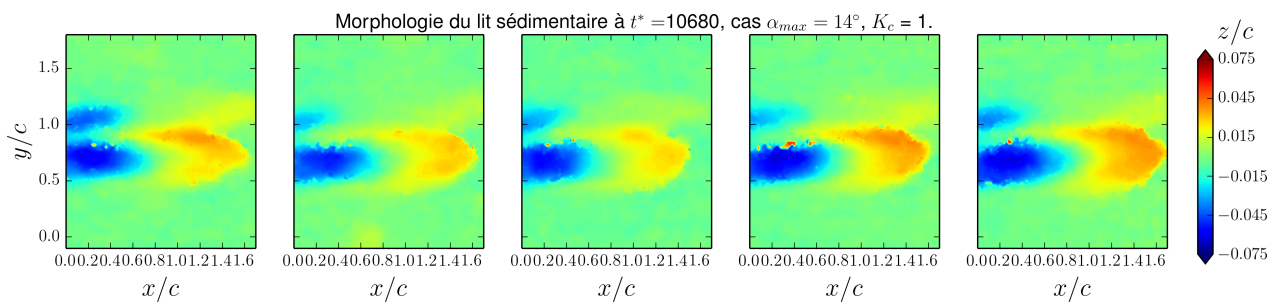


FIGURE 4-19 – Cinq essais différents. $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$, $t^* = 10680$.

Plusieurs remarques sont importantes. Le protocole suivi pour préparer le lit sédimentaire amène bien un fond à l'origine plat, sans perturbations notables. La méthode de [Chatellier et al. \(2013\)](#) employée pour reconstruire la surface au cours du temps donne des résultats satisfaisants. L'érosion du lit et le déplacement des structures sont cohérents : cette technique pourrait être appliquée par la suite pour étudier et reconstruire d'autres structures sédimentaires.

Deux zones se distinguent particulièrement sur la Fig. 4-18 : un affouillement proche de $x/c = 0$ (région d'érosion), et une zone d'accrétion, suivant le même plan y/c . Les deux croissent avec le temps et se décalent spatialement vers l'aval dans la zone de mesure.

Les paramètres imposés au profil influencent visiblement les morphologies sur des temps longs. Ainsi, la figure 4-20 présente les morphologies observables pour $\alpha_{max} \in [10^\circ, 14^\circ, 18^\circ]$ et $K_c \in [1, 5, 10]$.

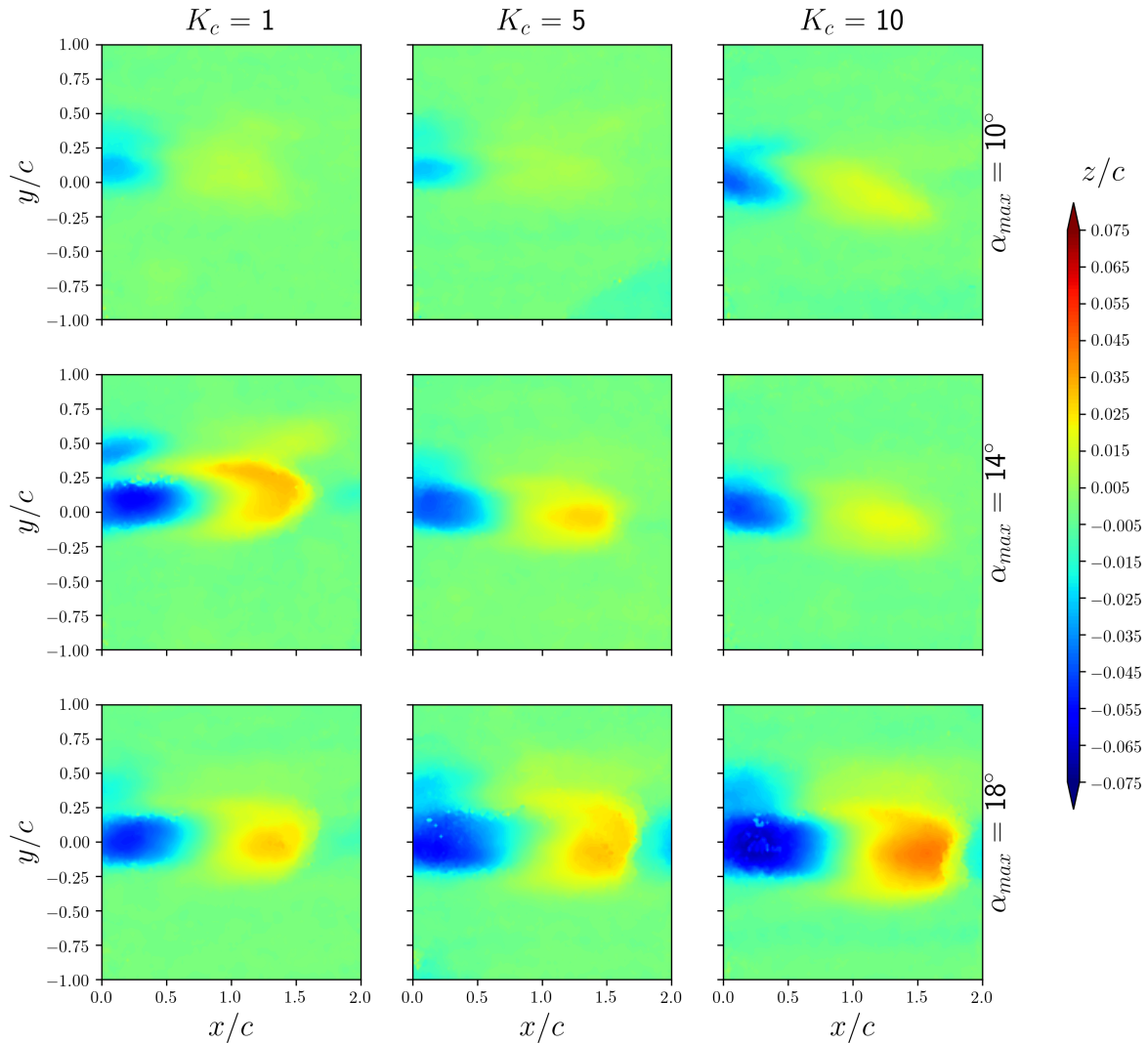
Morphologie du lit sédimentaire à $t^* = 10680$ 

FIGURE 4-20 – Influence des paramètres α_{max} et K_c sur la morphologie du lit sédimentaire.
 $t^* = 10680 - Q_{f,2} = 23,5 \text{ L/s}$.

Une variation de l'angle maximal α_{max} du profil, et donc du maximum de vitesse tangentielle u_θ au sein du vortex, traduit des zones d'affouillement et d'accrétion plus marquées. La loi de vitesse du profil K_c semble également influencer les structures observables, mais de manière moins prononcée : pour $\alpha_{max} = 14^\circ$, l'augmentation de K_c se traduit par une accrétion de moindre importance, alors que pour $\alpha_{max} = 18^\circ$, l'inverse est observé.

Les dimensions des structures ont toutes le même ordre de grandeur : l'érosion est concentrée sur $0,5c$ à $0,8c$ de long, sur $0,3c$ à $0,5c$ de large ; l'accrétion est quant à elle établie sur $0,8c$ à $1c$ de long, sur environ $0,5c$ de large. Il est visible que l'affouillement est assimilable à une géométrie ellipsoïdale, dont les dimensions varient temporellement (Fig. 4-20).

L'accrétion se formant derrière la région érodée présente également une géométrie particulière, surtout pour les cas $\alpha_{max} = 14^\circ$ et $\alpha_{max} = 18^\circ$. Bien visible sur la Fig. 4-21a, une forme de barchane est identifiable. Contrairement à celles présentées sur la Fig. 4-21b (Hamidouche, 2013), celles étudiées ici ont leur "cornes" en direction de l'amont et le pied en direction de l'aval : elles sont en fait observées ici à contre-courant de leur comportement standard. Pour cette raison, les termes de "ride" ou "d'accrétion" sont conservés par la suite, pour ne pas induire de confusions.

A partir des champs du lit sédimentaire reconstruits, l'évolution spatio-temporelle peut également être tracée, par exemple pour un plan donné $y/c = 0$ (Fig 4-22).

L'impact de α_{max} et K_c y est mis en évidence sur l'amplitude des structures d'affouillement et

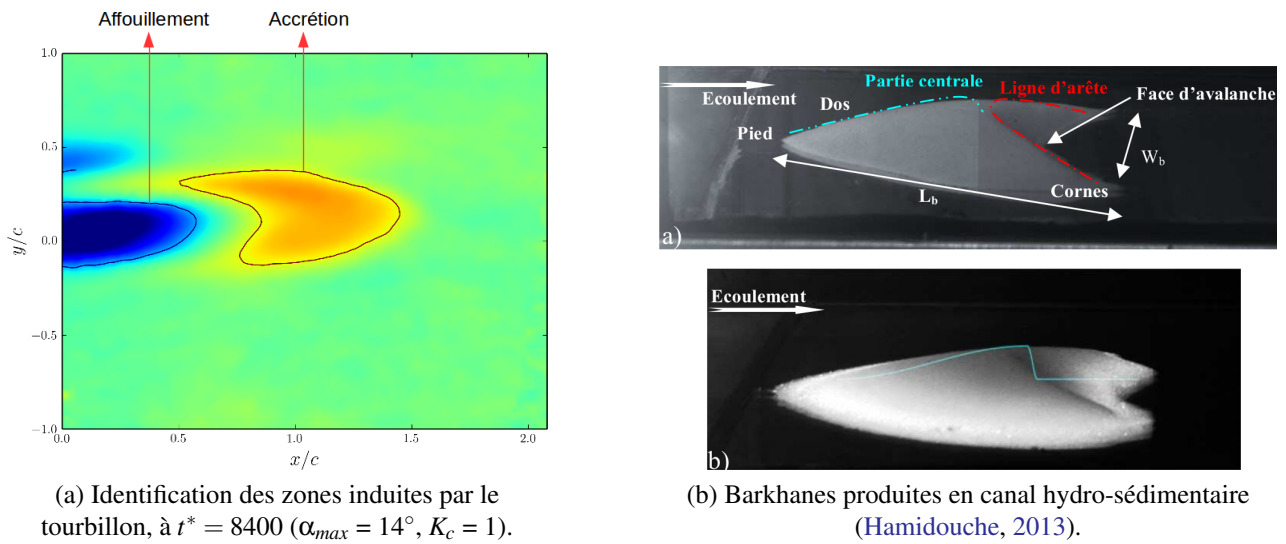


FIGURE 4-21 – Morphologie de barchane inversée observable sur le lit sédimentaire.

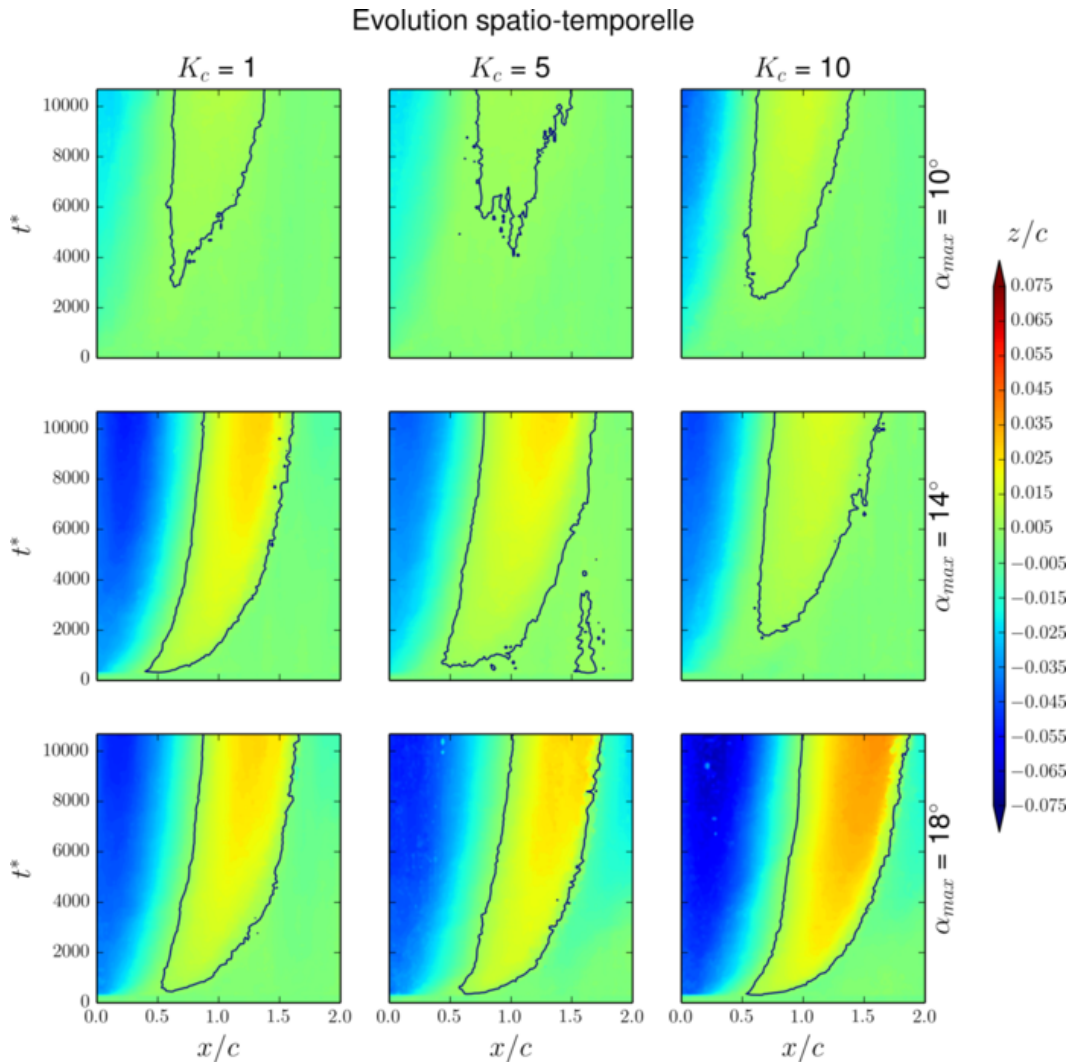
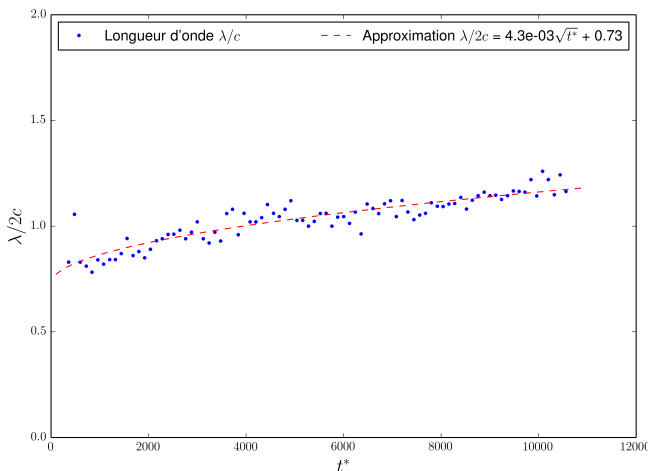


FIGURE 4-22 – Evolution spatio-temporelle d'une coupe du lit sédimentaire à $y/c = 0$. Le contour tracé correspond à $z/c = 0,005$.

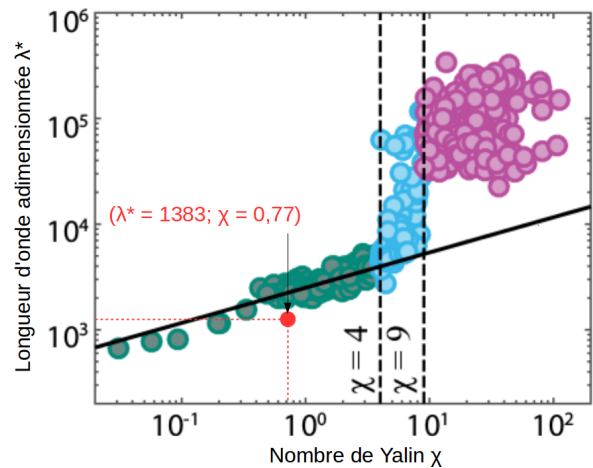
d'accrétion. Ces dernières voient un même motif de progression au sein du lit sédimentaire. Ainsi, l'affouillement et l'accrétion dépendent des caractéristiques du tourbillon : lorsque sa vitesse tangentielle u_θ croît, les amplitudes initiales de l'affouillement sont plus marquées.

Cependant, en terme de formation de ride, seuls une crête et un creux s'observent, soit une demi-longueur d'onde : aucun affouillement n'est observable derrière la structure d'accrétion sur les durées des expériences présentées (ici, 30 minutes). La plage temporelle des acquisitions est trop courte pour que la structuration du lit se propage réellement dans le canal hydro-sédimentaire. De plus, l'accrétion atteint les limites de la zone de mesure prévue, à savoir $x/c = 2$. Si de nouvelles campagnes d'expériences sont réalisées, une région d'intérêt plus large est à prévoir, avec un temps d'acquisition plus long. Comme la dynamique d'évolution est lente, la fréquence d'acquisition employée ($f_{acq} = 0,05$ Hz) peut être encore diminuée, par exemple à 0,0167 Hz (soit une image par minute).

La demi-longueur d'onde $\lambda/2$ est mesurable sur les champs à disposition. Celle-ci est calculée comme la distance crête-à-creux, et son évolution temporelle est proposée sur la Fig. 4-23a. Cette variable $\lambda/2$ ne semble pas dépendre particulièrement des paramètres du profil, et serait donc indépendante de la vitesse tangentielle et de la circulation du vortex. Elle semble cependant dépendre du temps selon une puissance $\sqrt{t^*}$. Aux premiers pas de temps, la valeur initiale $\lambda_i/2$ est de $0,73c$. Elle tend vers une valeur moyenne de $1,2c$ pour $t^* = 11000$. La valeur de $\lambda_i/2$ est loin de celle calculée par l'expression de Coleman et Eling (2000), qui indique une longueur d'onde initiale de $\lambda_i \approx 12c$, mais correspond plutôt au modèle de Coleman et Melville (1996), qui amène $\lambda_i \approx 2c$. Par rapport aux différents modèles présentés dans le chapitre bibliographique, les paramètres de diamètre sédimentaire et d'écoulement moyen situent les expériences dans la partie "rides" du diagramme de stabilité de Southard (1991), et la longueur d'onde estimée est proche de la loi proposée par Lapotre et al. (2017) pour la prédiction des dimensions de rides (Fig. 4-23b). La réalisation d'expériences supplémentaires, à un débit de fonctionnement différent, nous renseignerait sur la dépendance de cette longueur d'onde à la vitesse débitante.



(a) Demi-longueur d'onde $\lambda/2$ (valeurs moyennes considérées sur les différents cas étudiés).



(b) Correspondance avec les mesures de Lapotre et al. (2017).

FIGURE 4-23 – Etude de la longueur d'onde λ .

IV.2.2 Caractéristiques de la zone d'affouillement

Caractéristiques géométriques de la zone érodée

Comme vu précédemment, la zone d'érosion se structure selon une forme d'ellipse. Afin d'en étudier la dynamique, les contours de cette région sont identifiés par un seuillage sur l'altitude, puis un code Python donne accès aux différentes caractéristiques géométriques de l'ellipse. Celui-ci, nommé *Least Squares Ellipse Fitting* (Halir et Flusser, 1998), opère un ajustement de plusieurs paramètres et fournit les informations du demi-grand axe (a_{aff}), du demi-petit axe (b_{aff}), les coordonnées du centre de la structure et l'orientation de l'ellipse par rapport à l'écoulement (angle γ_{aff}), comme illustré sur la Fig. 4-24.

Ainsi, pour les cas étudiés, les demi-grand axe a_{aff} et demi-petit axe b_{aff} , adimensionnés par la longueur de corde c du profil, présentent les évolutions suivantes (Fig. 4-25a et Fig. 4-25b). Il n'y a

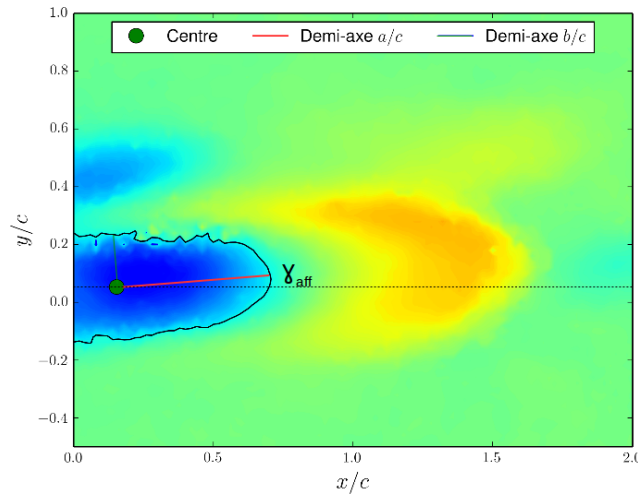


FIGURE 4-24 – Informations identifiées pour la structure d'affouillement.
Cas $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$, $t^* = 8400$.

pas de convergence visible de ces caractéristiques. L'accroissement de l'angle α_{max} a encore une fois un impact certain : en augmentant la circulation Γ et la vitesse tangentielle maximale du vortex u_θ , la zone est érodée sur une surface plus grande. L'effet de la loi de vitesse K_c est plus difficile à cerner. Sur la période concernée, le rapport d'aspect a_{aff}/b_{aff} de la structure reste constant, avec une valeur de 2.

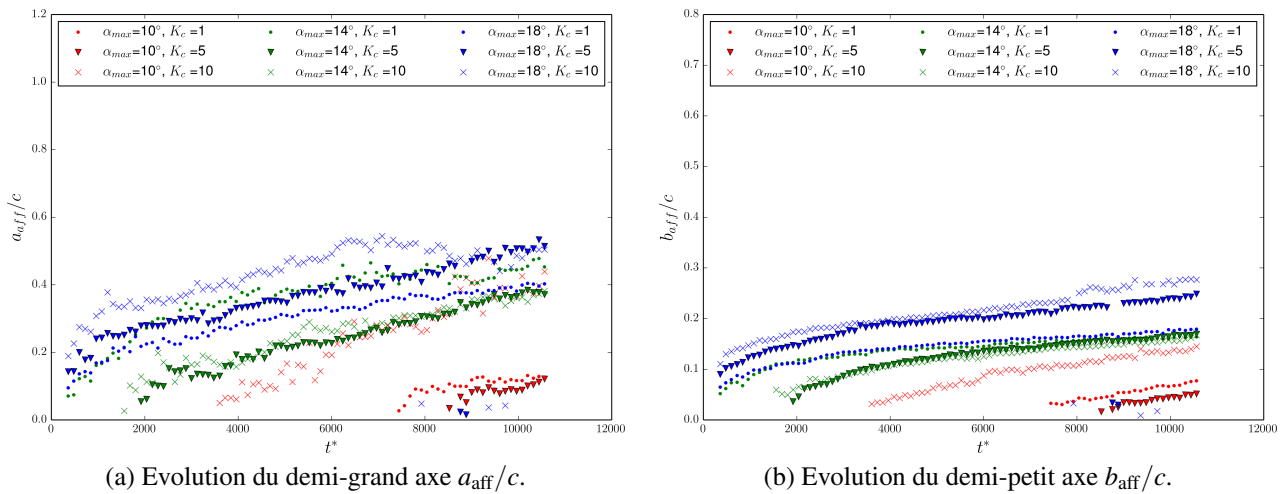


FIGURE 4-25 – Géométrie de la structure d'affouillement.

Les trajectoires du centre sont cantonnées à une gamme restreinte (Fig. 4-26a) : l'érosion opère en fait toujours au même endroit, avec un affouillement plus ou moins marqué. L'évolution temporelle de ces coordonnées du centre de la structure donne accès à une vitesse de progression U_{aff} de l'affouillement vers l'aval, indépendante des facteurs α_{max} et K_c et donc des caractéristiques du vortex. Elle est ici égale à $U_{aff} = 2.10^{-6}U_{deb}$. Des expériences complémentaires à un débit plus élevé permettraient de déterminer les liens entre la vitesse débitante de l'écoulement et la vitesse de progression de l'affouillement

L'angle γ_{aff} , formé par la structure d'affouillement avec la direction principale de l'écoulement, est compris entre -30° et 30° (Fig. 4-26b). Cet angle diminue au cours du temps : la structure est "ramenée" dans l'axe médian par l'écoulement. Il n'y a pas de dépendance nette de cet angle au paramètre α_{max} , mais le paramètre K_c semble influencer l'orientation de la structure : avec $K_c = 10$, $\gamma_{aff} \approx -10^\circ \sim -20^\circ$, alors que pour $K_c = 1$, $\gamma_{aff} \approx 10^\circ \sim 15^\circ$.

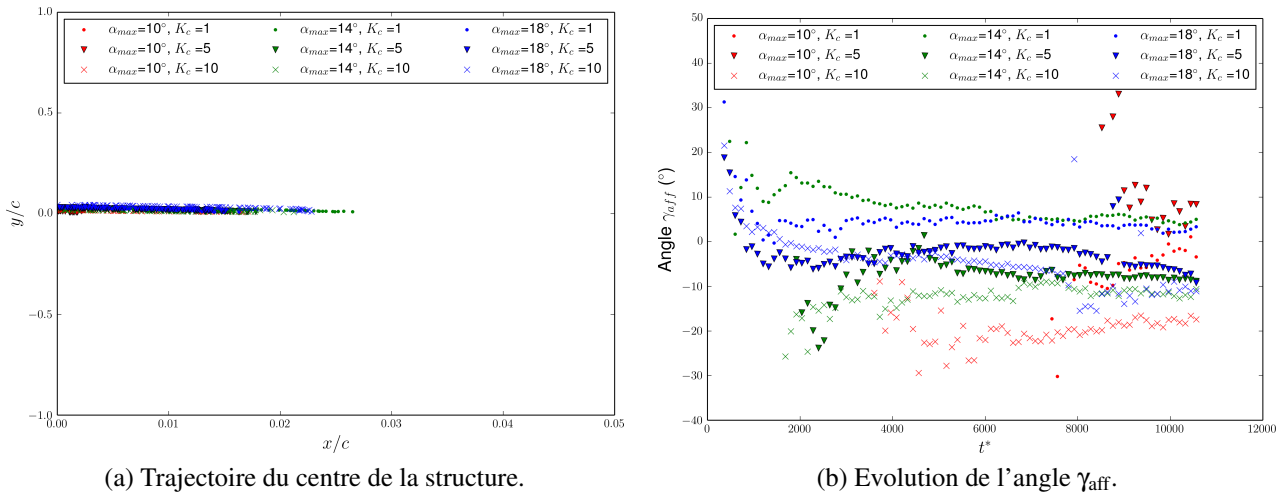


FIGURE 4-26 – Géométrie de la structure d'affouillement.

Affouillement maximal

L'écoulement provoque une érosion progressive du sédiment présent dans le canal. Un paramètre important est la profondeur atteinte dans la région érodée : cet affouillement maximal est noté S . L'évolution temporelle de ce paramètre, illustrée Fig. 4-27a, suit une loi *a priori* linéaire. Les caractéristiques du vortex ont une influence notable sur l'amplitude initiale du creux, de la même manière que sur les données géométriques a et b précédemment. L'affouillement à l'origine S_0 peut être estimé comme l'ordonnée à l'origine, en ajustant une loi linéaire sur chaque jeu de données : les valeurs obtenues sont référencées dans le Tableau IV.5. L'affouillement initial semble dépendre de l'angle α_{max} , et donc de la vitesse maximale atteinte par le vortex.

Tableau IV.5 – Affouillement à l'origine S_0/c .

S_0/c	$\alpha_{max} = 10^\circ$	$\alpha_{max} = 14^\circ$	$\alpha_{max} = 18^\circ$
$K_c = 1$	0,010	0,031	0,037
$K_c = 5$	0,014	0,023	0,043
$K_c = 10$	0,015	0,024	0,048

Les modèles de Zanke et al. (2011) et Manes et Brocchini (2015) prédisent respectivement des affouillements maximums de $S/D = 0,57$ et $S/D = 1$, pour un écoulement qui serait établi derrière un cylindre de diamètre D . Ces valeurs diffèrent d'un facteur 10 à 100 de celles identifiées dans le Tableau IV.5 : les modèles ne prenant pas en compte des géométries particulières comme le profil utilisé ici, une adaptation est obligatoire. Pour cela, des expériences de plus grande durée sont nécessaires, avec une convergence identifiable de l'affouillement.

Lors des séances de mesures, une acquisition sur un temps plus long (1h30 d'enregistrement au total) a été réalisée pour le cas de référence. La dynamique de l'affouillement (Fig. 4-27b) correspond bien à l'évolution temporelle décrite par le modèle de Melville et Chiew (1999) (où le rapport U_c/U vaut 1,2, rapport de la vitesse débitante nécessaire pour mobiliser les sédiments sur la vitesse courante, comme indiqué au deuxième chapitre). Cependant, un vrai comportement asymptotique reste difficile à identifier : cela irait dans le sens de Manes et Brocchini (2015), qui indiquent que l'affouillement en régime sous-critique n'atteint pas nécessairement un régime asymptotique.

IV.2.3 Caractéristiques de la zone d'accrétion

Intéressons-nous maintenant à la région sujette à l'accrétion des sédiments. De la même manière que pour la zone d'érosion, la structure est détectée par un seuillage sur l'altitude (pour $z/c \geq 0,01$). La géométrie est donc identifiée par son contour, comme présenté Fig. 4-28.

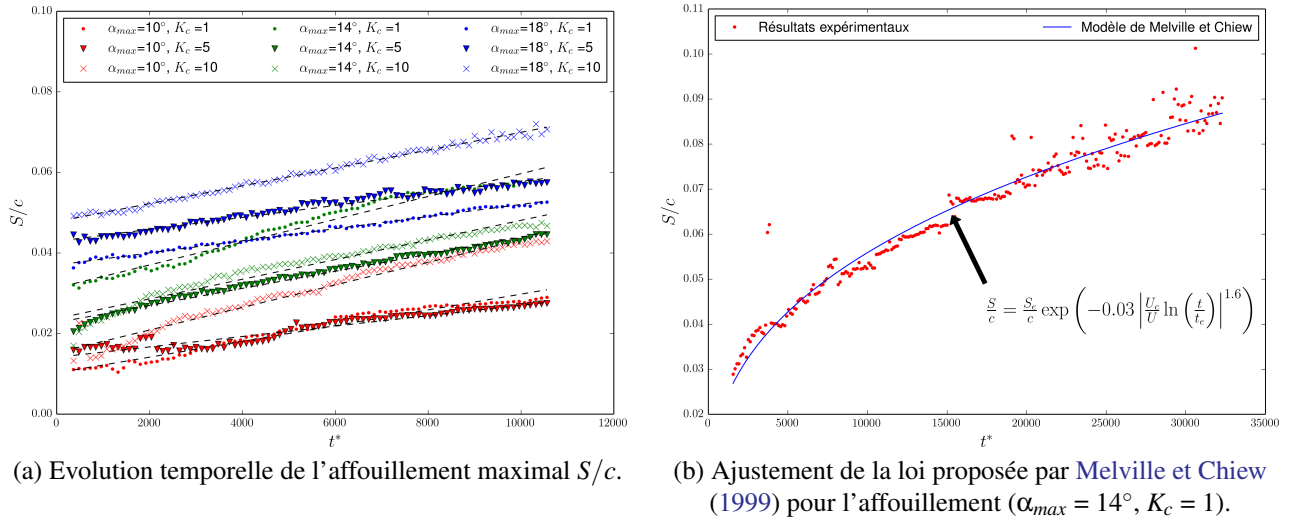


FIGURE 4-27 – Affouillement maximal S/c pour deux durées d'expériences : 30 min (à gauche) et 90 min (à droite).

Orientation et barycentre : les matrices d'inertie

Pour analyser la structure, le barycentre est calculé, en pondérant chaque point de la surface par son altitude locale. Les axes préférentiels de la ride sont évalués via l'utilisation d'un tenseur d'inertie $\bar{\bar{I}}$, telle que défini Eq. IV.2.1 (où m_i est une masse, x_i , y_i , z_i étant les coordonnées de chaque point). Pour cela, le repère est centré sur le barycentre, et la matrice d'inertie est calculée par une pondération en fonction de l'altitude. En diagonalisant le tenseur $\bar{\bar{I}}$ obtenu, les vecteurs principaux d'orientation sont tracés. Les axes d'inertie et le barycentre sont par exemple présentés pour le cas de référence ($\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$) sur la Fig. 4-28.

$$\bar{\bar{I}} = \begin{pmatrix} \sum_i m_i (y_i^2 + z_i^2) & -\sum_i m_i x_i y_i & -\sum_i m_i x_i z_i \\ -\sum_i m_i x_i y_i & \sum_i m_i (x_i^2 + z_i^2) & -\sum_i m_i y_i z_i \\ -\sum_i m_i x_i z_i & -\sum_i m_i y_i z_i & \sum_i m_i (x_i^2 + y_i^2) \end{pmatrix} \quad (\text{IV.2.1})$$

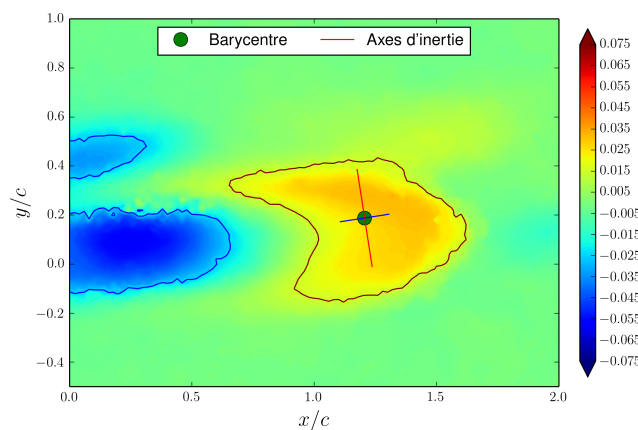


FIGURE 4-28 – Axes d'inertie pour $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$, $t^* = 8400$.

Plusieurs informations ressortent de ces calculs. Concernant le barycentre, sa progression au cours du temps indique, de la même manière que pour la zone d'affouillement, une vitesse de progression vers l'aval U_{acc} (Fig. 4-29a). Ici, elle paraît indépendante des paramètres α_{max} et K_c , et est de l'ordre de : $U_{acc} \approx 3,2 \cdot 10^{-5} U_{deb}$. Cette valeur diffère de celle de U_{aff} , d'un rapport $U_{acc}/U_{aff} \approx 13$: la ride se propage plus vite vers l'aval que la zone érodée. Les caractéristiques du tourbillon n'influencent pas la progression de ces structures.

L'angle formé entre la structure d'accrétion et l'écoulement est noté γ_{acc} . Celui-ci varie avec le temps et dépend des caractéristiques α_{max} et K_c : il n'y a cependant pas de dynamique particulière identifiable (Fig. 4-29b). Si certains jeux de paramètres (α_{max} ; K_c) sont principalement selon le sens de l'écoulement (cas $\alpha_{max} = 10^\circ$, $K_c = 10$, ou $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 10$ par exemple, centrés sur $\gamma_{acc} = 0^\circ$), d'autres fluctuent au cours du temps. Par exemple, le cas $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 5$ voit cet angle passer de $\gamma_{acc} = 10^\circ$ à $\gamma_{acc} = 40^\circ$. Cela traduit la présence, au sein de la structure, d'une concentration plus importante selon un axe. L'accrétion est "déséquilibrée", des sédiments s'amoncellent selon un axe préférentiel (γ_{acc} augmente), avant de s'homogénéiser et d'avoir de nouveau un axe préférentiel qui suit l'écoulement (γ_{acc} décroît jusqu'à atteindre un angle nul).

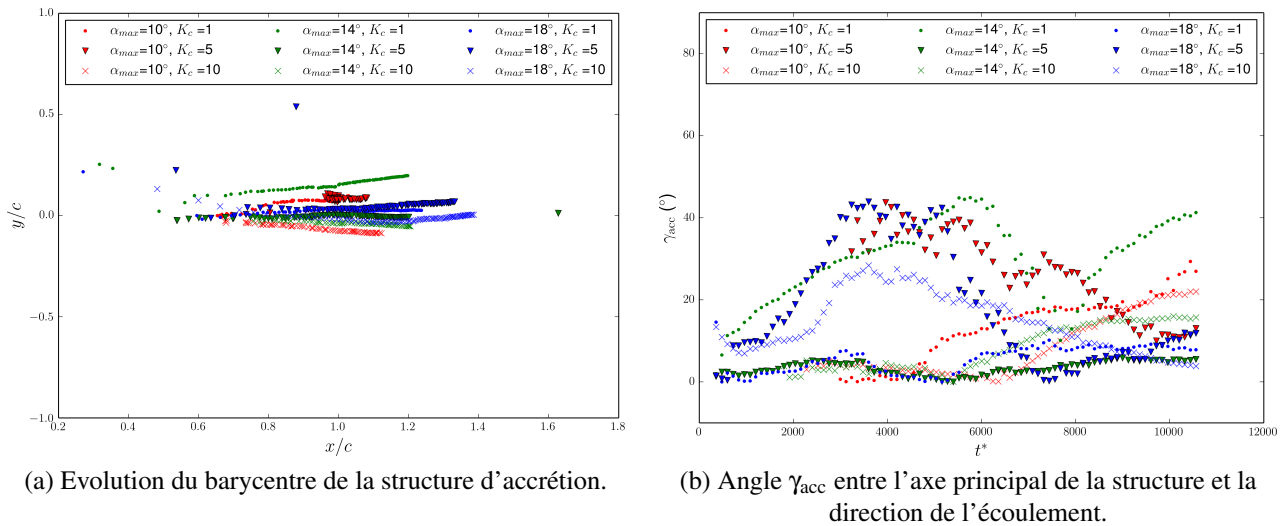
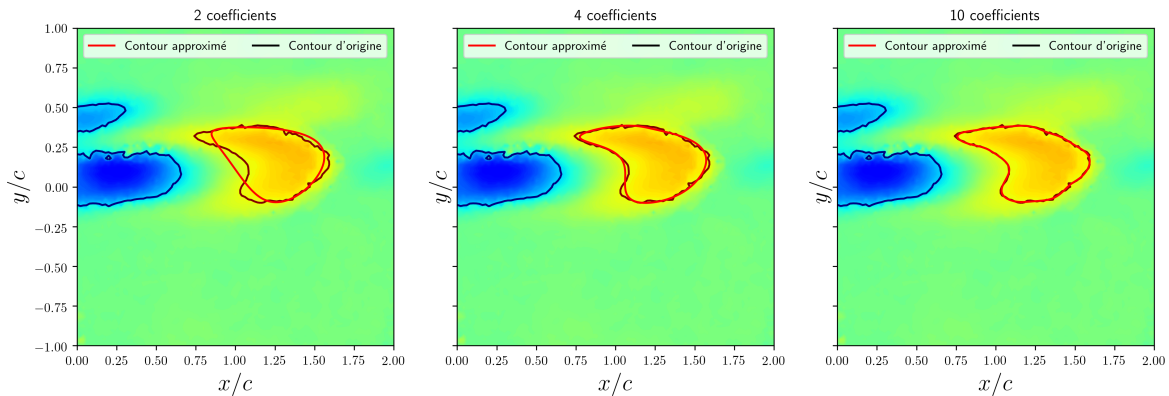


FIGURE 4-29 – Evolution de la structure d'affouillement.

Description du contour de la structure par coefficients de Fourier

Lorsque le contour C de la structure est fermé, la géométrie peut être approchée avec des descripteurs de Fourier (Kuhl et Giardina, 1982). Pour cela, chaque point du contour, de coordonnées $(x; y)$, est écrit sous la forme de séries de Fourier (Eq. IV.2.2 et IV.2.3), où A_0 et C_0 sont les coordonnées du centre, a_n, b_n, c_n, d_n sont les coefficients de Fourier, t est un paramètre indiquant la position en cours et T une période spatiale.

Le paramètre clé est ici N , nombre total de coefficients considéré : comme l'illustre la Fig. 4-30, plus N est d'ordre élevé, mieux le contour est décrit. A l'inverse, un N petit (1 ou 2 par exemple) indique la forme "principale" du contour, son "essence".


 FIGURE 4-30 – Influence du nombre N de coefficients de Fourier sur la reconstruction de la structure.

$$x(t) = A_0 + \sum_{n=1}^N \left(a_n \cos \frac{2\pi n t}{T} + b_n \sin \frac{2\pi n t}{T} \right) \quad (\text{IV.2.2})$$

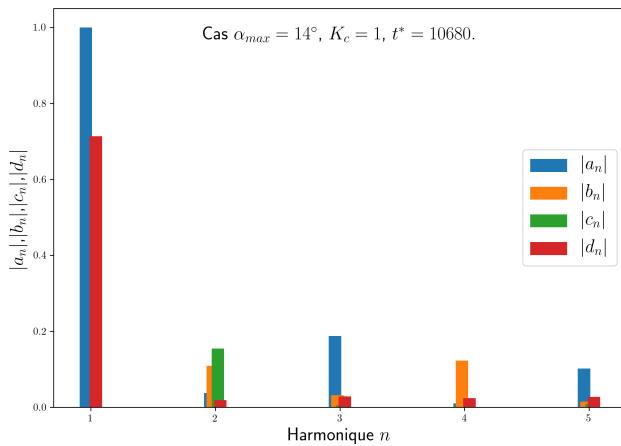
$$y(t) = C_0 + \sum_{n=1}^N \left(c_n \cos \frac{2\pi n t}{T} + d_n \sin \frac{2\pi n t}{T} \right) \quad (\text{IV.2.3})$$

Les coefficients de Fourier sont calculés par les Eq. IV.2.4 et IV.2.5. Dans ces équations, le contour parcouru C est composé d'une suite de points. Comme C est fermé, il est décrit par une période $2\pi n$, n étant le mode harmonique courant (pour $n = 1$ on parlera de mode fondamental). Pour un point P de coordonnées $(x_p; y_p)$, le point précédent dans le parcours est noté P-1, de coordonnées $(x_{p-1}; y_{p-1})$. Les variables Δx_p et Δy_p dépendent ainsi de la distance entre un point P et son prédécesseur. Le paramètre de parcours t_p est employé, il situe l'emplacement du point P sur C . Une définition plus complète de l'algorithme est disponible dans l'article de Kuhl et Giardina (1982).

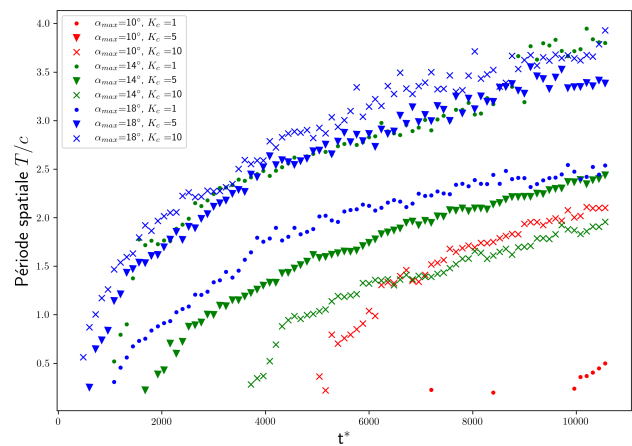
$$a_n = \frac{T}{2\pi^2 n^2} \sum_{p=1}^K \frac{\Delta x_p}{\Delta t_p} \left(\cos \frac{2\pi n t_p}{T} - \cos \frac{2\pi n t_{p-1}}{T} \right), \quad b_n = \frac{T}{2\pi^2 n^2} \sum_{p=1}^K \frac{\Delta x_p}{\Delta t_p} \left(\sin \frac{2\pi n t_p}{T} - \sin \frac{2\pi n t_{p-1}}{T} \right) \quad (\text{IV.2.4})$$

$$c_n = \frac{T}{2\pi^2 n^2} \sum_{p=1}^K \frac{\Delta y_p}{\Delta t_p} \left(\cos \frac{2\pi n t_p}{T} - \cos \frac{2\pi n t_{p-1}}{T} \right), \quad d_n = \frac{T}{2\pi^2 n^2} \sum_{p=1}^K \frac{\Delta y_p}{\Delta t_p} \left(\sin \frac{2\pi n t_p}{T} - \sin \frac{2\pi n t_{p-1}}{T} \right) \quad (\text{IV.2.5})$$

Le code `Spatial_EFD` proposé par Grieve (2017) est employé pour étudier l'évolution des coefficients. La période spatiale T est calculée comme période fondamentale de la structure étudiée (soit la longueur de C). La Fig. 4-31a présente la répartition des coefficients a_n, b_n, c_n, d_n en fonction de l'harmonique n pour la modélisation du contour de la Fig. 4-30. Pour cette structure particulière, le contour est majoritairement décrit par l'harmonique fondamentale ($n = 1$). La présence d'harmoniques supplémentaires est signe de petites perturbations additionnelles, de plus haute fréquence, permettant d'affiner le modèle.



(a) Exemple des valeurs des coefficients de Fourier pour le cas de référence à $t^* = 10680$ ($N = 5$).

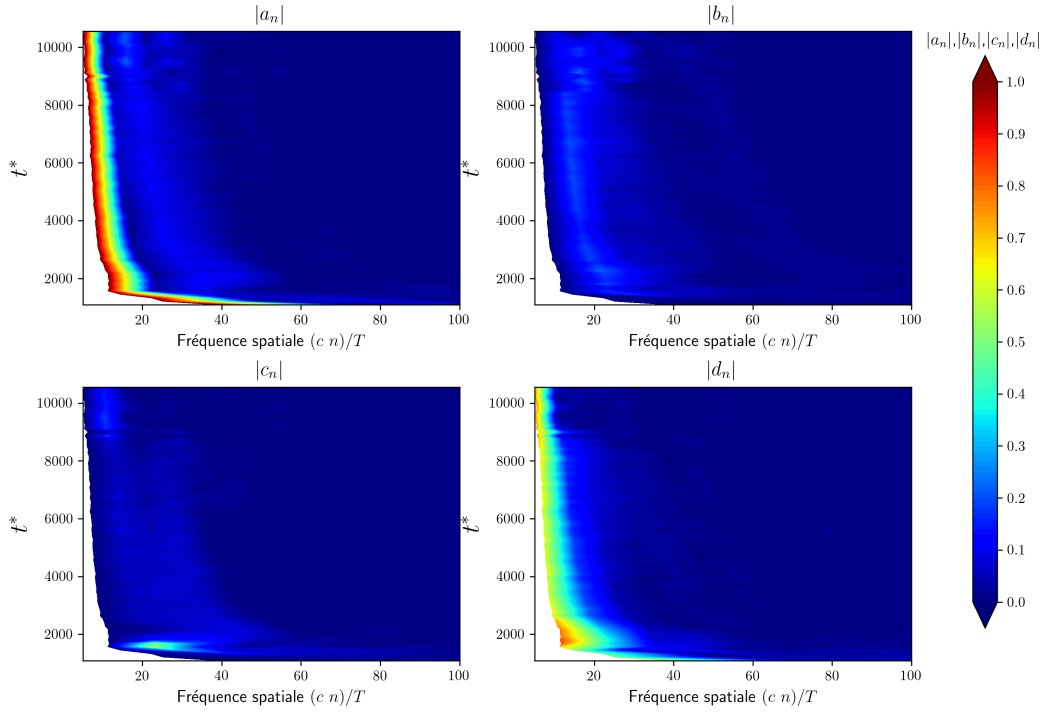


(b) Evolution temporelle de la période spatiale T prépondérante.

FIGURE 4-31 – Etude d'un contour C avec des descripteurs de Fourier.

La Fig. 4-32 expose l'évolution temporelle des quatre coefficients de Fourier, avec $N = 20$ descripteurs. C'est en fait une généralisation de la Fig. 4-32, l'affichage présentant cette fois la fréquence spatiale ($c.n/T$). Les informations du contour C sont principalement contenues par deux coefficients (a_n et d_n). Celui étant lié à la coordonnée $x(t)$ est plus prononcé que celui lié à $y(t)$: la forme fondamentale s'approche d'une ellipse. Il est visible que la fréquence spatiale fondamentale diminue avec le temps : cela traduit l'accroissement de la longueur du contour, tel que représenté dans la Fig. 4-31b. L'information est concentrée près du mode fondamental, mais quelques modes supplémentaires sont observables pour les coefficient a_n et b_n (correspondants à $n = 2$ et $n = 3$).

L'évolution temporelle de cette période principale identifiée est exposée sur la Fig. 4-31b. Cette variable T correspond en réalité à la distance nécessaire pour effectuer le parcours décrit par la structure fondamentale. La période maximale atteinte est de l'ordre de $1,9T/c$ (cas $\alpha_{max} = 14^\circ$ et $\alpha_{max} = 18^\circ, K_c = 10$) à $4T/c$ (cas $\alpha_{max} = 14^\circ, K_c = 1$). Les structures n'ont pas toutes la même dynamique.


 FIGURE 4-32 – Dynamique temporelle des coefficients a_n , b_n , c_n , d_n ($N = 20$). $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$.

Altitude maximale de la structure

La Fig. 4-33a expose l'altitude maximale z_{max} atteinte dans la région d'accrétion. Celle-ci est inférieure à l'affouillement maximal d'un facteur 2, et sa dynamique est différente : la dépendance au temps n^* est pas linéaire, mais plutôt suivant une loi $\sqrt{t^*}$. De la même manière, la surface S_{ride} occupée par la zone d'accrétion est calculée (à partir de ses contours), et sa dépendance temporelle apparaît également comme une fonction $\sqrt{t^*}$ (Fig. 4-33b).

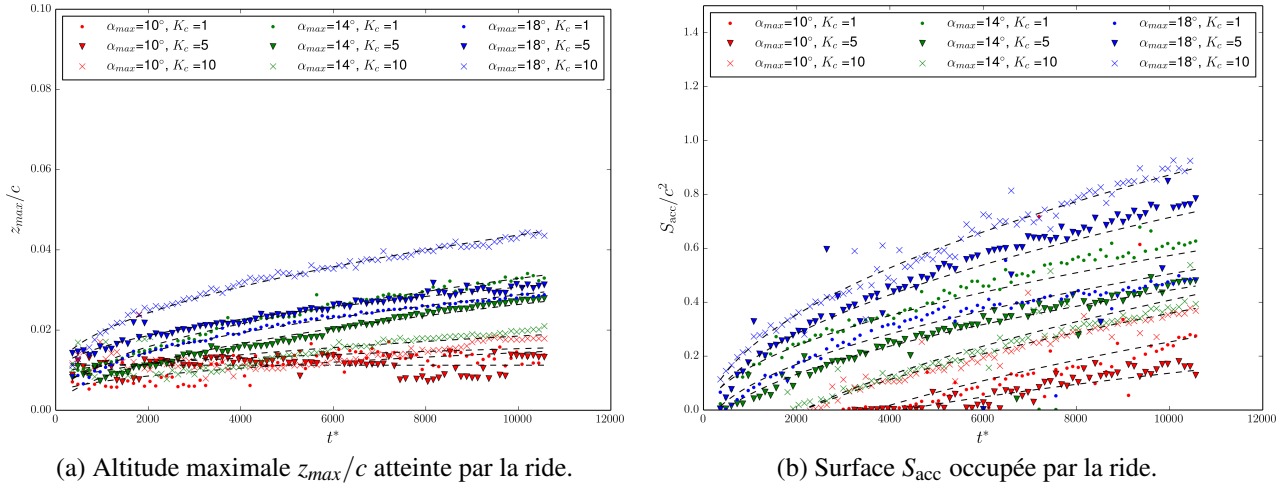


FIGURE 4-33 – Evolution de la structure d'accrétion.

Pour ces deux données (z_{max} et S_{ride}), une augmentation est toujours remarquable lorsque l'angle d'incidence α_{max} croît. La vitesse au sein du vortex augmente, la quantité de matière mise en suspension est alors plus élevée : la zone érodée est d'autant plus creusée, et l'écoulement modifié. La matière déplacée s'amoncelle alors dans la zone d'accrétion. La dynamique ne dépend alors que des caractéristiques initiales de la matière érodée, l'écoulement restant le même. L'influence de cette région d'érosion (affouillement maximal, dimensions ...) est donc prépondérante sur les caractéristiques de la région d'accrétion.

IV.2.4 Estimation d'un taux de transport à partir des données morphologiques

A tout point de la zone de mesure, une altitude relative z/c est attribuée : des volumes globaux d'érosion V_{aff} (lorsque $z/c < 0$) et de déposition V_{acc} ($z/c > 0$) peuvent être estimés. En première approche, les volumes sont calculés par les équations IV.2.6 et IV.2.7, pour chaque maille i, j de la zone reconstruite (de dimensions m, n). Les variables Δx et Δy correspondent aux tailles de mailles.

$$V_{\text{acc}} = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n z_{ij} \Delta x \Delta y \quad \text{pour } z_{ij} > 0 \quad (\text{IV.2.6})$$

$$V_{\text{aff}} = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n |z_{ij}| \Delta x \Delta y \quad \text{pour } z_{ij} < 0 \quad (\text{IV.2.7})$$

Pour le cas de référence, la Fig. 4-34 illustre la dynamique de ces volumes transportés. La région reconstruite étant restreinte, une partie du sédiment déplacé sort de la zone de mesure, d'où $V_{\text{aff}} > V_{\text{acc}}$.

Une comparaison des volumes érodés selon les différents cas est proposée sur la Fig. 4-35. La variation temporelle de ces données, rapportée à la surface de la zone de mesure, indique alors un taux d'érosion E en $\text{m}^3/\text{m}^2/\text{s}$. Celui-ci est calculé pour les divers cas (Fig. 4-36a) et adimensionné par les variables s, g et d , comme exposé lors du premier chapitre. Il est mis en évidence qu'une convergence est rapidement atteinte (pour $t^* > 1000$) : les taux d'érosion estimés sont renseignés dans le Tableau IV.6.

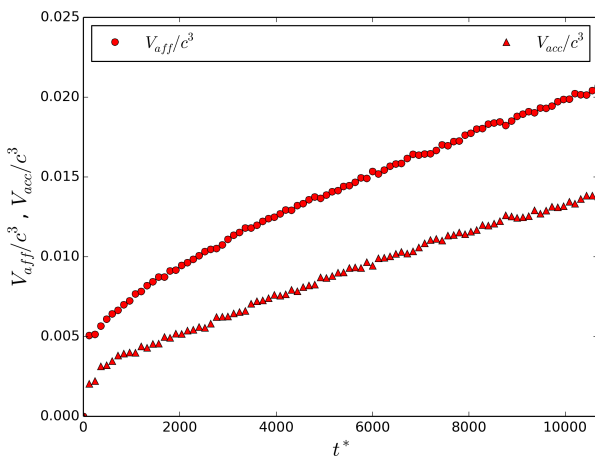


FIGURE 4-34 – Volumes érodés (V_{aff}) et déposés (V_{acc}), cas $\alpha_{\text{max}} = 14^\circ, K_C = 1$.

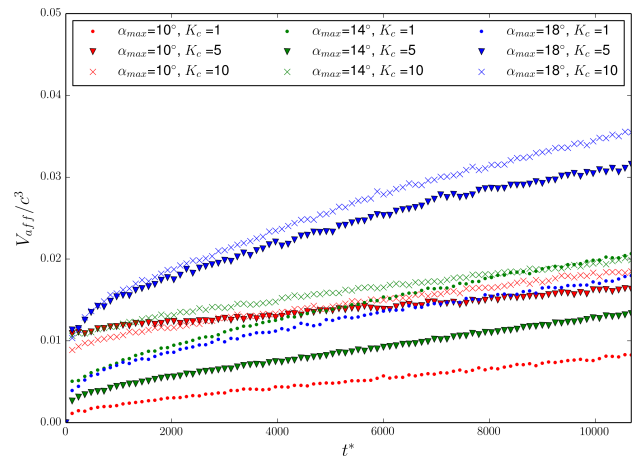


FIGURE 4-35 – Dynamique des volumes érodés selon les paramètres imposés au profil.

Tableau IV.6 – Taux d'érosion mesurés pour les différents cas.

E_*	$K_C = 1$	$K_C = 5$	$K_C = 10$
$\alpha_{\text{max}} = 10^\circ$	$2,8 \cdot 10^{-7}$	$6,9 \cdot 10^{-7}$	$7,4 \cdot 10^{-7}$
$\alpha_{\text{max}} = 14^\circ$	$7,4 \cdot 10^{-7}$	$4,7 \cdot 10^{-7}$	$8 \cdot 10^{-7}$
$\alpha_{\text{max}} = 18^\circ$	$6,4 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$

Le contrainte locale, à l'endroit de l'affouillement, n'est pas connue. Comme il y a transport de sédiments, celle-ci dépasse théoriquement le seuil de Shields. Cependant, la contrainte au fond issue de nos mesures, c'est-à-dire hors modification du lit sédimentaire, est inférieure au seuil, et les lois standards ne sont pas applicables. Le modèle de Emadzadeh (2014), présenté lors du premier chapitre, ne prévoit pas d'effet de seuil pour les phénomènes de transport.

Les taux d'érosion du Tableau IV.6 sont comparés à la loi de Emadzadeh (2014) dans la Fig. 4-36b : les mesures effectuées lors de cette thèse concordent bien. En considérant le volume déposé V_{acc} , un taux de déposition D (en $\text{m}^3/\text{m}^2/\text{s}$) est calculé.

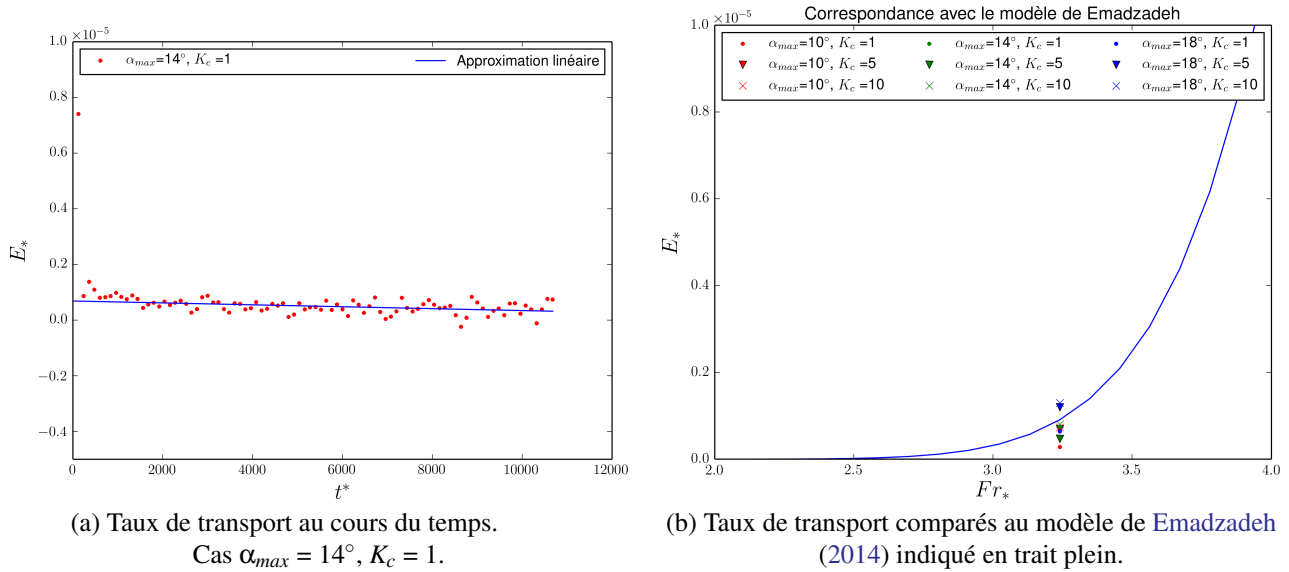


FIGURE 4-36 – Calcul du débit solide et correspondance avec un modèle existant.

Mis sous une forme adimensionnée D_* , de la même manière que pour le taux d'érosion, le Tableau IV.7 est obtenu. Pour chaque cas, D_* est bien inférieur à E_* . Les ordres de grandeur restent comparables : le rapport E_*/D_* sont de 1,1 (cas $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 5$) à 3,4 (cas $\alpha_{max} = 10^\circ$, $K_c = 5$).

Tableau IV.7 – Taux de déposition mesurés pour les différents cas.

D_*	$K_c = 1$	$K_c = 5$	$K_c = 10$
$\alpha_{max} = 10^\circ$	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$	$2,6 \cdot 10^{-7}$
$\alpha_{max} = 14^\circ$	$4,7 \cdot 10^{-7}$	$4,4 \cdot 10^{-7}$	$2,4 \cdot 10^{-7}$
$\alpha_{max} = 18^\circ$	$3,2 \cdot 10^{-7}$	$4,5 \cdot 10^{-7}$	$6,5 \cdot 10^{-7}$

Ainsi, la reconstruction d'interface, en donnant accès à la morphologie du lit sédimentaire, permet également d'estimer un débit solide. Ici, la zone de mesure est restreinte, la correspondance entre V_{acc} et V_{aff} n'est donc pas parfaite (une certaine quantité de sédiments est déplacée à l'aval de la région d'intérêt).

La contrepartie est d'avoir accès à une information localisée et précise de l'érosion et du dépôt des sédiments. Les taux d'érosion estimés correspondent bien au modèle proposé par Emadzadeh (2014). D'autres mesures, à des débits différents par exemple, permettraient de valider cette correspondance de manière plus exhaustive. Les valeurs atteintes pour E_* et D_* ne paraissent pas dépendantes des paramètres initiaux du tourbillon (imposés par les paramètres du profil α_{max} et K_c).

IV.3 Conclusions et perspectives

Lors de ce chapitre, deux facettes du transport sédimentaire ont été étudiées. Concernant le transport instationnaire, la présence de quadrants Q2 (*ejections*) est associée aux particules mises en suspension dès les premiers temps d'existence du tourbillon vertical. Ce sont ensuite les quadrants Q4 (*sweeps*) qui assurent le transport. Les variations d'intensité lumineuse sont une "signature" de la présence de matière en suspension : l'étude paramétrique réalisée souligne que la quantité de sédiments mobilisés est dépendante des caractéristiques du tourbillon, notamment via la vitesse tangentielle u_θ et la circulation Γ (influence du paramètre du profil α_{max}). Le couplage des données sédimentaires et fluide montre que les champs correspondent bien : les particules suivent la base du tourbillon avec des vitesses légèrement atténuées, mais ne sont pas convectées jusqu'au cœur de la structure.

La mobilisation du sédiment est brève, de l'ordre de la seconde, mais la structuration du lit sédimentaire opère par la suite sur des temps bien plus long (30 min à plusieurs heures). Le lit étant déstabilisé par l'érosion, l'écoulement se modifie localement et provoque l'apparition d'une zone d'accrétion. Les dimensions de chacune de ces zones sont directement dépendantes des paramètres imposés au profil : une fois encore, l'angle maximal α_{max} semble piloter majoritairement le processus.

La zone affouillée correspond à une géométrie ellipsoïdale, tandis que la zone d'accrétion se présente sous la forme d'une ride, prenant certaines fois des allures de barkhanes inversées (cornes orientées vers l'amont). Les contours restent simples, et une analyse par descripteurs de Fourier montre qu'une fréquence spatiale est prépondérante et suffit à décrire les structures créées. A partir des informations obtenues sur la morphologie sédimentaire, les volumes érodés et déposés sont calculés : les résultats indiquent qu'une partie des sédiments sont transportés à l'aval de la zone de mesure (le volume n'est pas conservé sur la région considérée). Des taux d'érosion et de déposition sont estimés : les valeurs obtenues pour le taux d'érosion correspondent bien à un modèle de transport "sans effet de seuil", et ne semblent pas dépendre des caractéristiques initiales du tourbillon.

Les expériences exposées dans ce chapitre sont focalisées sur l'initialisation du phénomène : la structuration du lit n'atteint pas de comportement asymptotique sur les durées considérées. De nouvelles mesures, avec des régions d'intérêt plus adaptées, et sur des temps plus longs (plusieurs heures au moins) permettraient de confirmer certains modèles pour l'affouillement ou l'établissement de rides de longueurs d'ondes données. Les caractéristiques géométriques de l'affouillement étant déterminées, un modèle fixe pourrait être conçu : la modification locale de l'écoulement (zones de recirculation, points de recollement, contraintes de Reynolds ...) pourrait être facilement étudiée en variant les paramètres du fluide.

De nouvelles expériences de mise en suspension pourraient être réalisées, en considérant plusieurs jeux de mesures, sur plusieurs plans d'érosion, afin d'obtenir une représentation tridimensionnelle du panache de sédiments. Il serait intéressant de pouvoir quantifier la matière transportée en établissant un protocole de calibrage de nos moyens de mesures. Enfin, des mesures couplées de vitesse, à la fois sédiments et fluide, avec une fréquence plus élevée d'acquisition, permettraient de mieux comprendre les liens entre transport et structures turbulentes.

Etude de la mise en suspension d'un lit sédimentaire

V.1 Présentation du code de calcul	117
V.2 Modélisation de l'expérience	119
V.2.1 Géométrie et maillage de l'étude	119
V.2.2 Modélisation hydrodynamique	121
V.2.3 Modélisation des sédiments	122
V.2.4 Méthodologie pour l'étude d'un cas	124
V.2.5 Validation de la parallélisation et du maillage	126
V.3 Résultats	128
V.3.1 Etude de l'écoulement tourbillonnaire	128
V.3.2 Interactions avec le fond sédimentaire	130
V.4 Conclusions et perspectives	134

Ce chapitre présente une approche numérique de la mise en suspension d'un lit sédimentaire par un tourbillon d'axe vertical. Pour cela, un code de calcul déjà existant, *sediFoam*, a été employé : il couple une modélisation eulérienne pour le fluide, gérée avec le logiciel *OpenFOAM*, à une représentation lagrangienne discrète pour les particules de sédiments, via le code *LAMMPS*. L'outil permet d'appréhender différemment la quantification du transport, en fournissant un suivi individuel des grains de matière (ce qui est difficilement réalisable de manière expérimentale). Une information volumique sur les champs de vitesse est également obtenue.

Une première partie présente le fonctionnement de *sediFoam*, les modèles régissant l'écoulement fluide et ceux associés aux sédiments. Par la suite, une méthodologie générale est proposée pour générer un lit sédimentaire et un tourbillon isolé, ainsi qu'une étude du fonctionnement du solveur (influence du maillage et de la parallélisation).

Dans une deuxième partie, des comparaisons entre résultats expérimentaux et numériques permettent de valider la méthodologie proposée : la propagation d'un vortex isolé est bien décrite, ainsi que la mise en suspension des sédiments. Des améliorations restent toutefois à envisager, ainsi que des études paramétriques plus poussées : un récapitulatif de ces futurs travaux est exposé en conclusion.

Précisons que cette étude, entamée par mes soins en 2017, a fait l'objet de l'encadrement d'un stage de 5 mois. Une partie du travail a ainsi été effectuée par Guilherme Lindner, co-encadré par Anthony Beaudouin, pour sa deuxième année du Master International Turbulence (Ecole Centrale de Lille, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers, Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers). On pourra se référer à [Lindner \(2018\)](#) pour plus de plus amples informations. Les calculs ont été accomplis sur le cluster Thor, dépendant du Mésocentre de calcul de Poitou-Charentes.

V.1 Présentation du code de calcul

De par la complexité de l'approche expérimentale (échelle des problèmes considérés, mesures potentiellement difficiles des quantités intéressantes, coûts ...), l'outil numérique constitue un appui intéressant pour l'étude de problèmes physiques, notamment par la réalisation d'études paramétriques. Ici, l'objectif de cette approche est de reproduire le comportement d'un tourbillon isolé d'axe vertical et son impact sur la mobilisation d'un lit sédimentaire. Le dispositif expérimental a été préalablement présenté dans le deuxième chapitre, les résultats expérimentaux constituant les troisième et quatrième chapitres : toutes ces données sont importantes pour valider l'approche numérique, tant sur la description qualitative du tourbillon que sur les mesures quantitatives.

La première étape a été le choix de l'outil numérique : entre le développement d'un code interne au laboratoire, l'utilisation d'un programme de simulation multiphysique professionnel, la possibilité du libre ou de la licence ... de nombreuses options étaient envisageables. La thèse étant à visée expérimentale, le choix a été fait de s'orienter vers un code déjà existant. Plusieurs solutions logicielles sont répertoriées dans le Tableau V.1. L'un des critères importants est la modélisation des sédiments : celle-ci peut se faire de manière soit lagrangienne (les sédiments sont vus comme autant de particules indépendantes, la méthode est dite DEM - *Discrete Elements Method*), soit eulérienne (deux phases fluides sont présentes, ici l'eau et les sédiments, considérés comme une phase dispersée). Le code choisi doit également intégrer la tridimensionnalité : pour pouvoir intégrer la structure tourbillonnaire verticale et étudier la mise en suspension du sédiment, un code 2D n'est pas satisfaisant. Le choix a été fait ici d'une modélisation discrète du sédiment en 3D. Parmi les solutions possibles, l'aspect libre du code de calcul à sélectionner a paru un avantage notable. Ainsi, parmi les possibilités du Tableau V.1, le choix s'est porté sur le solveur *sediFOAM*.

Tableau V.1 – Solutions numériques envisagées pour étudier le transport sédimentaire.

Solution	Sédiments		Dimensions		Remarques
	DEM	Diphasique	2D	3D	
<i>Dune2D</i>	x	✓	✓	x	Orienté sur la dynamique des rides sédimentaires, générées par des écoulements périodiques (Marieu et al., 2008).
<i>SedFoam-2.0</i>	x	✓	x	✓	Permet l'étude de la mise en suspension de sédiments, de la charge de fond et des phénomènes d'affouillement (Nagel et al., 2017). Basé sur OpenFOAM.
<i>HydroMorpho</i>	x	✓	✓	x	Approche fluide-structure basé sur l'équation d'Exner (Aissiouene et al., 2016), pour l'étude des morphologies de lits sédimentaires. Code en C++, utilisant la librairie Feel++.
<i>StarCCM+</i>	✓	x	✓	✓	Utilise un package "CFD-DEM". Des études d'affouillement ont été précédemment réalisées (Sitek et Lottes, 2017).
<i>Fluent</i>	✓	x	✓	✓	Couplage avec le logiciel "EDEM" (Spogis, 2008), domaines d'applications larges (génie civil, matériaux, procédés chimiques ...).
<i>SediFoam</i>	✓	x	✓	✓	Approche CFD-DEM permettant l'étude de morphologies sédimentaires et de la mise en suspension de sédiments (Sun et Xiao, 2016b). Basé sur OpenFOAM.

Ce code est basé sur OpenFOAM, il consiste principalement en un solveur nommé *lammmpsFoam*. Outre les démonstrations de principes de fonctionnement proposées dans l'article de Sun et Xiao (2016b), une large gamme de problèmes de transport sédimentaire a été étudiée : création de morphologies sédimentaires et mise en suspension (Sun et Xiao, 2016a), modélisation de la cohésion dans des sédiments (Xu et al., 2017), sédimentation de particules de géométries "réalistes" Sun et al. (2017), basées sur l'emploi de molécules... Le fonctionnement de ce solveur est détaillé par la suite.

OpenFOAM (*Open Field Operation and Manipulation*, www.openfoam.org) est un ensemble d'instructions en C++ pour la résolution de problèmes multi-physiques, orienté mécanique des fluides, entièrement en ligne de commande. Les équations sont résolues par une méthode de volumes finis, en trois dimensions, et l'ensemble des instructions est parallélisable (via Open MPI - *Message Passing Interface*). La partie "transport sédimentaire" est gérée par un programme de dynamique moléculaire, LAMMPS (*Large-scale Atomic/Molecular Massively Parallel Simulator*, [https:](https://)

(//lammmps.sandia.gov/). Cet outil, basé sur un article de Plimpton (1995), modélise un ensemble de particules individuelles et résout les interactions entre elles. Il est à l'origine employé pour les problématiques de sciences des matériaux (défauts dans les cristaux, physique statistique ...). Les opérations sont également parallélisables avec MPI. Une précision : LAMMPS s'appuie sur des notions de physique statistique, où l'énergie du système E et le nombre total de particules N peuvent être soit conservés (ensemble micro-canonique), soit modifiés (ensembles canonique et grand-canonique, avec échange possible d'énergie et/ou de particules).

Le fonctionnement global du solveur sediFOAM est proposé par Goniva et al. (2009), de plus amples détails étant fournis par Sun (2017). Cette approche est dite CFD-DEM (*Computational Fluid Dynamics / Discrete Elements Methods*), le couplage entre OpenFOAM (partie CFD) et LAMMPS (partie DEM) opère comme dans la Fig. 5-1. Les informations de chaque particule sédimentaire sont stockées dans des listes, régulièrement mises à jour et utilisables tant par OpenFOAM que par LAMMPS (ces listes contiennent notamment la position, la densité, le diamètre ...).

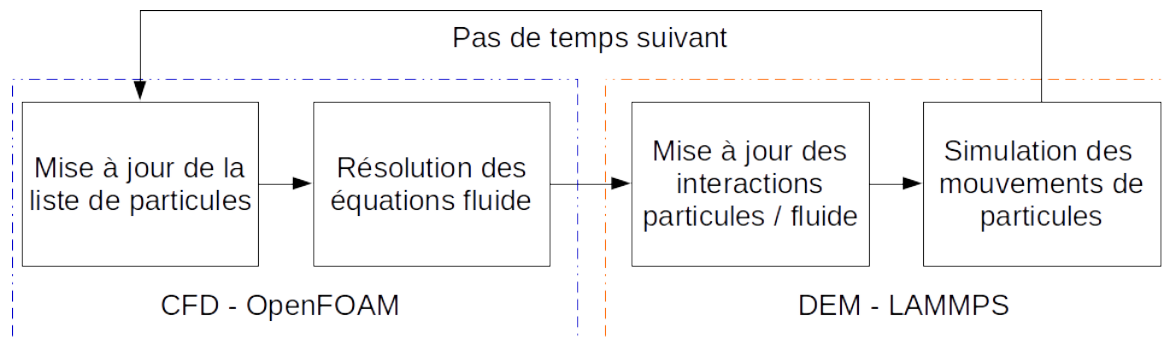


FIGURE 5-1 – Couplage CFD-DEM à chaque pas de temps.

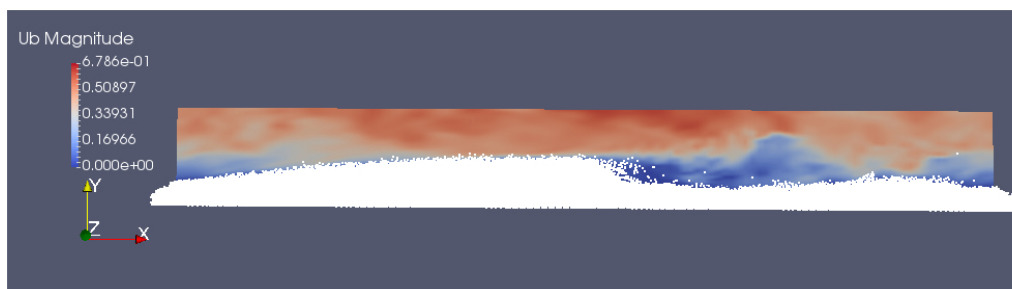


FIGURE 5-2 – Illustration d'une dune réalisée via SediFOAM.

Les calculs ont été effectués sur la machine de calcul Thor. Ce cluster, situé sur le campus de l'Université de Poitiers, hébergeait 3760 cœurs début 2018. Les installations utilisées sont OpenFOAM en version 2.3.1 et LAMMPS en version stable du 1er février 2014. L'utilitaire *Swak4Foam*, en version 0.4.0, est employé pour définir des champs de données spécifiques (écoulement tourbillonnaire) ou des conditions aux limites choisies.

V.2 Modélisation de l'expérience

Cette section présente d'une part la géométrie du problème et le maillage utilisé, et d'autre part les modélisations employées pour les deux corps représentés, le fluide et les sédiments.

V.2.1 Géométrie et maillage de l'étude

L'un des premiers enjeux de cette approche numérique est de reproduire correctement la géométrie du problème. Rappelons que la zone utile remplie de sédiments est pour le cas expérimental de $0,5 \times 0,39 \times 0,03 \text{ m}^3$. Le volume d'une particule standard ($530 \mu\text{m}$ de diamètre) est de $7,8 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3$, avec

une compaction standard de 60%. Cela donne, après un rapide calcul, un nombre de particules indépendantes proche de 45 millions. Le temps de calcul risquant d'être important, le domaine d'étude est restreint à $0,2 \times 0,2 \times 0,01 \text{ m}^3$ pour l'aspect sédiments, avec une colonne d'eau de 0,1 m. Ces dimensions sont suffisantes pour avoir une correspondance entre champs numériques et expérimentaux (que ce soit pour l'écoulement ou la caractérisation du panache de sédiments) : en gardant en référence la corde c du profil, le domaine est de dimensions $4c \times 4c \times 2c \text{ m}^3$. OpenFoam prend en compte des variables dimensionnées : en utilisant un écoulement de vitesse débitante $U_{deb} = 0,26 \text{ m/s}$, avec des sédiments d'un diamètre médian de l'ordre de $530 \mu\text{m}$, une similitude du nombre de Reynolds particulière est conservée. La périodicité des conditions aux limites permet un affranchissement des potentiels effets de confinements dus à la restriction du domaine. Il est à noter que la géométrie choisie reproduit l'interface sédiments / eau, mais pas l'interface eau / air (surface libre dans les conditions expérimentales) : la gestion de ce comportement n'est pas prévu initialement dans *sediFoam*. Un couplage avec d'autres solveurs (par exemple *potentialFreeSurfaceFoam* ou *interFoam*) permettrait une prise en compte de ce comportement.

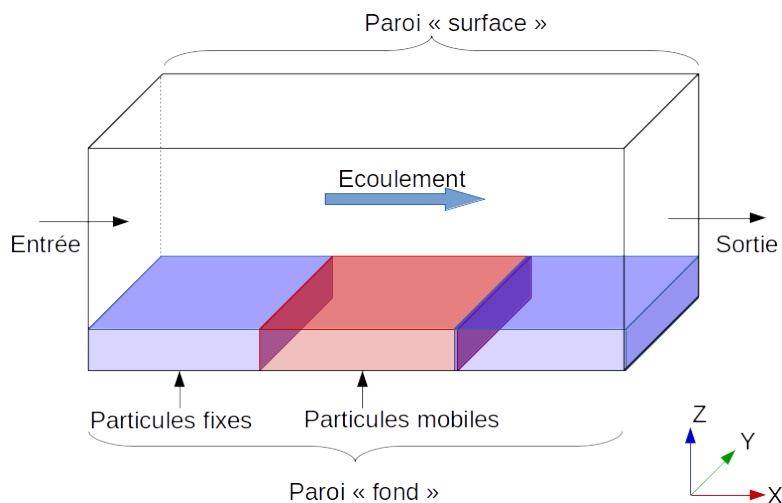


FIGURE 5-3 – Schéma général du domaine.

La géométrie globale reproduit la fosse à sédiments de l'expérience (Fig. 5-3). Pour des raisons logicielles, les domaines fournis à OpenFOAM et LAMMPS lors du mouvement des particules doivent être les mêmes. Des particules sont établies sur tout le lit sédimentaire, certaines étant immobiles (en bleu sur la Fig. 5-3). L'implémentation d'une plaque oscillante était également envisagée, mais paraissait *a priori* relativement chronophage par rapport au temps disponible. La reproduction complète de l'expérience, intégrant le pilotage précis en angle et vitesse du profil, reste envisageable, mais nécessiterait alors l'emploi d'un autre solveur, capable de gérer les maillages dynamiques (par exemple, l'utilitaire *pimpleDyMFoam* pourrait résoudre des problèmes transitoires de ce type).

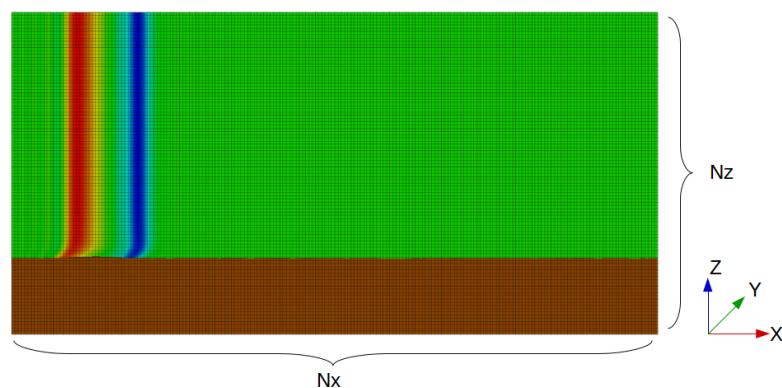


FIGURE 5-4 – Zones maillées. Le brun représente les sédiments, la partie supérieure étant un contour de vitesse pour la partie fluide.

Le maillage est d'une structure simple et est réalisé avec l'outil *BlockMesh* (Fig. 5-4). Chaque bloc est un hexaèdre, dont les arêtes sont potentiellement courbes ; pour le cas étudié, les blocs sont cubiques. Les nombres de mailles dans chaque direction sont notés N_x, N_y, N_z . Lors des calculs, le maillage est divisé en plusieurs sous-domaines avec la commande *decomposePar* : 80 processeurs sont en général utilisés sur Thor, soit autant de sous-domaines, dont la communication est assurée par MPI.

V.2.2 Modélisation hydrodynamique

Approche LES

Le mouvement du fluide est décrit avec une approche LES (*Large Eddy Simulation*). L'objectif est de réduire les temps de calcul en modélisant les petites échelles turbulentes. Cela est réalisé par l'application d'un filtre spatial passe-bas G aux équations de Navier-Stokes d'un domaine fluide. Un champ u filtré est noté \bar{u} et correspond à l'équation V.2.1. Le champ résiduel est alors défini par l'équation V.2.2. Ces notations sont usuelles mais ne doivent pas être confondues avec les champs moyens et les fluctuations définies au premier chapitre (décomposition de Reynolds).

$$\bar{u}(\vec{x}, t) = \int G(\vec{r}, \vec{x}) u(\vec{x} - \vec{r}, t) d\vec{r} \quad (\text{V.2.1})$$

$$u'(\vec{x}, t) = u(\vec{x}, t) - \bar{u}(\vec{x}, t) \quad (\text{V.2.2})$$

Une fois spatialement filtrées, les équations de Navier-Stokes prennent la forme de l'équation V.2.3 pour chaque composante de vitesse u_i .

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu_f \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{V.2.3})$$

Le terme non-linéaire $\bar{u}_i \bar{u}_j$ se décompose comme suit (Eq. V.2.4), où les deux contributions C_{ij} et R_{ij} sont respectivement un tenseur de contraintes croisées (lien entre échelles filtrées ou non) et un tenseur de contraintes de Reynolds (seulement des échelles non filtrées), détaillés Eq. V.2.5. Leur somme représente le tenseur de sous-maille τ_{ij} , avec $\tau_{ij} = C_{ij} + R_{ij}$.

$$\bar{u}_i \bar{u}_j = \overline{(\bar{u}_i + u_i')(\bar{u}_j + u_j')} = \bar{u}_i \bar{u}_j + C_{ij} + R_{ij} \quad (\text{V.2.4})$$

$$C_{ij} = \overline{\bar{u}_i u_j'}, R_{ij} = \overline{u_i' u_j'} \quad (\text{V.2.5})$$

En injectant les équations V.2.4 et V.2.5 dans la formulation de Navier-Stokes filtrée (Eq. V.2.3), la formulation de l'équation V.2.6 est obtenue.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu_f \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{V.2.6})$$

Le tenseur τ_{ij} incluant des composantes non filtrées, une modélisation doit être employée. Il se décompose comme l'équation V.2.7 : k_{SGS} est une énergie cinétique ; ν_{SGS} une viscosité, pour les sous-mailles du domaine (d'où l'indice SGS pour *SubGrid Scale*) ; D_{ij} est un tenseur défini suivant l'équation V.2.8. La modélisation est dite de Smagorinsky.

$$\tau_{ij} = \frac{2}{3} k_{SGS} \delta_{ij} - 2 \nu_{SGS} D_{ij} \quad (\text{V.2.7})$$

$$D_{ij} = \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{V.2.8})$$

L'énergie cinétique k_{SGS} dépend des valeurs diagonales de τ_{ij} (trace du tenseur, Eq. V.2.9). La viscosité est modélisée par l'équation V.2.10. C_k une constante, fixée à $C_k = 0,094$, et Δ est l'échelle

spatiale souhaitée des sous-maillles (ici, le modèle *cubeRootVol* est employé, il induit $\Delta = V_c^{1/3}$, V_c étant le volume d'une maille).

$$k_{SGS} = \frac{1}{2}\tau_{kk} = \frac{1}{2}(\overline{u_k u_k} - \bar{u}_k \bar{u}_k) \quad (\text{V.2.9})$$

$$\nu_{SGS} = C_k \Delta \sqrt{k_{SGS}} \quad (\text{V.2.10})$$

Une hypothèse d'équilibre local entre les composantes de k_{SGS} et la dissipation est ajoutée, sous la forme de l'équation V.2.11 (où ":" est l'opérateur de contraction et C_ϵ une constante, $C_\epsilon = 1,048$). Les équations sont maintenant en système fermé pour l'aspect fluide.

$$D_{ij} : \tau_{ij} + C_\epsilon \frac{\sqrt{k_{SGS}}}{\Delta} = 0 \quad (\text{V.2.11})$$

L'approche LES avec la modélisation de Smagorinsky a été employée de prime abord. Cependant, d'autres modèles (WALE - *Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity*, modèle de viscosité *one equation eddy viscosity...*) peuvent convenir au phénomène à décrire : des comparaisons devront être effectuées, notamment sur la région proche-paroi, pour déterminer le modèle le plus adapté.

Conditions aux limites

Les conditions aux limites du domaine fluide sont répertoriées dans le Tableau V.2 et correspondent aux frontières référencées sur la Fig. 5-3. Le "fond" est la paroi inférieure, sur laquelle repose les sédiments, la "surface" étant la paroi supérieure. La condition *zero-gradient* est de type Neumann, *no-slip* est une condition de Dirichlet, et la condition *slip* est une condition de symétrie.

Tableau V.2 – Conditions aux limites appliquées sur le domaine - phase fluide.

Frontière	U_a	U_b	p	α_{sed}
Fond	<i>slip</i>	<i>no-slip</i>	<i>zero-gradient</i>	<i>zero-gradient</i>
Surface	<i>slip</i>	<i>slip</i>	<i>zero-gradient</i>	<i>zero-gradient</i>
Entrée / sortie	périodique			
Avant / arrière	périodique			

Le nombre de particules individuelles pouvant être très grand, un facteur α_i , traduisant la fraction de chaque phase (sédiment α_{sed} ou fluide α_{eau}), est calculé à chaque pas de temps par OpenFOAM. En tout point, $\alpha_{eau} + \alpha_{sed} = 1$. Une compacité standard du lit sédimentaire induit une limite haute de $\alpha_{sed} = 0,6$. La surface du lit est usuellement définie pour $\alpha_{sed} = 0,1$. Un champ de vitesse lié aux particules est également estimé, référencé par OpenFOAM comme U_a , tandis que le champ U_b correspond au domaine fluide.

V.2.3 Modélisation des sédiments

Le lit sédimentaire est géré par un script LAMMPS à part. Ce dernier spécifie les listes de particules concernées par la simulation et précise les conditions à leur appliquer. L'ensemble de particules prend en compte un domaine donné, un nombre de particules et leurs caractéristiques (diamètre, densité) pour générer une liste aléatoire répartie dans le volume considéré. A ce moment, une distribution gaussienne est applicable, pour respecter les caractéristiques de nos sédiments. Des "types" sont attribuables, avec des lois de comportement variables. Par exemple, la commande *freeze* permet de bloquer seulement certaines particules : celles qui sont mobiles sont dites actives, les autres étant gelées ou passives.

Pour une particule de masse m animée d'une vitesse \vec{u}_p , les mouvements de rotation et de translation sont déduits pour chaque pas de temps de l'équation V.2.12, où \vec{f}_{col} est une force de collision

inter-particules (ou particule/paroi), \vec{f}_{lub} une force de lubrification, \vec{f}_{fp} une force du fluide sur la particule et $m\vec{g}$ étant la force de gravité.

$$m \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \vec{f}_{col} + \vec{f}_{lub} + \vec{f}_{fp} + m\vec{g} \quad (\text{V.2.12})$$

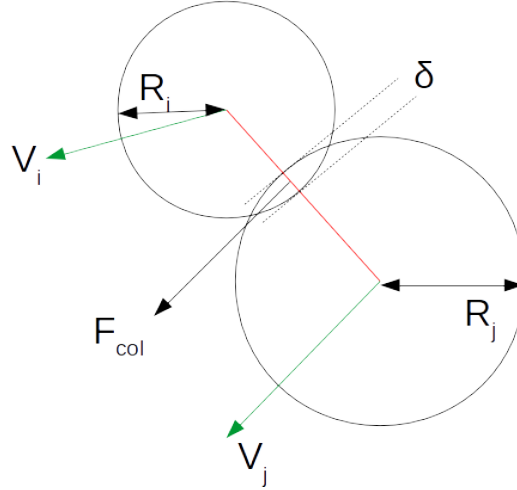


FIGURE 5-5 – Forces de contact \vec{f}_{col} entre deux particules.

Lorsque deux grains de matière entrent en collision (Fig. 5-5), la force de contact \vec{f}_{col} est modélisée par une approche de Hooke (Sun et Xiao, 2016b). C'est un modèle de sphères souples, où la collision est décomposée en deux contributions, normale (indice n) ou tangentielle (indice t), comme proposé Eq. V.2.13. Le renvoi subi par deux particules en contact dépend linéairement de leur recouvrement δ .

$$\vec{F}_{col} = (k_n \vec{\delta} - m_{eff} \gamma_n \vec{v}_n) - (k_t \vec{\Delta s}_t + m_{eff} \gamma_t \vec{v}_t) \quad (\text{V.2.13})$$

Les différents termes de l'équation V.2.13 sont fixés dans le script LAMMPS (Sun et Xiao, 2016b) et correspondent alors à :

- k_n, k_t : constantes élastiques de contact, prises ici à $k_n = 2000 \text{ N/m}$ et $k_t = 2k_n/7 \text{ N/m}$.
- γ_n, γ_t : constantes d'atténuation du contact, prises ici à $\gamma_n = 56000 \text{ s}^{-1}$ et $\gamma_t = \gamma_n/2 \text{ s}^{-1}$.
- m_{eff} : masse effective de deux particules i et j , $m_{eff} = M_i M_j / (M_i + M_j)$.
- \vec{v}_n, \vec{v}_t : composantes de vitesse.
- $\vec{\delta}, \vec{\Delta s}_t$: distances de recouvrement des deux particules (déplacements normal et tangentiels).

La force de lubrification \vec{f}_{lub} est liée au fluide "chassé" par la mise en contact de deux grains : elle est proportionnelle à la vitesse relative des particules et inversement proportionnelle à leur distance. Enfin, \vec{f}_{fp} comprend quatre termes, décrit par Sun et Xiao (2016b) : la force d'Archimède, la portance, la traînée, et un terme de masse ajoutée correspondant à une parcelle de fluide entraînée par la particule lors de son mouvement. C'est en fait une simplification de l'équation de Maxey et Riley (1983) présentée au premier chapitre (ici, le terme d'histoire n'est pas pris en compte).

Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont indiquées dans le Tableau V.3. Elles sont choisies comme périodiques selon les axes x et y , et "granulaires" pour l'axe z (condition de type Dirichlet). La périodicité des conditions implique un domaine virtuellement infini : chaque particule sortant par une face entrera de nouveau dans le domaine au pas de temps suivant. Cela est modifiable et permet de prendre en compte un "apport" continu de sédiment ou non. Le comportement "granulaire" implique quant à lui que les parois sont traitées comme des grains de matière lors des collisions. Sun et Xiao (2016b) emploient ces caractéristiques de frontières pour prendre en compte le "rebond" de particules contre les parois.

Tableau V.3 – Conditions aux limites appliquées sur le domaine - phase sédiments.

Frontière	Comportement des particules
Fond / surface	granulaire
Entrée / sortie	périodique
Avant / arrière	périodique

V.2.4 Méthodologie pour l'étude d'un cas

La simulation d'un tourbillon isolé sur un lit sédimentaire nécessite plusieurs étapes préparatoires, organisées suivant le diagramme de la Fig. 5-6. La mention *sediUtils* fait ici référence à un ensemble de scripts en Python implémentés par G. Lindner, qui centralisent les données du problème et automatisent les différentes étapes du diagramme (ces scripts sont disponibles [en ligne](#)). Les différentes étapes sont au nombre de 4 et constituent autant de cas différents calculés via *LammpsFoam*.

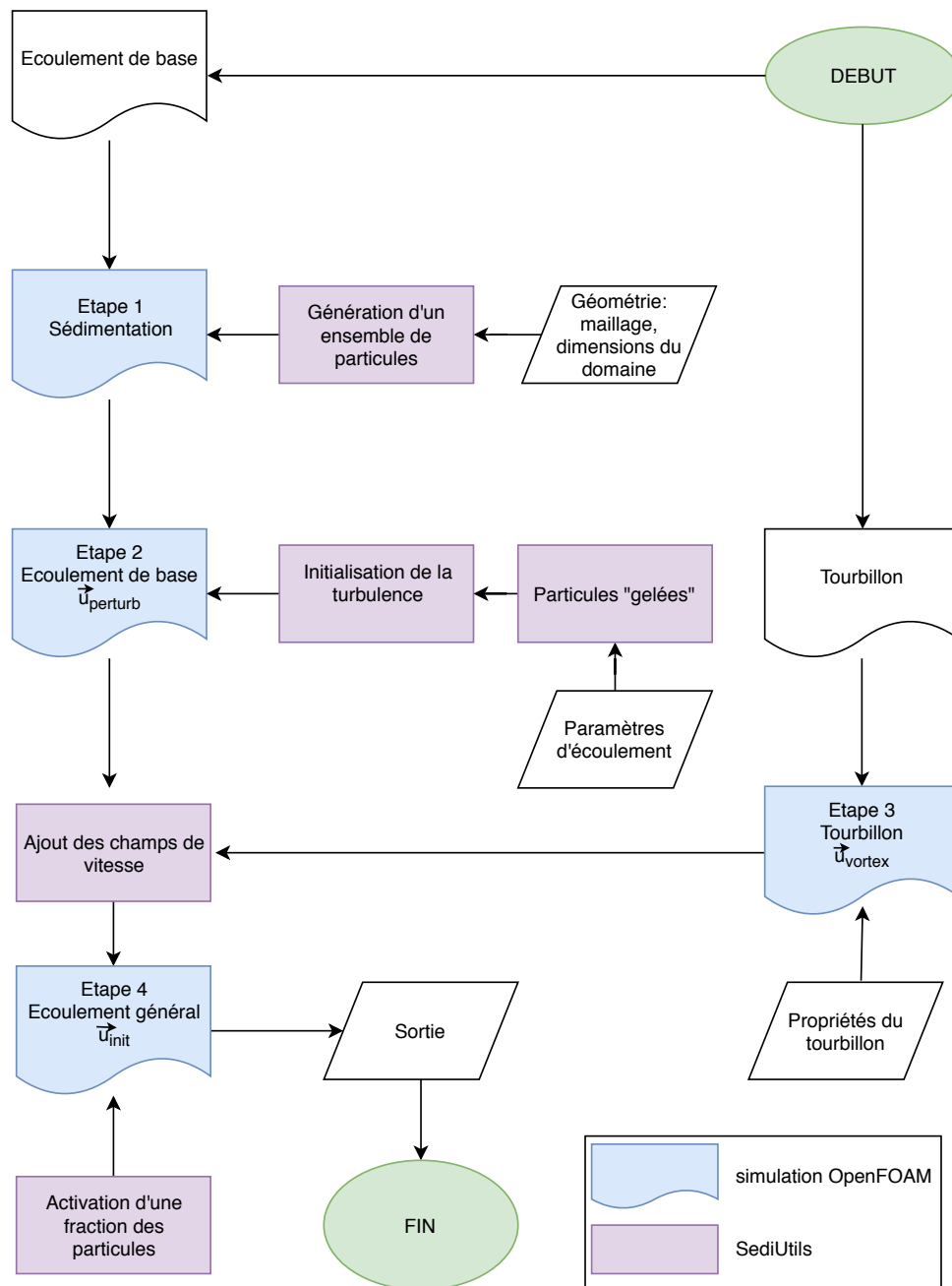


FIGURE 5-6 – Diagramme général pour la simulation.

Etape 1 : sédimentation

Les premiers stades d'initialisation du lit sédimentaire de la Fig. 5-7 correspondent à la préparation de l'expérience : les sédiments remplissent la fosse jusqu'à immobilisation, puis la partie supérieure est retirée (grâce à un script Python pour la simulation et un ratissage pour l'expérience). Pour ne pas créer de structures pré-établie dans le lit sédimentaire, les grains de matière sont répartis aléatoirement avec LAMMPS, dans un domaine fluide au repos. La seule force qui s'exerce est la gravité, et la simulation est effectuée jusqu'à immobilisation du lit. Le domaine fourni à LAMMPS est volontairement restreint pour confiner la matière à la zone de dépôt de sédiments. Les particules individuelles affichées ici (Fig. 5-7) représentent une simple fraction du total, le nombre de particules étant relativement important.

Etape 2 : écoulement de base

Une fois le lit sédimentaire prêt, les particules sont "gelées" via la commande *freeze* de LAMMPS. Une vitesse débitante est indiquée dans le script d'OpenFOAM (elle est notée U_{bar}). Pour initialiser une turbulence au sein de l'écoulement tout en épargnant du temps de calcul, de Villiers (2006) propose un protocole basé sur le phénomène des *streaks*. Des petites perturbations d'amplitude $0,01U_{bar}$ sont introduites près de la paroi inférieure, et on laisse l'écoulement s'établir selon un temps t_d (temps de parcours du domaine à la vitesse U_{bar} , soit $t_d = L_x / U_{bar}$). Ce champ de vitesse perturbé est noté $\vec{u}_{perturb}$. Une piste d'amélioration est de saisir un profil de vitesse donné (par exemple provenant de données expérimentales). Il est alors nécessaire de modifier les conditions aux limites : l'utilitaire *Swak4Foam* est envisagé pour sa capacité à générer des conditions de frontières entièrement paramétrables.

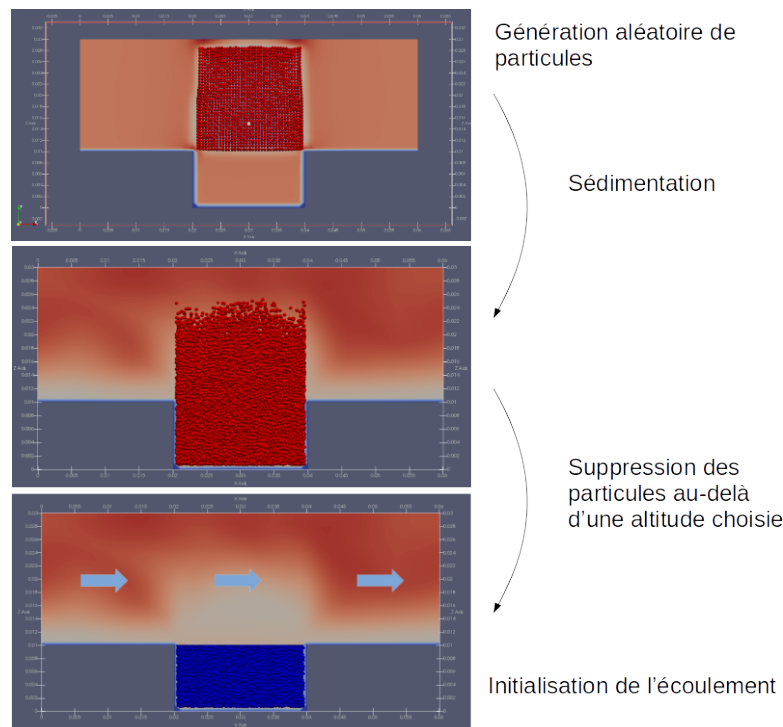


FIGURE 5-7 – Initialisation du lit sédimentaire (étapes 1 et 2). En rouge, les particules sont actives et peuvent se déplacer ; en bleu, elles sont "gelées".

Etape 3 : création d'un tourbillon isolé

Le tourbillon est généré dans une simulation indépendante via *Swak4Foam*. Le domaine fluide est en fait modifié, sur un unique pas de temps, à l'aide d'un modèle de Rankine. Ce modèle a été choisi en première approche, d'autres équations (tourbillon de Lamb-Oseen, de Batchelor ...) étant envisageables par la suite. Un unique champ de vitesse instantané est donc créé, noté \vec{u}_{vortex} . Ce dernier est surimposé, avec un script Python, au champ perturbé de l'étape précédente, fournissant le champ de vitesse initial \vec{u}_i entré à l'étape 4 : $\vec{u}_i = \vec{u}_{perturb} + \vec{u}_{vortex}$.

Etape 4 : simulation générale

Les différentes étapes ayant été réalisées, la simulation est prête : un lit sédimentaire, composé de particules déposées aléatoirement, est soumis à un écoulement turbulent auquel est ajouté un tourbillon isolé. Une couche inférieure de sédiments peut être laissée fixe (elle est de l'ordre de 40% de l'épaisseur de sédiments sur la Fig. 5-8) : cette couche est trop "profonde" pour être érodée, cela permet donc d'économiser en temps de calcul. Le phénomène étudié étant rapide, les résultats sont écrits toutes les 0,02 s sur une durée totale de 0,5 s de temps physique.

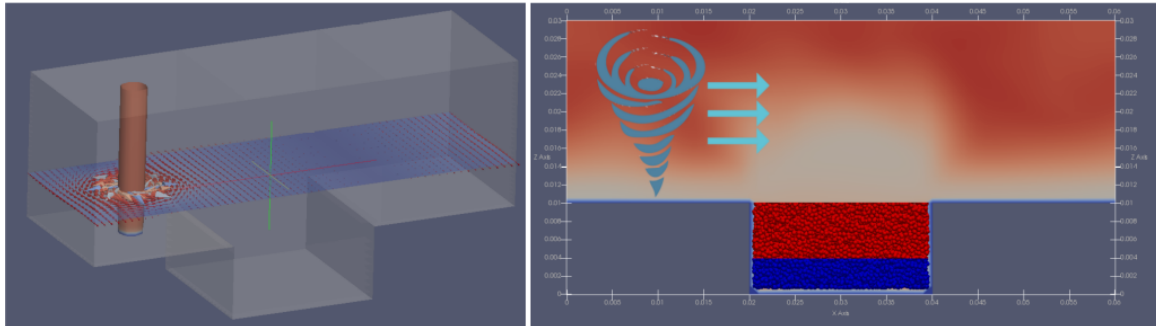


FIGURE 5-8 – Initialisation d'un vortex (étapes 3 et 4). En rouge, les particules sont actives et peuvent se déplacer ; en bleu, elles sont "gelées".

V.2.5 Validation de la parallélisation et du maillage

Deux études sont ici proposées, la première concernant les performances de notre système en fonction du nombre de processeurs employés pour paralléliser le calcul, la seconde se focalisant sur l'impact d'un raffinement de maillage sur l'écoulement.

Parallélisation

L'efficacité de la parallélisation sur le cluster Thor a été testée en faisant sédimenter trois ensembles différents de particules dans un domaine de 500000 cellules, de dimensions 0,1 x 0,1 x 0,05 m³ (les quantités de particules sont indiquées Tableau V.4).

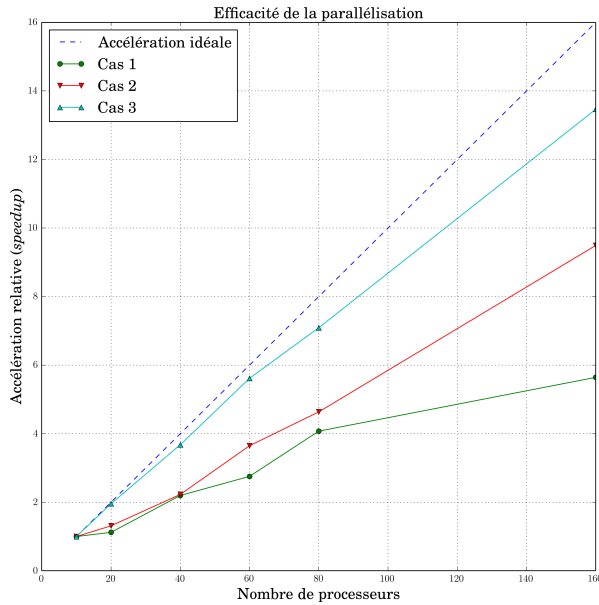
Tableau V.4 – Cas étudiés pour la parallélisation.

Cas	1	2	3
Particules	901692	1881792	3841992
$L_x \times L_y \times L_z$	$2c \times 2c \times c \text{ m}^3$		
$N_x \times N_y \times N_z$	100 x 100 x 50		

Le nombre de processeurs utilisés varie de 10 à 160. Les résultats, sur 5 pas de temps, sont indiqués dans le Tableau V.5. La Fig. 5-9 présente l'accélération relative (*speedup*) : théoriquement, un doublement du nombre de processeurs résulte en une division par deux du temps de calcul. En pratique, ce n'est pas le cas : cette figure montre que le *speedup* est meilleur dans le cas avec le plus grand nombre de grains de matière. La parallélisation est donc d'autant plus efficace que le nombre de particules indépendantes simulées est grand. En fait, le temps de communication entre les différents processeurs est plus important dans le cas d'une plus petite collection de particules.

Raffinement du maillage

Le maillage a une importance certaine sur les données calculées. Ici, trois raffinements différents de maillages ont été étudiés, leurs caractéristiques étant indiquées Tableau V.6. La dépendance au maillage est estimée à partir des informations de la composante longitudinale de vitesse U_b .



Processeurs	Cas 1	Cas 2	Cas 3
10	5,84 s	12,01 s	24,84 s
20	5,20 s	9,15 s	12,70 s
40	2,66 s	5,39 s	6,76 s
60	2,12 s	3,29 s	4,42 s
80	1,43 s	2,59 s	3,50 s
160	1,03 s	1,26 s	1,85 s

FIGURE 5-9 – speedup sur Thor.

Tableau V.5 – Parallélisation - temps de calculs.

Tableau V.6 – Raffinement du maillage.

	Fin	Medium	Grossier
$L_x \times L_y \times L_z$ (m ³)	2c x 2c x 1c		
$N_x \times N_y \times N_z$	200 x 200 x 100	150 x 150 x 75	100 x 100 x 50
Nombre d'éléments	4000000	1687500	500000
Côté d'une maille (m)	0,01c	0,0134c	0,02c

La Fig. 5-10 présente des profils de U_b pour l'écoulement initial (à gauche) et lors du passage du vortex (à droite) : la différence entre les maillages medium et fin n'est pas perceptible pour le profil de couche limite initial, mais l'est lors du passage du tourbillon. Par la suite, le maillage "fin" est toujours employé. La Fig. 5-10 permet également de voir que l'épaisseur de couche limite de l'écoulement est beaucoup plus fine que celles de nos résultats expérimentaux (de l'ordre de $\delta = 0,1c$ au lieu de $0,5c$). L'un des objectifs des futures simulations sera d'établir un écoulement initial avec une couche limite plus développée, en trouvant un compromis entre le temps de calcul et les diverses possibilités offertes par OpenFOAM. Les faibles fluctuations à la paroi peuvent également être liées au choix du modèle de turbulence : d'autres simulations, avec des modèles différents, seront à entreprendre.

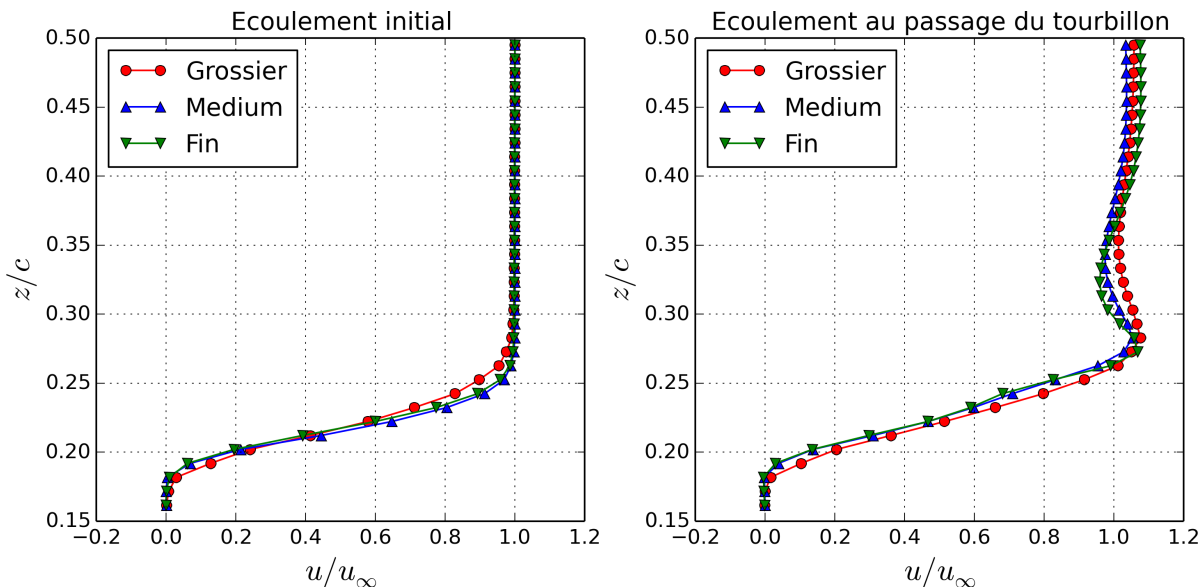


FIGURE 5-10 – Etude du maillage à $y/c = 1$ et $x/c = 1$, pour $t^* = 0$ (à gauche) et $t^* = 0,77$ (à droite).

V.3 Résultats

Le fonctionnement global des simulations ayant été exposé, l'écoulement général et sa correspondance avec les résultats expérimentaux sont étudiés. Par la suite, plusieurs conditions initiales de tourbillons sont comparées, l'accent étant mis sur les possibilités offertes par l'approche numérique (notamment pour la mesure du transport sédimentaire).

V.3.1 Etude de l'écoulement tourbillonnaire

La procédure indiquée dans la section précédente est maintenant employée pour simuler la mise en suspension du lit sédimentaire par le tourbillon isolé. Les paramètres généraux des simulations sont indiqués dans le Tableau V.7. Les données d'entrée du tourbillon sont initialement prises avec un rayon $r_c = 0,1c$ et une vitesse $u_\theta = U_{bar}$.

Tableau V.7 – Paramètres des simulations.

$Lx \times Ly \times Lz$ (m ³)	4c x 4c x 2c
$Nx \times Ny \times Nz$	200 x 200 x 100
Nombre de particules	979750
d_{50} (µm)	500
densité s	2,5
U_{bar} (m/s)	0,26

Les champs de vitesse obtenus sont analysés comme dans le troisième chapitre avec l'outil *Vortex-Fitting*, suivant la même démarche (détection avec le critère Q notamment, également introduit lors du chapitre III). La figure 5-11 présente ainsi la détection de structures tourbillonnaires pour trois pas de temps. La structure, au tout départ unique, se scinde assez rapidement en trois tourbillons de moindre importance, comme exposé sur les figures 5-11B et 5-11C. Le critère Q souligne bien l'organisation du tourbillon et sa séparation en sous structures, comme le montre la Fig. 5-12.

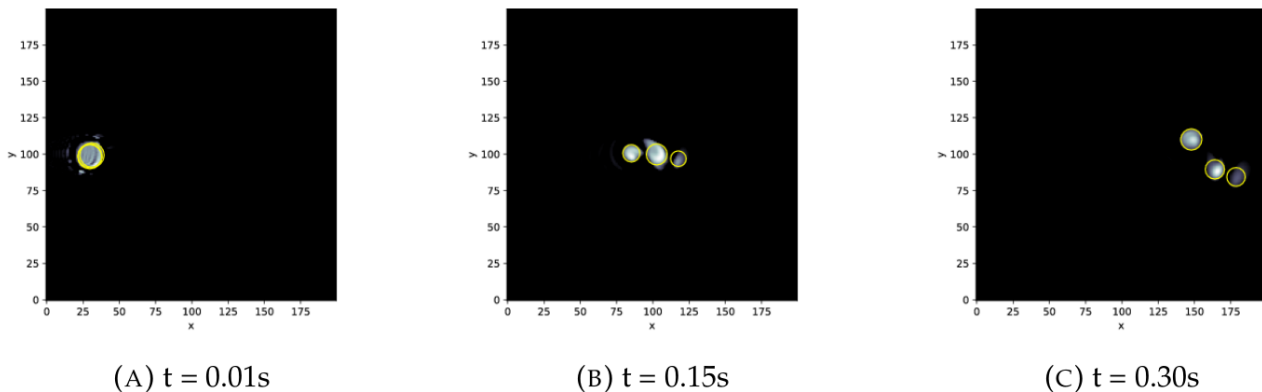


FIGURE 5-11 – Détection des caractéristiques du tourbillon à l'aide du programme *VortexFitting*, pour trois pas de temps (Lindner, 2018).

Des informations sur les variations d'énergie cinétique turbulente sont visibles sur la Fig. 5-13. Elle présente des fluctuations plus faibles que dans nos cas expérimentaux (d'un ordre de grandeur inférieur), concentrées en proche-paroi.

L'effet de courbure discuté dans le troisième chapitre, bien observable sur la Fig. 5-12, est également mis en évidence par l'énergie cinétique. Par contre, la zone décrite précédemment comme la base du tourbillon apparaît d'importance moindre que lors des expériences. Cela est probablement lié aux épaisseurs de couches limites qui diffèrent : cette hypothèse sera vérifiable facilement dès lors que des couches limites plus prononcées seront prises en compte sur les simulations.

Les caractéristiques de la structure principale sont indiquées dans le Tableau V.8 pour les trois pas de temps représentés Fig. 5-11.

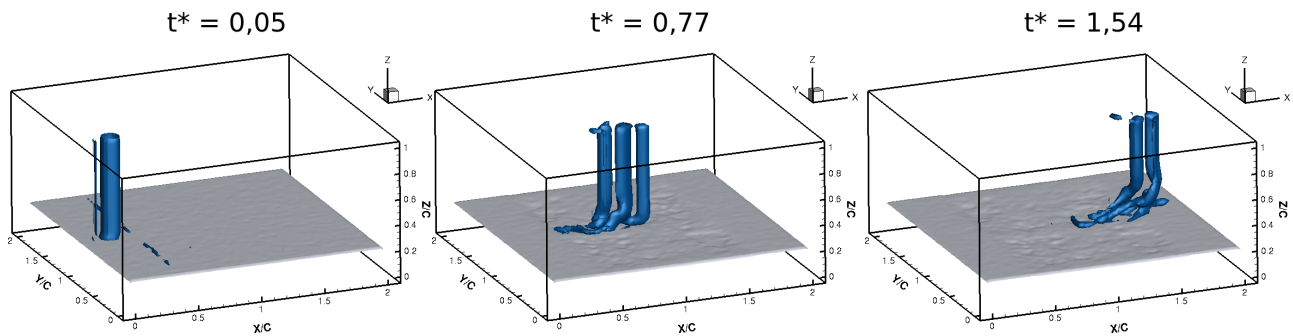


FIGURE 5-12 – Mise en évidence des structures par l'utilisation du critère Q ($Q = 100$), le lit sédimentaire étant indiqué par $\alpha_{sed} = 0,1$.

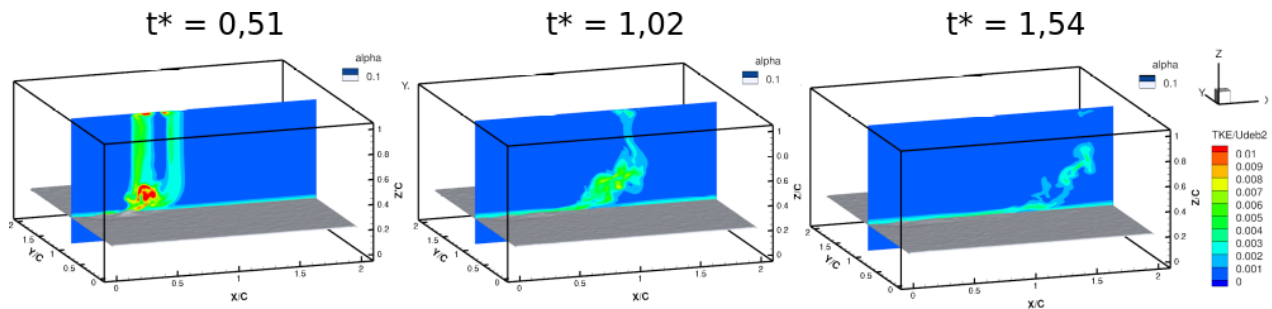


FIGURE 5-13 – Variations d'énergie cinétique turbulente (TKE), le plan indiqué étant à $y/c = 1$.

Les valeurs de u_θ , r_c et $|\Gamma|$, adimensionnés par le même jeu de variables que les données du troisième chapitre (à savoir la corde du profil c et la vitesse débitante U_{deb}), sont dans les mêmes ordres de grandeur que les résultats expérimentaux. L'éclatement du vortex en structures plus petites induit par contre une différence avec l'expérience. En effet, la structure principale se divisant en 3, le rayon chute (données du Tableau V.8), ainsi que la circulation. L'évolution temporelle de la vitesse tangentielle u_θ , représentée Fig. 5-14, diminue plus rapidement dans le cas simulé. La trajectoire du tourbillon principal est assez cohérente avec les expériences : la propagation est en effet assez rectiligne (Fig. 5-14). L'aspect parabolique de la trajectoire aux altitudes élevées qui était relaté dans le troisième chapitre n'est pas observable ici.

Tableau V.8 – Caractéristiques du tourbillon principal.

t^*	0,05	0,77	1,54
r_c/c	0,084	0,072	0,066
$ \Gamma /cU_{deb}$	0,61	0,33	0,19

La simulation numérique capture également la composante axiale de vitesse qui prend naissance au sein du tourbillon. Celle-ci n'est pas du tout présente lors de l'initialisation du champ de vitesse tourbillonnaire (le vortex étant approché par un simple modèle bidimensionnel de Lamb-Oseen). La Fig. 5-15a présente l'évolution temporelle des maximums de vitesse axiale w_{max} , pour 4 altitudes différentes correspondant à 4 des plans horizontaux expérimentaux (à $z/c = 0,1$, $z/c = 0,2$, $z/c = 0,4$ et $z/c = 0,7$ au-dessus du lit sédimentaire). Si le comportement de cette vitesse axiale en proche-paroi semble cohérent (lorsque $z/c = 0,1$, Fig. 5-15b), ce n'est pas le cas loin de la paroi ($z/c = 0,7$, Fig. 5-15b).

Certains comportements de l'écoulement semblent donc correctement reproduits. La trajectoire du tourbillon est bien représentée par la simulation, ainsi que les fortes composantes de vitesse axiale en proche-paroi. Une prise en compte de la surface libre paraît indispensable pour affiner le modèle loin de la paroi. Qualitativement, les caractéristiques simulées ou mesurées du vortex sont de même ordre de grandeur dans les premiers pas de temps. Une divergence s'observe ensuite, due à une "explosion" rapide de la structure principale en plusieurs tourbillons d'intensité moindre.

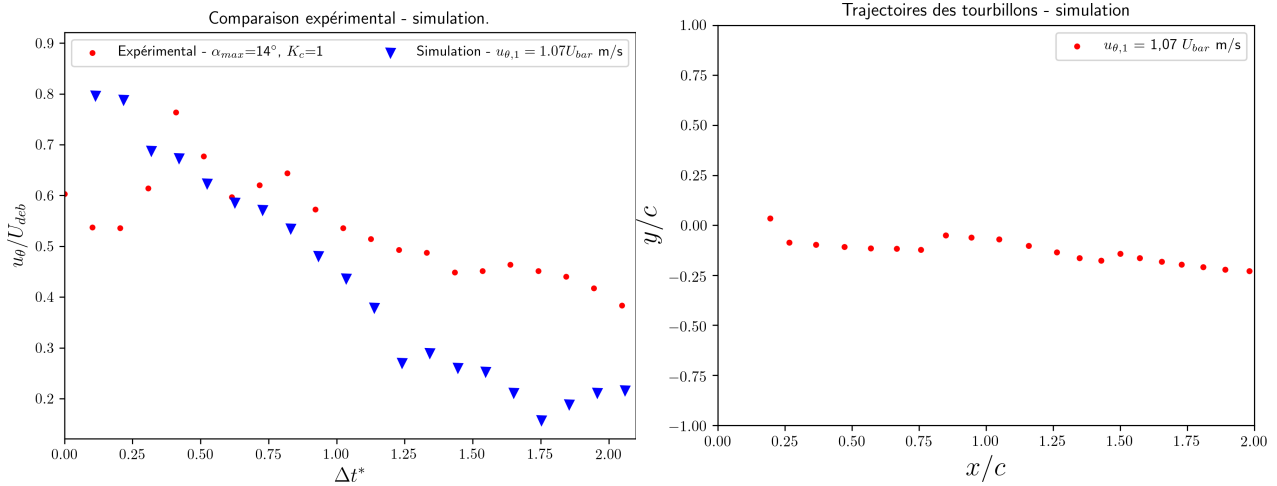


FIGURE 5-14 – Evolution temporelle de la vitesse u_θ (à gauche) et trajectoire de la structure principale (à droite).

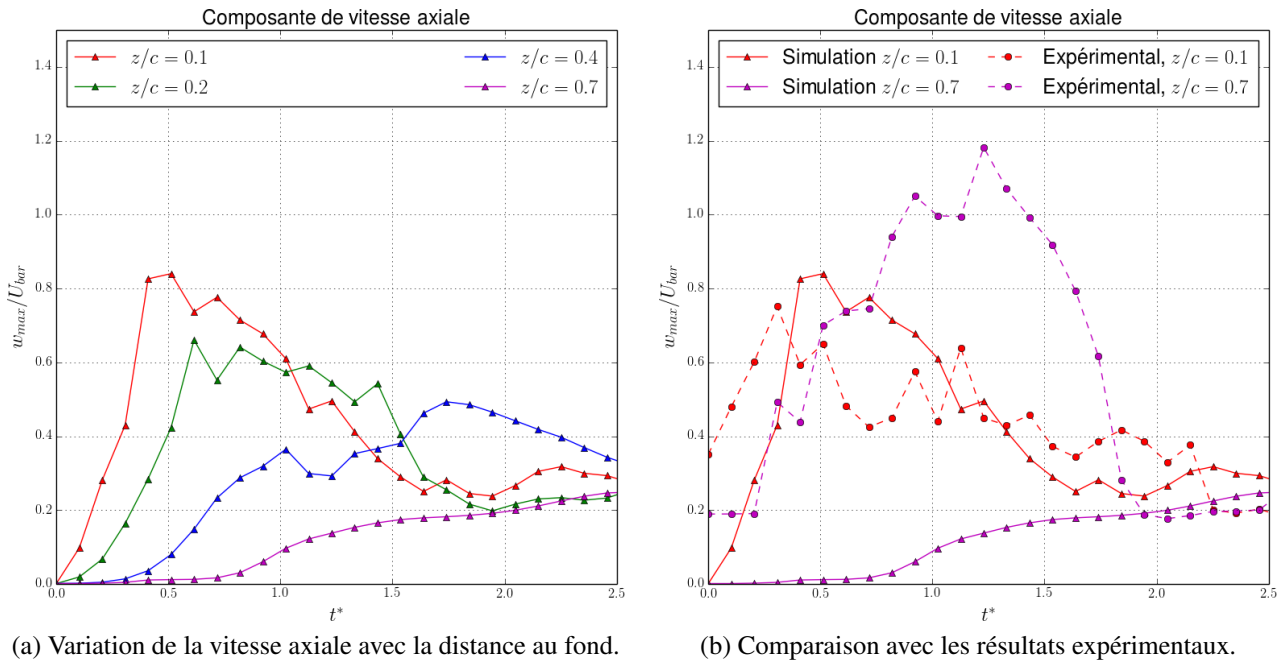


FIGURE 5-15 – Dynamique de la vitesse axiale.

Par la suite, il sera intéressant d'obtenir un tourbillon plus stable lors de sa propagation, afin de conserver une correspondance expérimental / numérique de ses caractéristiques durant un temps plus long.

V.3.2 Interactions avec le fond sédimentaire

Etudions maintenant la mise en suspension des sédiments par des tourbillons d'intensité différentes. Pour cela, trois cas sont proposés, avec un même rayon initial $r_{c,i}$ et une vitesse tangentielle initiale $u_{\theta,i}$ variable. Ces cas sont répertoriés dans le Tableau V.9. Seuls trois d'entre eux sont présentés ici, pour valider qualitativement les résultats. Dans un second temps, d'autres simulations pourront être entreprises pour effectuer une véritable étude paramétrique et établir des lois de comportements.

En reprenant la représentation de la Fig. 5-12 pour trois conditions initiales de vitesse tangentielle, le tourbillon apparaît plus marqué, mais se déstabilise également plus vite (Fig. 5-16).

Tableau V.9 – Paramètres des simulations.

	Cas 1	Cas 2	Cas 3
$u_{\theta,i}$ (m/s)	$1,07 U_{bar}$	$1,6 U_{bar}$	$2,14 U_{bar}$
$r_{c,i}$ (m)	0,1c	0,1c	0,1c
Re_p	117	202	332

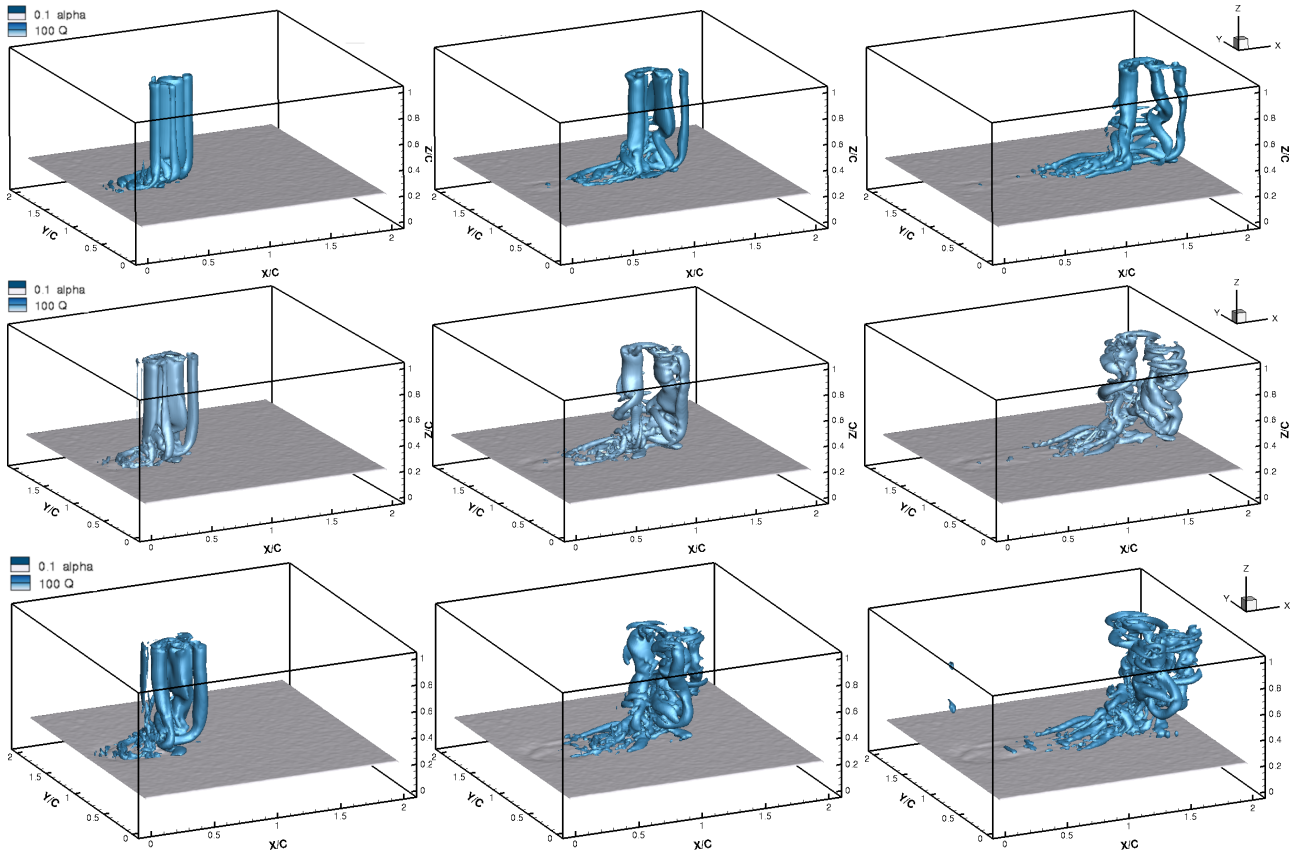


FIGURE 5-16 – Suivi du tourbillon : de gauche à droite, $t^* = 0,51$, $t^* = 1,02$, $t^* = 1,54$; de haut en bas, les conditions appliquées au vortex sont $u_{\theta,1}$, $u_{\theta,2}$, $u_{\theta,3}$. Le critère Q est un isocontour ($Q = 100$), le lit sédimentaire est indiqué par $\alpha_{sed} = 0,1$.

L'évolution spatio-temporelle de τ_* démontre bien l'augmentation de la contrainte en proche-paroi (Fig. 5-17) : le comportement reste semblable aux différentes vitesses tangentielles initiales, avec des ordres de grandeur correspondants à ceux mesurés expérimentalement. De la même manière, l'augmentation de la caractéristique $u_{\theta,i}$ entraîne une croissance de la vitesse axiale maximale dans l'écoulement (Tableau V.10).

Tableau V.10 – Influence de $u_{\theta,i}$ sur l'écoulement et le transport.

	Cas 1	Cas 2	Cas 3
h_{max}/c	0,34	0,53	0,85
m_{max} (g)	0,11	0,206	0,33
w_{max}/U_{deb}	0,79	1,15	1,4

Quelques données de transport sédimentaire sont extraites et comparées avec celles proposées dans le quatrième chapitre. Ainsi, la hauteur maximale du panache de particule h_{max} est indiquée Fig. 5-18a. Les résultats des calculs numériques montrent que le panache est amené d'autant plus haut dans la colonne d'eau que la vitesse u_{θ} est grande. Pour les deux vitesses les plus élevées ($u_{\theta,2}$ et $u_{\theta,3}$), un plateau est atteint, respectivement à $h_{max}/c = 0,3$ et $h_{max}/c = 0,6$: la matière soulevée reste

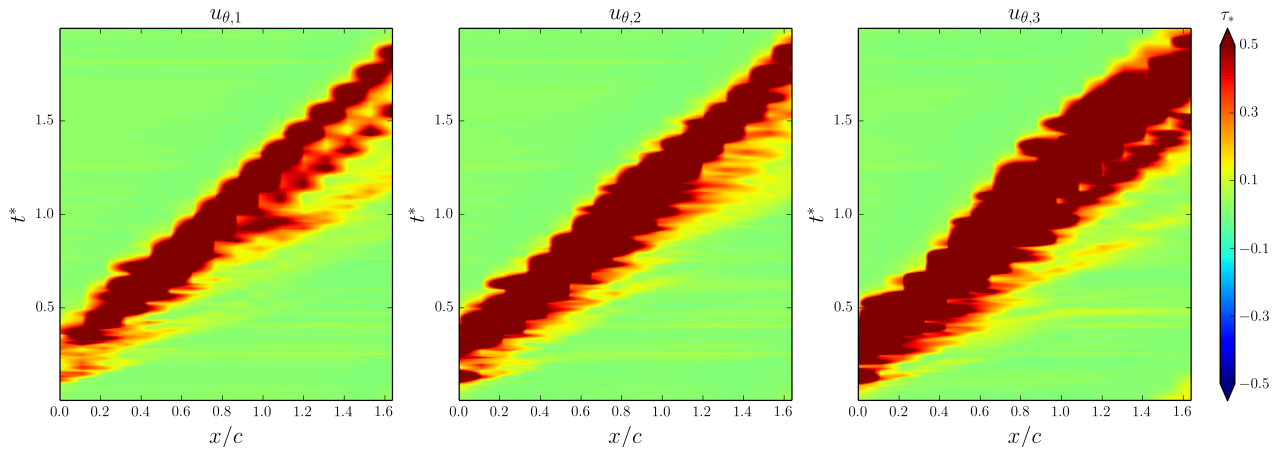
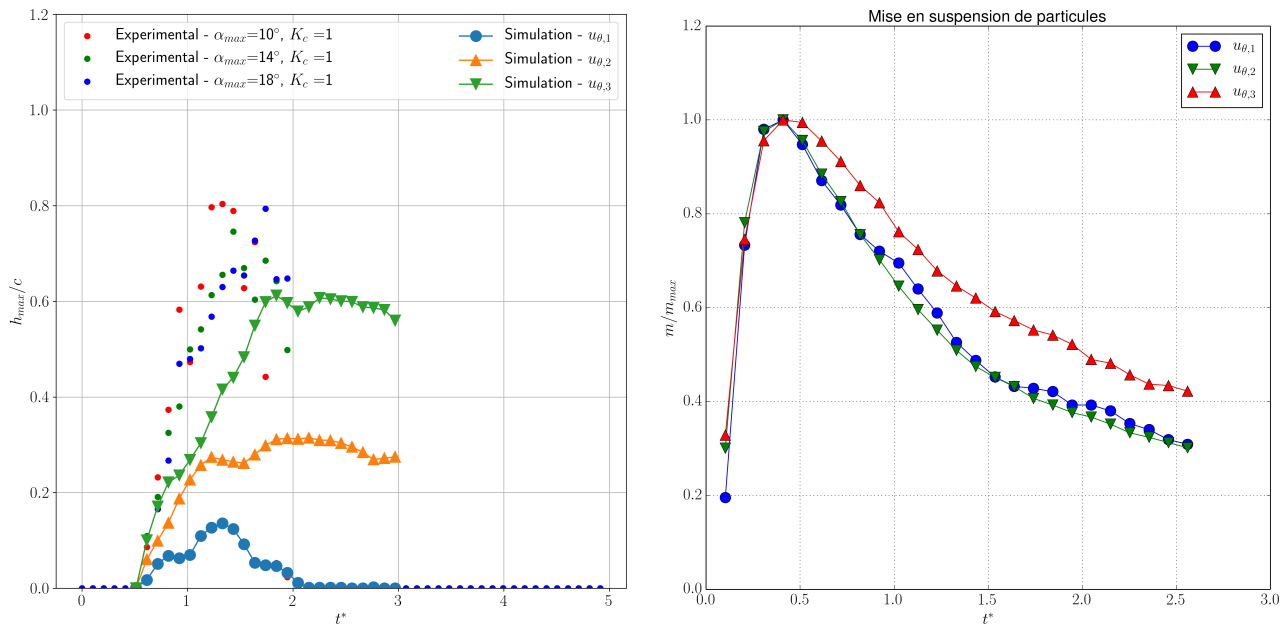


FIGURE 5-17 – Contraintes τ_* dans le plan médian au-dessus du lit sédimentaire. τ_* est ici calculée à partir des fluctuations de u' et w' pour être comparée aux résultats expérimentaux.

en suspension et est convectée par l'écoulement. A l'inverse, le cas $u_{\theta,1}$ voit les particules retomber avant la fin de la simulation : le panache ne reste en suspension que pendant un temps $\Delta t^* \approx 1,5$, soit environ 0,3 s. En comparant avec les données expérimentales (seuls les cas $K_c = 1$ sont représentés, avec $\alpha_{max} \in [10; 14; 18]^\circ$), les ordres de grandeur de h_{max} correspondent majoritairement au cas simulé numéro 3. Les zones de mesures étant restreintes, il n'est pas possible d'estimer le temps total de mise en suspension, car les particules sont toujours déplacées lorsqu'elles quittent la zone.



(a) Hauteur maximale h_{max}/c du panache de particules.

(b) Dynamique de la masse de sédiments m_{max} transportée.

FIGURE 5-18 – Transport de sédiments issu des simulations.

Alors que les mesures de transport solide sont limitées lors des expériences, la simulation numérique donne un accès aisé aux informations. Grâce à LAMMPS, les particules sont suivies individuellement, le calcul du transport est donc immédiat. La figure 5-18b présente la variation de sédiments transportés m/m_{max} avec le temps, la masse maximale étant indiquée dans le Tableau V.10. Les profils de mise en suspension restent semblables, la masse transportée étant la plus importante lors de l'apparition du tourbillon et la sédimentation étant progressive. En plus d'indiquer une variation temporelle de masse, ces courbes donnent également accès au débit solide, de l'ordre de 3,1 g/s (cas 1), 4,93 g/s (cas 2) et 6,88 g/s (cas 3). Ce débit instantané est directement dépendant de la vitesse tangentielle du tourbillon. Les évolutions spatio-temporelles des profils du lit sédimentaires pour les trois conditions de tourbillon sont proposées sur la Fig. 5-19.

Qualitativement, l'érosion du lit suivie d'une zone d'accrétion se retrouvent bien sur les graphiques. Le dépôt de sédiments est localisé pour l'expérience autour de $x/c = 1$, mais les deux cas sont difficilement comparables : les échelles temporelles diffèrent complètement. En effet, les données expérimentales ne permettent de reconstruire la déformation du lit sédimentaire que sur des temps "longs" (au moins de l'ordre de la minute) par rapport aux calculs numériques. La première partie de chacune de ces courbes présente une augmentation d'altitude, liée à la décompaction du lit sédimentaire et à son transport. Les différences entre les trois conditions imposées au vortex se traduisent par une érosion plus marquée lorsque $u_{\theta,1}$ augmente : visuellement, le même comportement s'observe sur le lit sédimentaire représenté au pas de temps $t^* = 1,54$ de la Fig. 5-12.

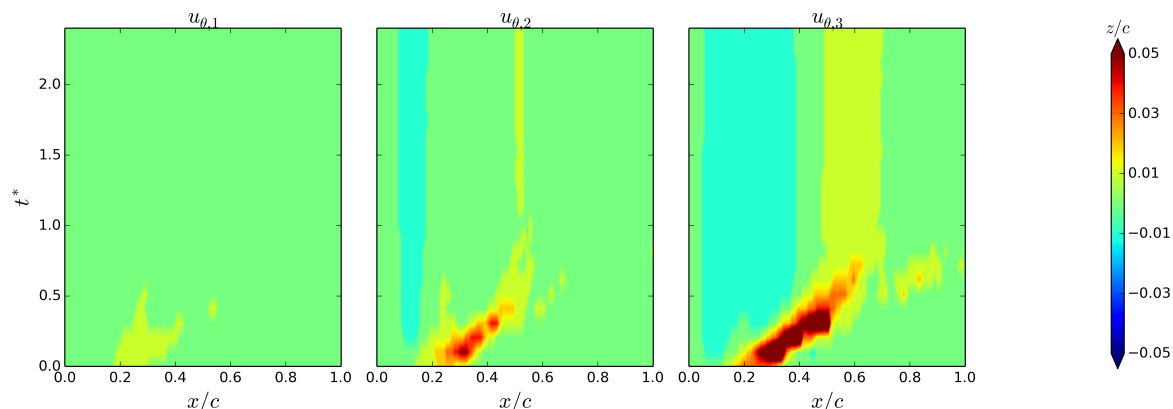


FIGURE 5-19 – Evolution spatio-temporelle du lit sédimentaire dans le plan médian du domaine ($y/c = 1$) pour trois conditions imposées au tourbillon.

Pour terminer, la figure 5-20 propose une comparaison purement qualitative des sédiments mobilisés en numérique et en expérimental, pour des pas de temps équivalents et une même échelle spatiale. Les résultats expérimentaux sont issus de l'éclairage d'une nappe laser de 2 mm de large, la totalité des sédiments mobilisés n'est donc pas visible. La figure illustre bien que la matière soulevée obéit à une même dynamique en expérimental et en numérique (notamment en ce qui concerne les dimensions, qui sont cohérentes entre elles).

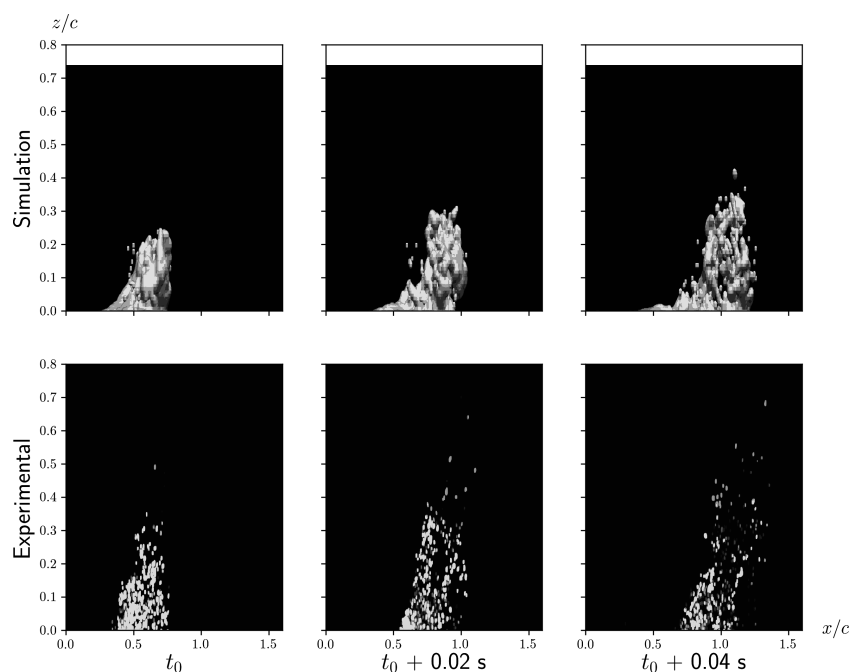


FIGURE 5-20 – Comparaison entre champs expérimentaux et données simulées pour la mise en suspension. La présence de particules est indiquée avec une concentration faible ($\alpha_{sed} = 0,01$).

V.4 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre, une procédure permettant d'étudier numériquement la mise en suspension de sédiments, induite par un tourbillon isolé, a été présentée. Après un descriptif du code de calcul employé et de ses spécificités (approche CFD / DEM), la méthodologie reproduisant la physique de l'expérience avec tourbillon vertical a été introduite. Cette partie du travail a été l'occasion de proposer un sujet de stage de Master 2 et de participer à l'encadrement. Ainsi, la mise en place d'un ensemble de scripts et d'une automatisation de la procédure modélisant l'expérience a été proposée par G. Lindner.

Cette approche numérique décrit bien l'écoulement tourbillonnaire se propageant, principalement dans la région proche paroi, avec une prise en compte des composantes axiales de la vitesse, une trajectoire cohérente avec les résultats expérimentaux et une courbure marquée au pied du tourbillon. Une des perspectives principales est d'améliorer la stabilité du vortex produit numériquement : celui-ci se scindant rapidement, les caractéristiques divergent de l'expérience (chute du rayon, de la circulation...).

La mise en suspension des sédiments est bien reproduite : le panache de sédiments est soulevé à une altitude comparable à l'expérience et une déformation du lit sédimentaire est observable. Les caractéristiques du tourbillon fournies en entrée doivent par contre être adaptées pour assurer une bonne cohérence entre expériences et simulations.

Plusieurs pistes sont à explorer pour affiner la simulation :

- intégration de l'interface représentant la surface libre.
- prise en compte de profils de vitesse expérimentaux ou avec une couche limite plus développée.
- implémentation de modèles théoriques de tourbillons supplémentaires (prise en compte de la vitesse axiale par exemple).
- étude aux temps longs des simulations, pour visualiser les morphologies créées par le tourbillon.

Ces différentes améliorations sont à inclure dans une approche globale de *lammmpsFoam*, car elles impliquent l'emploi de certains utilitaires d'OpenFOAM et des modifications dans la compilation du solveur original de [Sun et Xiao \(2016b\)](#). A terme, ce projet pourrait être couplé avec d'autres travaux en cours à l'Institut P', tels que l'étude du mascaret ([Satria Putra et al., 2017](#)), ou l'implémentation de berges érodables. Des complexifications du lit sédimentaire sont possibles, par une prise en compte des effets cohésifs entre particules ([Xu et al., 2017](#)), ou l'utilisation de géométries "réalistes", basées sur l'emploi de chaînes de particules ([Sun et al., 2017](#)). Le code LAMMPS autorise, de par son approche "matériaux", des considérations sur les réactions chimiques entre espèces : il serait envisageable d'employer ces caractéristiques pour étudier le traçage de polluants ou d'ETM (Elements Traces Métalliques).

Elements d'analyse du tourbillon d'axe horizontal

VI.1 Considérations hydrodynamiques	135
VI.1.1 Ecoulements initiaux	135
VI.1.2 Génération d'un tourbillon	137
VI.1.3 Observations en présence de sédiments	140
VI.2 Mesures volumiques	142
VI.3 Conclusions et perspectives	145

Ce chapitre est consacré aux écoulements à l'aval d'un profil horizontal mis rapidement en incidence. Le dispositif expérimental employé, présenté lors du Chapitre II, est déplacé selon deux sens de rotation : il génère des vortex isolés soit en direction de la surface libre, soit vers le fond du canal hydro-sédimentaire. Deux conditions de rugosité de paroi sont également étudiées.

Des mesures par PIV donnent accès aux champs de vitesse de l'écoulement dans le plan médian vertical du canal. Les champs initiaux sont tout d'abord caractérisés, en absence de mouvement du générateur, soulignant le sillage du profil et ses effets sur la couche limite. Par la suite, les résultats obtenus font état d'une influence nette de la rotation du profil sur les vitesses de l'écoulement, sur les répartitions des types de structures turbulentes observables et sur les trajectoires des centres des vortex. Des observations sont ensuite menées en présence d'un lit de sédiments : une morphologie particulière des régions érodées est mise en avant pour un cas donné d'écoulement tourbillonnaire, évoquant une structuration tridimensionnelle du tourbillon en proche-paroi.

Enfin, des mesures volumiques par suivi de particules (*Particle Tracking Velocimetry* - PTV) ont été réalisées lors d'une démonstration de la société LaVision. Le système Shake-The-Box a été testé sur quelques cas représentatifs de l'écoulement tourbillonnaire d'axe horizontal et a fourni des résultats préliminaires sur son comportement tridimensionnel.

VI.1 Considérations hydrodynamiques

VI.1.1 Ecoulements initiaux

Le générateur est installé au sein du canal hydro-sédimentaire. Le débit employé est $Q_f = 20$ L/s. Comme pour le cas vertical, deux conditions de rugosité de paroi sont testées (dénommées par la suite plaque lisse - PL - et plaque rugueuse - PR).

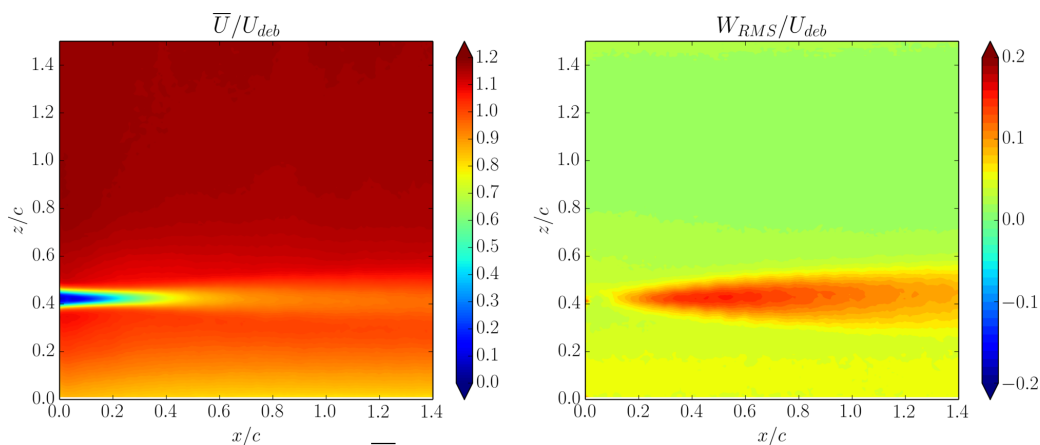


FIGURE 6-1 – Champ moyen \bar{U}/U_{deb} (à gauche) et écart-type W_{RMS}/U_{deb} (à droite).

La zone d'intérêt est considérée dans le plan médian du canal, à l'aval du profil. Hors de tout mouvement de ce dernier, un sillage s'établit à son aval, visible sur les champs de vitesse moyens (Fig. 6-1 gauche) ou RMS (Fig. 6-1 droite).

Les profils de couche limite sont alors modifiés par ce sillage et un déficit de vitesse U_d est observable, de l'ordre de $0,2 U_{deb}$ pour la plaque rugueuse et de $0,15 U_{deb}$ pour la plaque lisse (Fig. 6-2a). Les fluctuations en proche-paroi sont de l'ordre de $0,1 U_{deb}$ pour les deux conditions de rugosités pour la composante longitudinale, et l'épaisseur de couche limite est $\delta = 22\%$ de h_e (comparable à celle obtenue dans le cas du générateur vertical). Les contraintes turbulentes sont fortement impactées par le sillage, comme illustré sur la Fig. 6-2b.

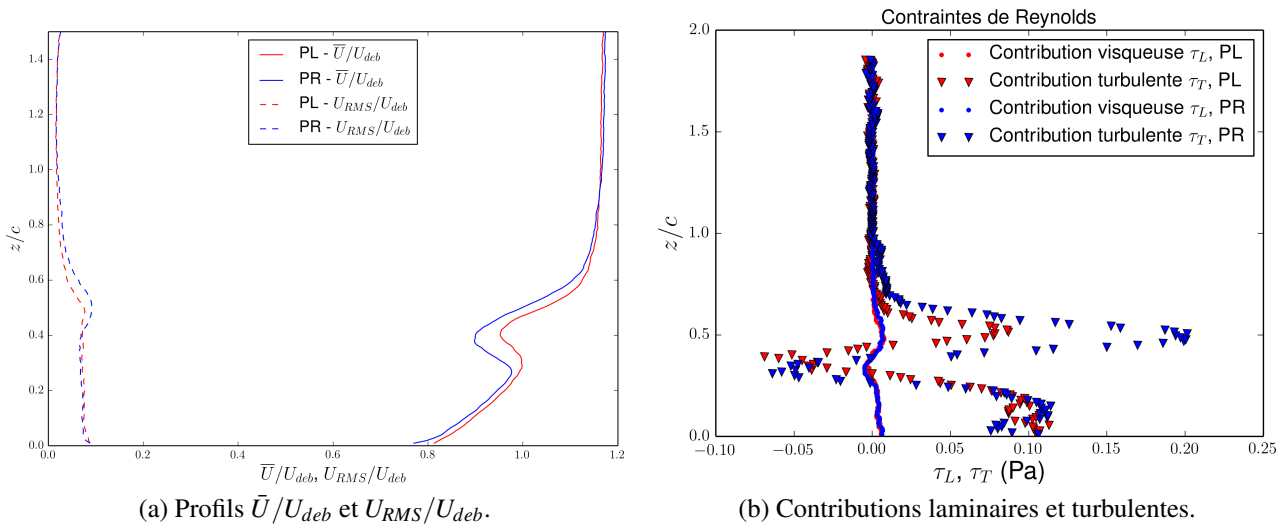


FIGURE 6-2 – Caractérisation de l'écoulement initial à $x/c = 1,31$; $y/c = 0$, avec deux rugosités de paroi différentes (plaque lisse - PL - et plaque rugueuse - PR).

Les vitesses de cisaillement à la paroi u_* et le nombre de Shields sont calculés (via les contraintes, Fig. 6-2b) : leurs valeurs sont indiquées dans le Tableau VI.1. Ces valeurs sont légèrement inférieures à celles mesurées dans le cas du générateur vertical.

Tableau VI.1 – Estimation de la vitesse de cisaillement et du critère de Shields.

Condition	Lisse	Rugueuse
u_* (mm/s)	10,3	9,1
τ_*	0,012	0,0097

La répartition des différents types de structures turbulentes est exposée dans le Tableau VI.2 lorsque l'écoulement n'est pas perturbé. Les quadrants Q3 (*inward interactions*) sont minoritaires (22%), les Q2 (*ejections*) étant un peu plus présents (27%). Les répartitions sont semblables pour les deux conditions de rugosité. Par rapport aux types de structures qui étaient identifiés pour le générateur vertical, les Q1 sont un peu plus présents (24% ~ 25% au lieu de 21%~22%), avec des Q4 à l'inverse moins fréquents (26% au lieu de 30%) : l'écoulement à l'aval du profil d'axe vertical présenterait proportionnellement plus de fluctuations ($u' < 0$; $w' < 0$) qu'à l'aval du profil horizontal.

Tableau VI.2 – Répartition des quadrants avant passage d'un tourbillon.

Q1 : *outward interactions*, Q2 : *ejections*, Q3 : *inward interactions*, Q4 : *sweeps*.

Condition	Q1 (%)	Q2 (%)	Q3 (%)	Q4 (%)
Lisse	25,1	27	22,5	25,4
Rugueuse	24,2	27,1	22,2	26,5

VI.1.2 Génération d'un tourbillon

L'impulsion du profil se fait soit suivant une rotation anti-horaire, vers la surface libre (notée \uparrow), soit avec une rotation horaire, vers le fond du canal (notée \downarrow). Seul un angle $\alpha_{max} = 14^\circ$ est étudié ici, avec trois lois de vitesse ($K_c \in [1, 5, 10]$).

Dans les deux types d'impulsion, les centres des vortex générés suivent une trajectoire courbe et sont rapidement redirigés par l'écoulement vers le plan du profil ($z/c \approx 0,4$). Par exemple, les courbes présentées dans la Fig. 6-3 expriment des trajectoires avec une variation de loi de vitesse (K_c) et de sens d'impulsion (\uparrow ou \downarrow).

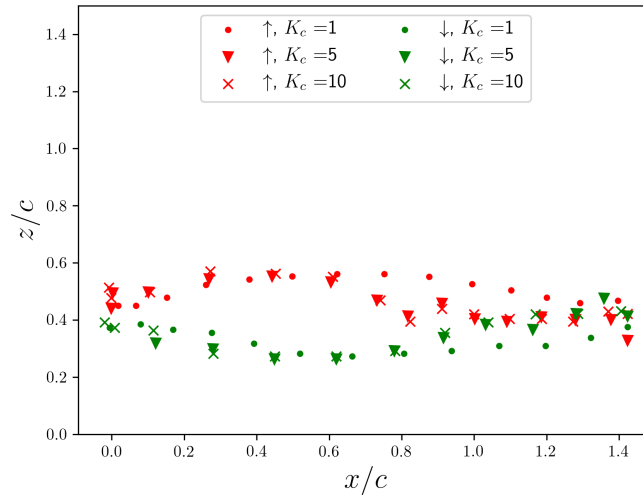


FIGURE 6-3 – Trajectoires identifiées. Cas $\alpha_{max} = 14^\circ$, plaque lisse.

Celles-ci sont déterminées via le programme *VortexFitting*. Le paramètre de vitesse du profil a une influence sur les chemins parcourus par les centres tourbillonnaires : il semble que, lorsque K_c croît, la structure rejoint le plan $z/c \approx 0,4$ plus rapidement. Cela pourrait être piloté par l'intensité du vortex secondaire, présenté dans la suite de ce paragraphe.

Les Fig. 6-4 et 6-5 présentent le vortex sur trois pas de temps. Une petite allée tourbillonnaire est visible pour la zone où $u' > 0$, c'est-à-dire du côté où a eu lieu l'impulsion. Les composantes u'/U_{deb} et w'/U_{deb} atteignent des valeurs maximales aux alentours de $\pm 0,5 U_{deb}$, pour les deux directions d'impulsion.

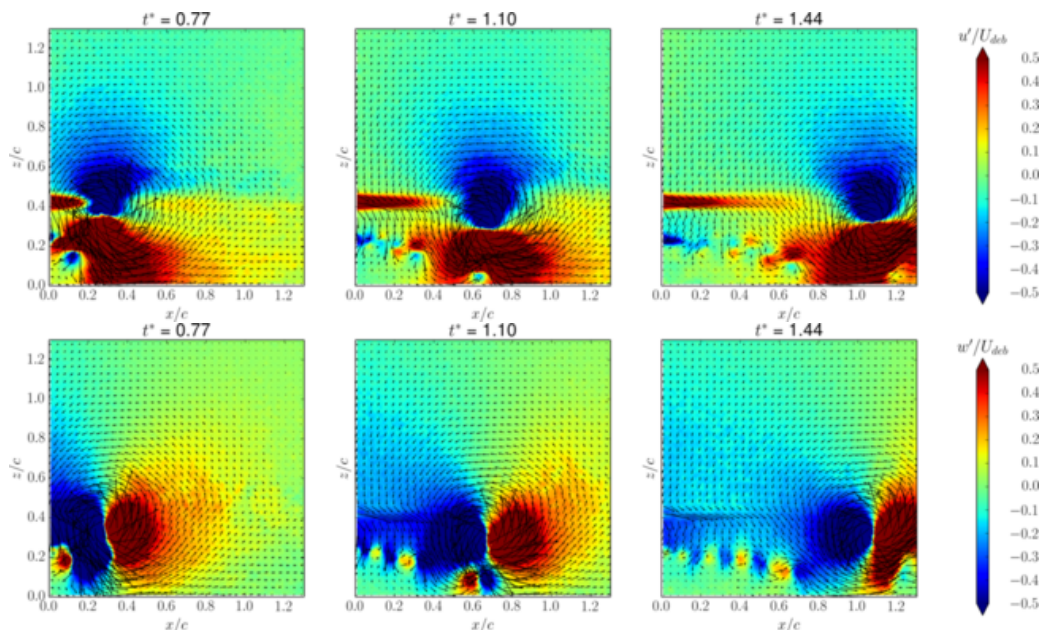


FIGURE 6-4 – Composantes u'/U_{deb} et w'/U_{deb} . Cas \downarrow , $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$, sur plaque lisse.

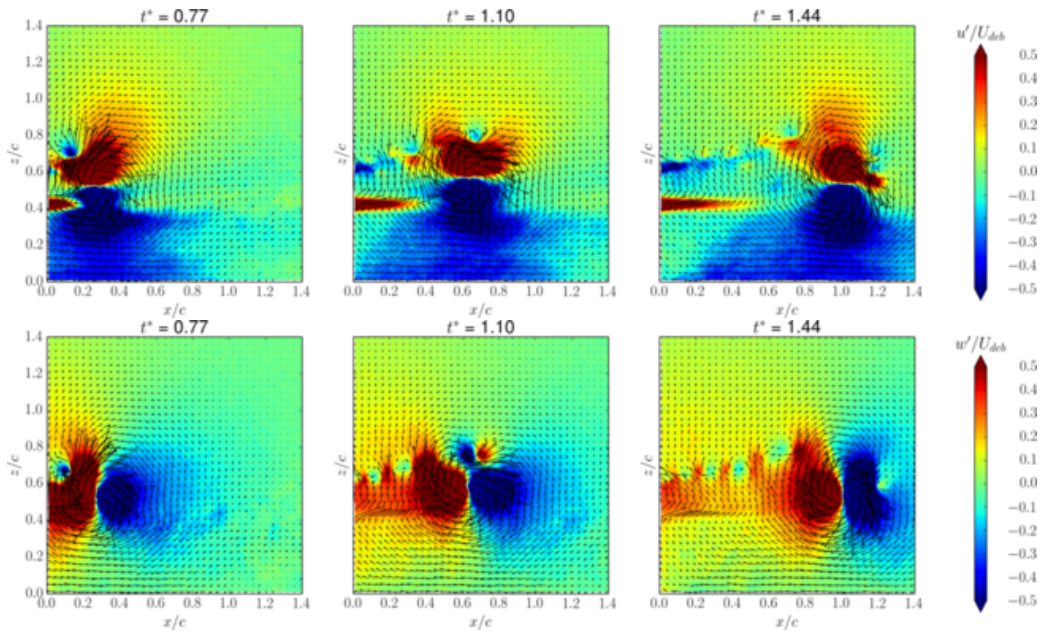


FIGURE 6-5 – Composantes u'/U_{deb} et w'/U_{deb} . Cas \uparrow , $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$, sur plaque lisse.

Le calcul de la composante axiale de vorticité ω_z , présentée Fig. 6-6, fait ressortir la présence d'une structure principale et d'une structure secondaire, de rotations opposées, et de l'allée tourbillonnaire résultant du mouvement du profil. Le vortex secondaire, comme celui observé dans le troisième chapitre, orbite autour du tourbillon principal. Les ordres de grandeur de ω_z sont équivalents pour les deux conditions de rotation de profil. Par rapport au plan du profil, les vortex sont symétriques, sauf la structure secondaire qui apparaît déformée lorsqu'elle est proche du fond. Visuellement, le champ de vorticité pour l'impulsion \uparrow est proche de celui observé pour le tourbillon d'axe vertical (l'allée tourbillonnaire étant toutefois plus marquée dans le cas du générateur horizontal).

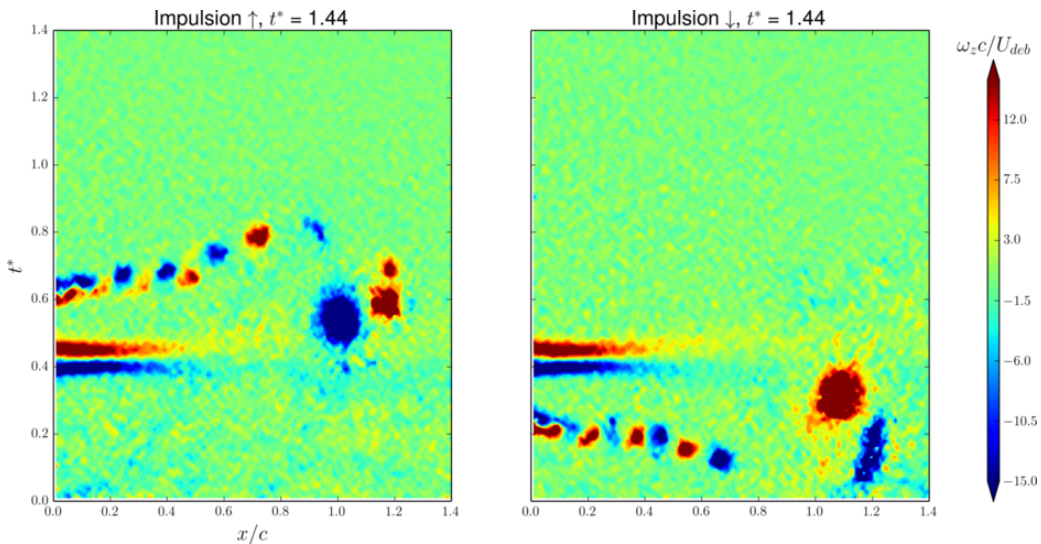


FIGURE 6-6 – Vorticité ω_z pour les deux types d'impulsion, à un même instant.

Les dynamiques de répartition des quadrants dans la zone de mesure sont indiquées sur la Fig. 6-7. La loi de vitesse appliquée n'a aucun impact notable. Un tourbillon généré par une impulsion vers le fond se traduit en termes de structures turbulentes par une augmentation drastique des *inward interactions*, qui occupent jusqu'à 75% de la région de mesures. Les Q1 (*outward interactions*) et Q2 (*ejections*) chutent, jusqu'à ne composer que 4 à 5% de l'écoulement, pendant que les *sweeps* croissent. Une impulsion ascendante engendre un comportement inverse : la présence de *outward interactions* augmente jusqu'à occuper 70% de l'écoulement, tandis que les Q3 (*inward interactions*)

et Q4 (*sweeps*) ne constituent qu'un fragment dans la zone de mesure. La dynamique des quadrants pour l'impulsion \uparrow présente un même comportement que pour le générateur vertical pour les Q1 et Q2. Les variations de Q3 et Q4 diffèrent : dans le cas du profil vertical, une proportion non-négligeable est occupée par les *inward interactions* et les *sweeps* (de 10% à 40% selon les cas). Ainsi, des fluctuations de vitesses $w' < 0$ s'observent pour le tourbillon vertical, mais pas pour celui d'axe horizontal, où la quasi-totalité des fluctuations de vitesse axiale sont orientées vers la surface libre.

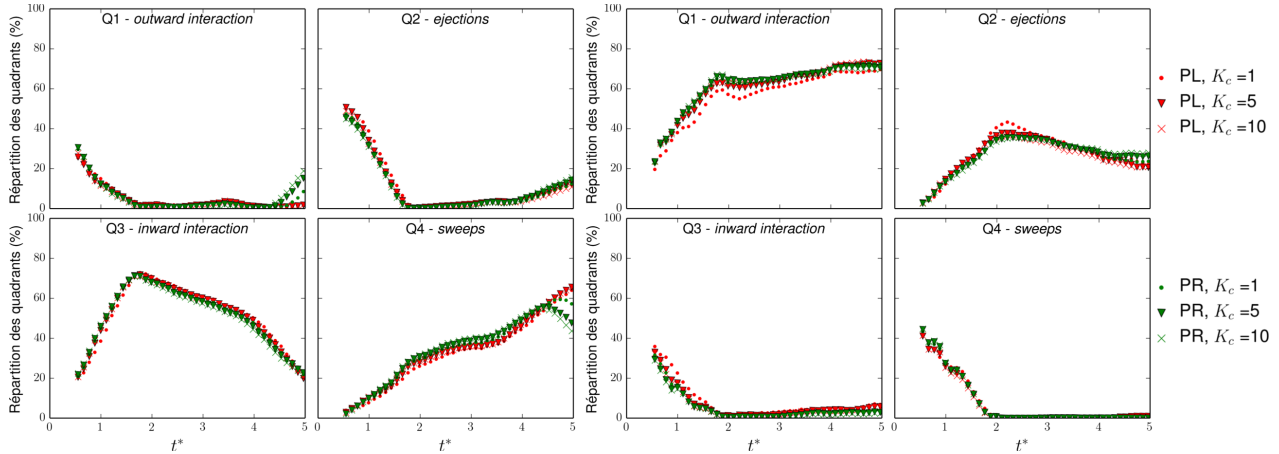


FIGURE 6-7 – Répartition des quadrants lors d'une impulsion \downarrow (à gauche) ou \uparrow (à droite).

Les régions occupées par chaque type de structure turbulente sont indiquées Fig. 6-8 et 6-9 pour les deux types d'impulsion (\uparrow , \downarrow) et les deux rugosités de paroi (lisse, rugueuse). Il est visible qu'après le passage du vortex (colonne $t^* = 1,77$ des Fig. 6-8 et 6-9), un sillage reste présent : il est composé de Q3 et de Q4 pour le cas \downarrow , de Q1 et de Q2 pour le cas \uparrow (visible également sur la Fig. 6-7). La régularisation de l'écoulement et le retour vers la répartition moyenne des quadrants du Tableau VI.2 s'opèrent sur un temps plus long. La rugosité ne semble pas avoir d'impact observable.

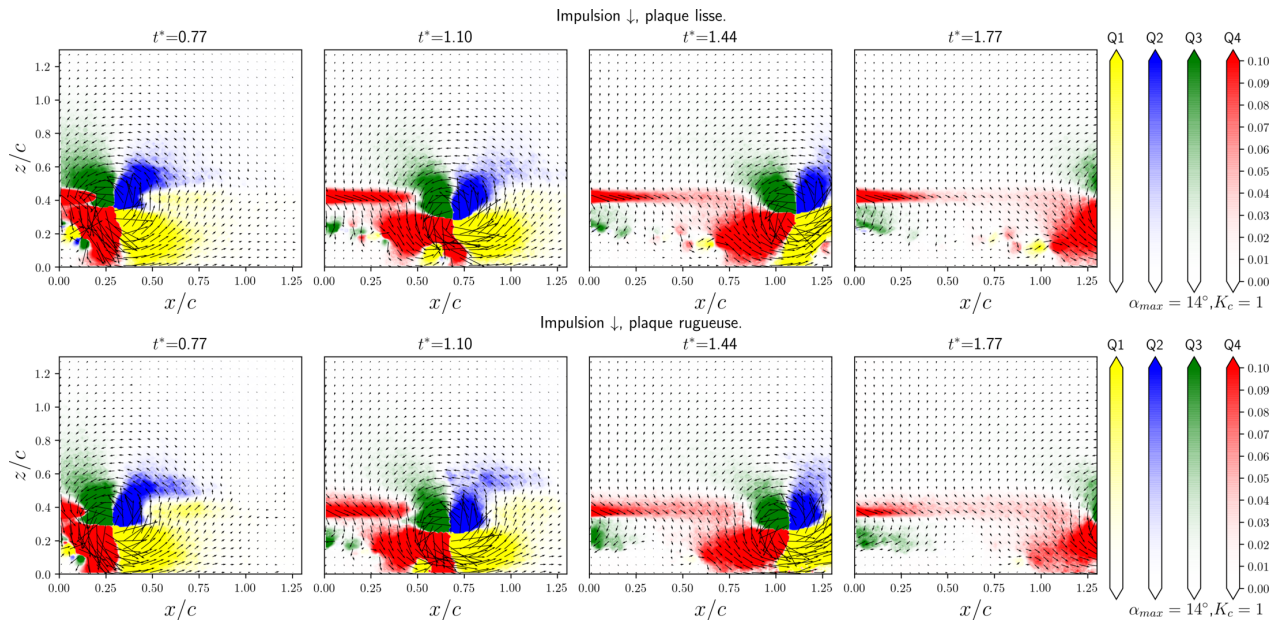
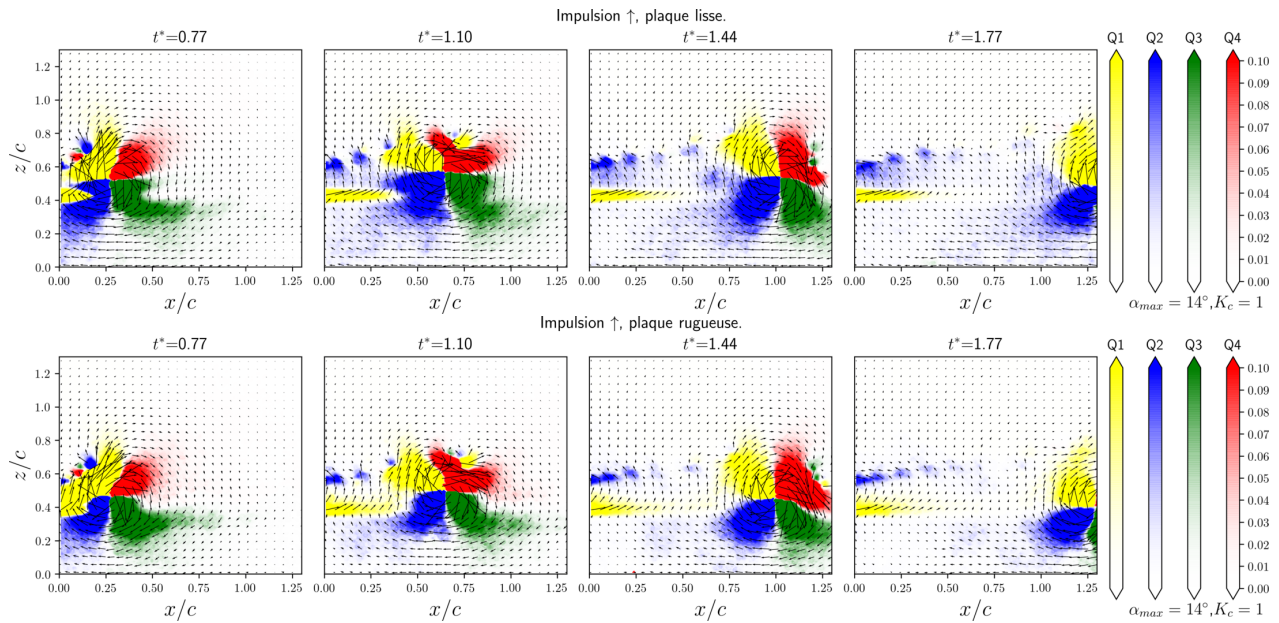


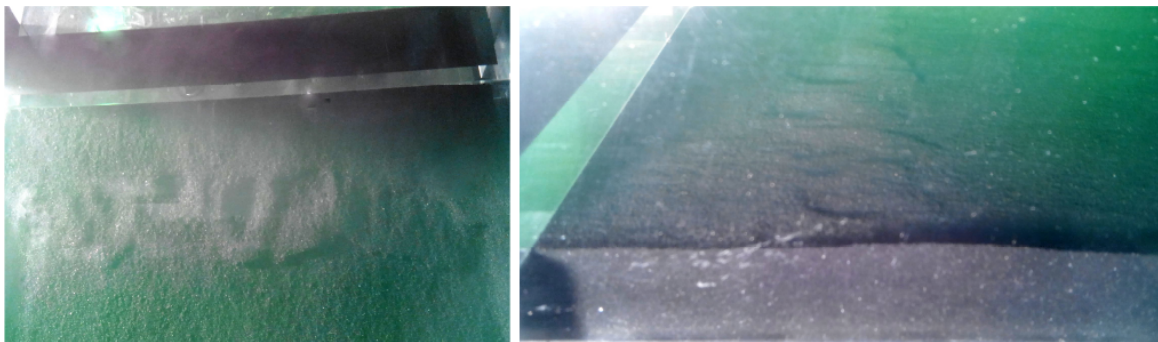
FIGURE 6-8 – Analyse par quadrants. Cas $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$.

Comme mentionné lors du deuxième chapitre, des cales ont été conçues pour pouvoir surélever le générateur de tourbillons par rapport au fond du canal. Ainsi, de futures expériences avec une étude paramétrique de l'angle pourront être menées (l'angle était ici limité à 14°), et comparées aux résultats du troisième chapitre. Les champs de vitesse exposés ici seront analysés par la suite : les tailles des structures observables, les caractéristiques des tourbillons (circulation, vitesse tangentielle...) pourront être étudiées.


 FIGURE 6-9 – Analyse par quadrants. Cas $\alpha_{max} = 14^\circ$, $K_c = 1$.

VI.1.3 Observations en présence de sédiments

Les campagnes d'expériences ont pour but d'effectuer des mesures de mise en suspension, comme proposé au quatrième chapitre. Les premières observations font apparaître des motifs particuliers d'érosion lors d'impulsions en direction de la surface libre. Ceux-ci sont composés de petites ellipses réparties sur la largeur du canal, à une distance *a priori* fixe du profil et sont visibles sur les photographies de la Fig. 6-10. La mobilisation des sédiments est schématisée sur la Fig. 6-11.


 FIGURE 6-10 – Zones d'érosion vues du dessus (à gauche) et de côté (à droite), impulsion \uparrow .

Ces observations sont valables lorsque le mouvement du profil se fait en direction de la surface libre : le mouvement \downarrow balaye quant à lui une certaine quantité de sédiments lors du passage du vortex sur le fond sédimentaire, mais n'induit pas de morphologie particulière identifiable.

Les régions érodées semblent se former à une distance d'environ $1c$ de l'extrémité du profil. Les dimensions sont de l'ordre de $0,4c \sim 0,6c$ de longueur, pour une largeur de $0,1 \sim 0,2c$. Elles apparaissent à intervalles réguliers, avec des centres espacés d'environ $0,5c$, mais pas toujours aux mêmes endroits. Le comportement évoque une instabilité, qui pourrait dépendre des petites fluctuations en surface du lit sédimentaire par exemple. Les expériences visant à obtenir des images de la mise en suspension des sédiments se sont avérées difficiles en raison de l'imprédictibilité des zones d'érosion.

En fait, une structure tourbillonnaire bidimensionnelle "simple", en rouleau, dirigée soit vers la surface libre, soit vers le fond sédimentaire, est attendue (ce que laisse présager les plans PIV effectués, Fig. 6-4 et 6-5 par exemple). Le fait que des cellules d'érosion distinctes soient observées suggère qu'une structuration tridimensionnelle interne à l'écoulement est présente.

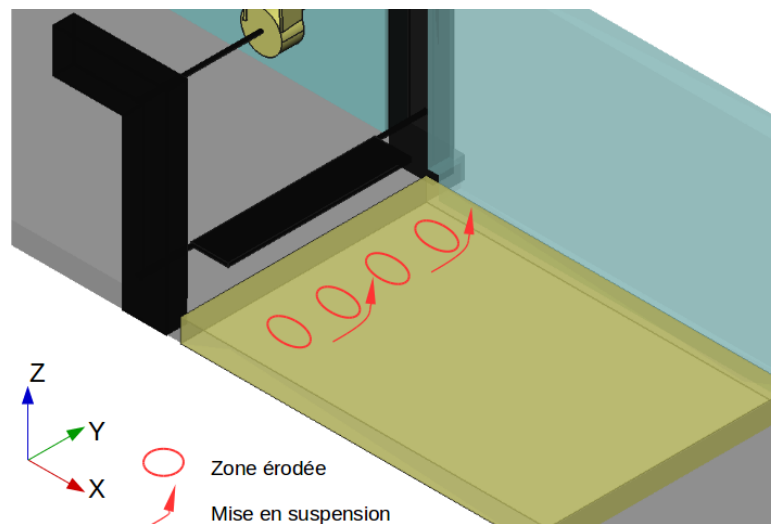


FIGURE 6-11 – Schéma de l'érosion du sédiment avec le tourbillon horizontal, impulsion \uparrow .

Dans une récente étude, Buchner et al. (2017) relatent la présence de tourbillons de Görtler au sein d'écoulements à l'aval d'une plaque mise rapidement en incidence. Ils identifient des éléments dont les dimensions sont de 10% à 15% de la corde du profil employé et dont la source serait une instabilité centrifuge. Ce type d'approche pourrait contribuer à la compréhension des phénomènes tridimensionnels observés en proche-paroi. On retrouve d'ailleurs des instabilités de type Taylor-Görtler dans d'autres phénomènes comme les écoulements au sein de cavités -*Lid Driven Cavity*- (Migeon, 2002; Migeon et al., 2003).

Hormis ces phénomènes d'érosion sous forme d'ellipse, une autre étude envisageable est la structuration du lit créée par la mise en incidence statique du profil. Par exemple, la Fig. 6-12 présente la formation sédimentaire créée en présence d'un écoulement $Q_f = 20$ L/s, après une minute d'expérience, pour un angle statique de 20° . La zone d'affouillement est uniforme sur la largeur du canal, et une ride homogène commence à se former. L'utilisation de la méthode de stéréo-corrélation donnerait ici accès à la morphologie du lit, et une étude paramétrique pourrait être intéressante. Quel type de structure sédimentaire, quelle longueur d'onde, quel affouillement maximal ... seraient observés, pour des variations de débits Q_f , de hauteur de surface libre h_e , d'angles statiques ? Les quelques observations réalisées sur la structure de la Fig. 6-12 mettent en avant des stries longitudinales de sédiments, dans l'axe de l'écoulement, au niveau de la région affouillée. Ces stries sont probablement liées à la concavité du fond sédimentaire : l'écoulement est déstabilisé et des structures transverses apparaissent.

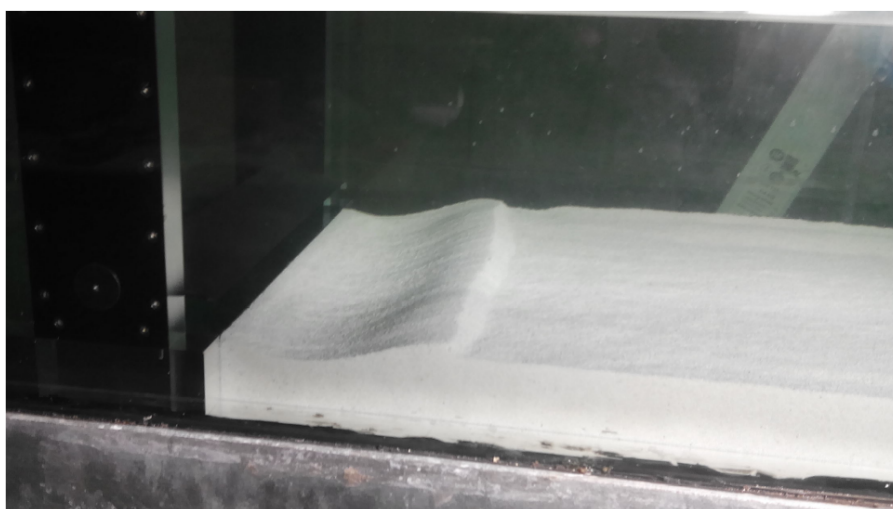


FIGURE 6-12 – Motif observé sur un lit de sédiments avec un angle statique de 20° .

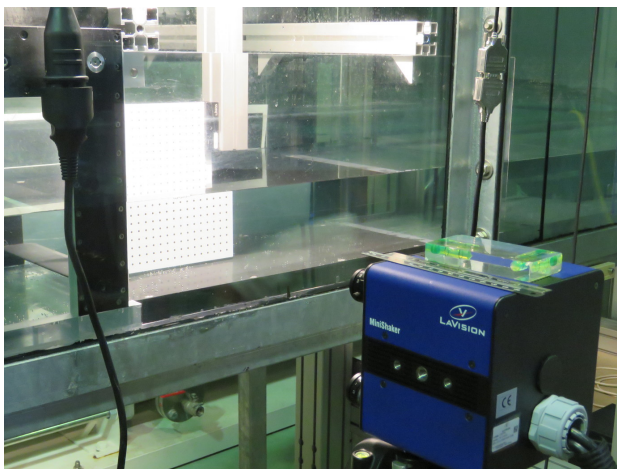
VI.2 Mesures volumiques

Lors de cette thèse, l'occasion s'est présentée de tester au laboratoire un dispositif de mesure particulier employant la méthode Shake-The-Box. L'objectif principal est de vérifier la faisabilité et l'utilisation de tels moyens sur les problématiques étudiées à l'Institut P'. Les tests ont été effectués sur l'écoulement produit par le générateur d'axe horizontal, lors de la matinée du 3 juillet 2018. Les essais ont été menés avec Judith Vatteville et Cédric Dégouet de la société **LaVision**, l'Institut P' ne disposant pas actuellement de la métrologie nécessaire. Cette technique de mesure diffère des méthodes du deuxième chapitre : elle fonctionne par un suivi lagrangien de particules (PTV : *Particle Tracking Velocimetry*) sur des écoulements ensemençés, et fournit des champs de vitesse volumiques résolus en temps. La méthode est ainsi dite 4D (trois dimensions spatiales, une temporelle).

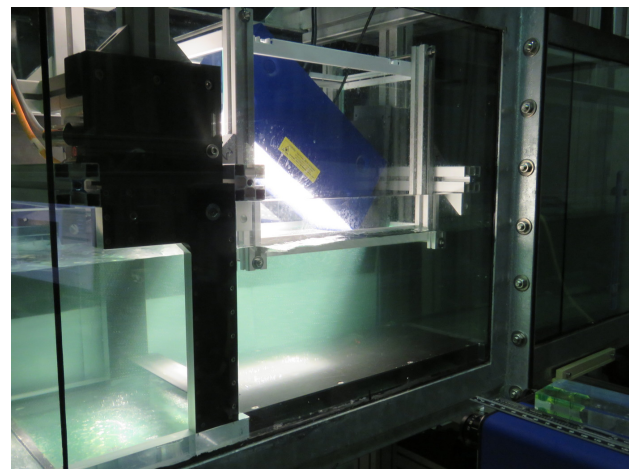
Le principe est de déterminer, pour chaque particule de l'écoulement, son état aux pas de temps suivants, pour en reconstituer la trajectoire. Ainsi, lorsqu'une particule est détectée, l'algorithme effectue une recherche dans les trois dimensions spatiales pour identifier la position la plus probable au pas de temps suivant. La méthode n'est pas détaillée ici, on pourra se référer à [Schanz et al. \(2016\)](#) pour plus de précisions.

Mise en place de la métrologie

Ici, le dispositif employé est un MiniShaker L. Il consiste en un boîtier incluant 4 caméras USB avec des angles de $\pm 5^\circ$ entre elles (Fig. 6-13a). Ces caméras sont équipées d'objectifs 16 mm et ont un temps d'exposition de 400 μ s. Les images enregistrées sont de dimensions 1920 x 720 px², avec une région d'intérêt réduite à 1430 x 700 px² pour les besoins de l'expérience. La fréquence d'acquisition est de $f_{acq} = 280$ Hz, pendant une durée d'environ 3,6 s (1000 images). Un signal TTL synchronise l'acquisition avec le mouvement du profil, et 100 images sont enregistrées avant le début de l'impulsion. Le logiciel employé est Davis en version 10.0.4.



(a) Calibrage du dispositif MiniShaker.



(b) Panneau à LED éclairant la zone de mesure.

FIGURE 6-13 – Mise en place des mesures par la méthode Shake-The-Box.

L'éclairage est également modifié : les enregistrements n'ont pas nécessité d'illumination laser, mais seulement un panneau à LED. Celui-ci est un FlashLight-3000, pulsé à 280 Hz avec une durée d'éclairage de 350 μ s (Fig. 6-13b). Le panneau de LED est installé au-dessus du canal, dans un aquarium de dimensions 29 cm x 19 cm x 39 cm affleurant la surface libre : par rapport aux expériences d'origine, la condition aux limites est modifiée.

La mire est placée initialement dans le plan médian du canal (soit à 165 mm de chaque paroi), à 7 mm en aval du profil horizontal. Elle est déplacée par une table Melles Griot selon la largeur du canal, de -40 à +40 mm autour de la position de référence par pas de 10 mm (soit 9 images de calibrage par caméra). La région mesurée est d'environ 200 mm sur 80 mm de haut avec une profondeur de champ de 80 mm, soit 4c x 1,6c x 1,6c.

Deux débits différents ont été étudiés, $Q_1 = 18,3$ L/s (avec une hauteur d'eau $h_e = 20,3$ cm, soit $U_{deb} = 0,270$ m/s) et $Q_2 = 23,5$ L/s (avec une hauteur d'eau $h_e = 21$ cm, soit $U_{deb} = 0,336$ m/s). Seule la condition de plaque lisse au fond du canal a été étudiée. L'écoulement est ensemencé par 10 g de particules Vestosint (dont 5 g d'un diamètre de $20\ \mu\text{m}$ et 5 g d'un diamètre de $50\ \mu\text{m}$).

Résultats

Les informations sont générées sous la forme de listes de particules, puis visualisées sous la forme de trajectoires (Fig. 6-14) avec Davis. Les particules détectées sont reliées entre elles pour souligner les chemins parcourus (ici, sur 10 pas de temps consécutifs).

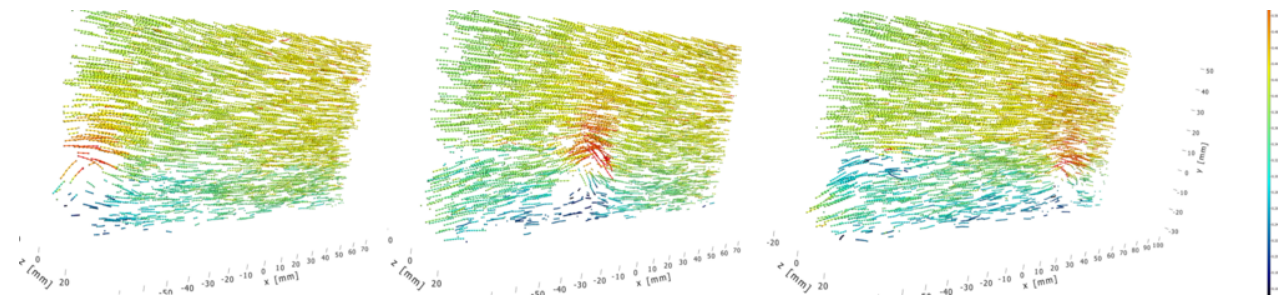


FIGURE 6-14 – Visualisations issues de Davis 10.04 et du module Shake-The-Box.

La Fig. 6-15 présente, aux premiers temps du passage du tourbillon, les différentes zones observables : les trajectoires loin de la paroi sont relativement rectilignes et suivent bien l'écoulement de base. Le vortex est remarquable par deux zones de particules lentes (en proche-paroi) ou rapides (loin de la paroi), avec une région centrale sans particules identifiées.

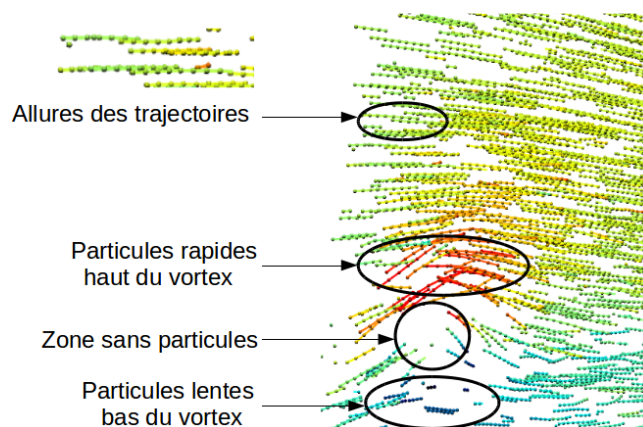


FIGURE 6-15 – Grossissement des trajectoires au passage du vortex.

Pour une représentation plus visuelle du vortex, les données peuvent être interpolées sur des grilles composées de voxels de dimensions données : des champs de vitesse "standards", comparables à des données issues de mesures PIV, sont obtenus. Des opérations comme la soustraction du champ moyen peuvent être opérées. Par exemple, les Fig. 6-16 et 6-17 proposent la visualisation des trois composantes de vitesses (u' , v' , w'), interpolées sur des voxels de 48 pixels de côté avec un recouvrement de 75%. Le champ moyen est calculé sur les 1000 champs à disposition, puis soustrait aux champs instantanés. Les variables sont présentées sous leur forme adimensionnée, avec c pour les variables de longueur et U_{deb} pour les vitesses. Il est visible sur les Fig. 6-16 et 6-17 que les cas étudiés manquent de données, surtout au centre du vortex (cela était déjà le cas sur la Fig. 6-14, avec peu de trajectoires affichées). De plus, les volumes mesurés sont grands (80 mm de profondeur de champ) et la fréquence d'acquisition trop faible pour l'écoulement considéré : les déplacements sont importants entre deux impulsions lumineuses. Il serait possible de focaliser les mesures sur une zone plus restreinte, entre $x/c \in [0;2]$ et $y/c \in [0;1]$ par exemple, et d'augmenter la fréquence d'acquisition, pour bénéficier de meilleures résolutions spatiale et temporelle.

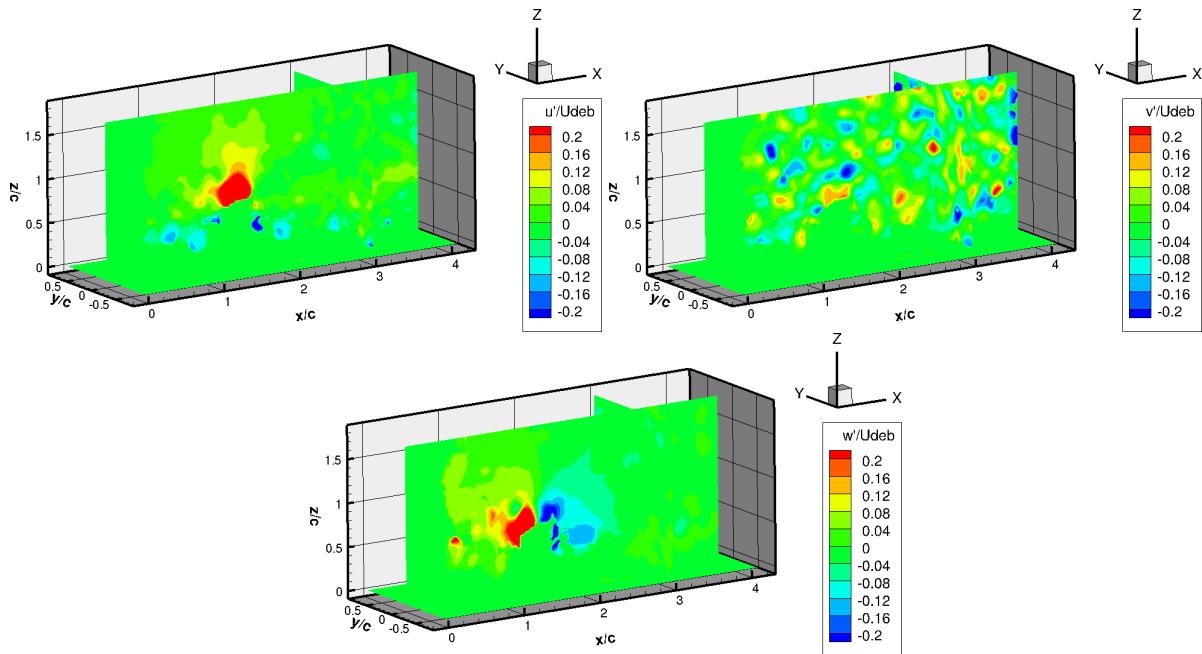


FIGURE 6-16 – Composantes de vitesse u'/U_{deb} , v'/U_{deb} , w'/U_{deb} , sur trois plans ($x/c = 3$, $y/c = 0$, $z/c = 0,01$), à $t^* = 5,4$ après le début de l'expérience, au débit $Q_1 = 18,5$ L/s.

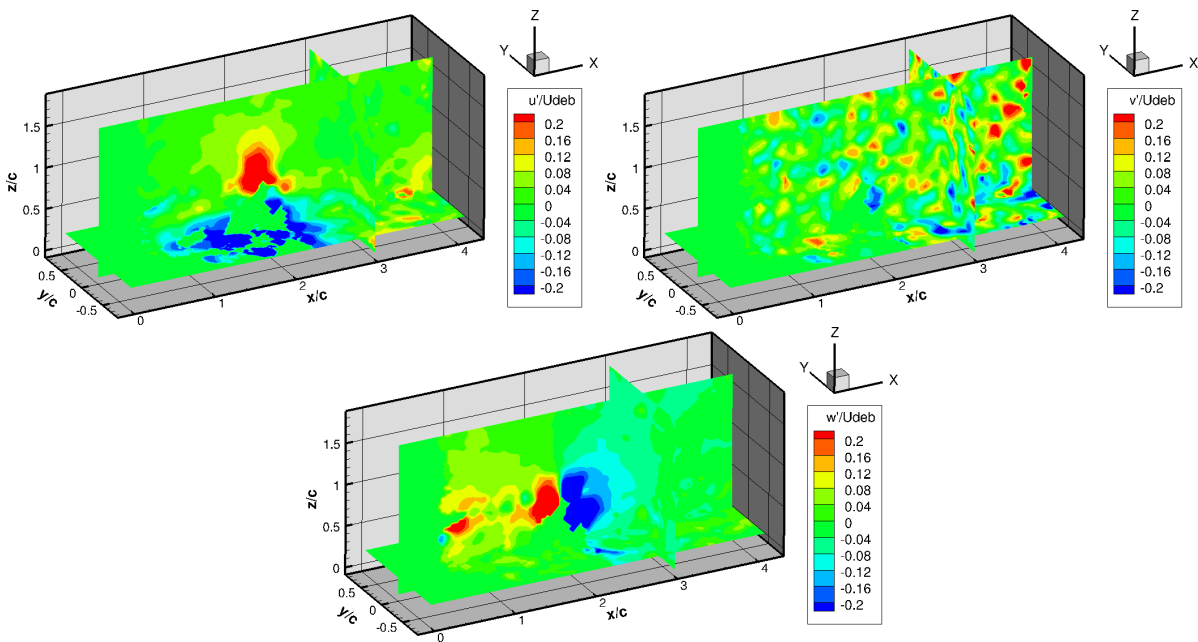


FIGURE 6-17 – Composantes de vitesse u'/U_{deb} , v'/U_{deb} , w'/U_{deb} , sur trois plans ($x/c = 3$, $y/c = 0$, $z/c = 0,4$), à $t^* = 6,72$ après le début de l'expérience. - $Q_2 = 23,5$ L/s -

Le calcul du critère Q met en avant une signature du tourbillon : la vue de dessus exposée sur la Fig. 6-18 montre que des petites régions tourbillonnaires sont présentes sur toute la zone de mesure, et qu'un ensemble plus organisé s'observe (vers $x/c = 2$ sur la Fig. 6-18) au passage du vortex, composés de plusieurs "filaments".

Ces résultats mettent en avant des zones de vitesse transverse v' atteignant $\pm 0,2 U_{deb}$, réparties sur tout le volume de mesure. Ces régions sont d'environ $0,1 c$ de côté ; elles paraissent positionnées aléatoirement. Aucune structure particulière n'apparaît en proche-paroi ou au sein de l'écoulement tourbillonnaire.

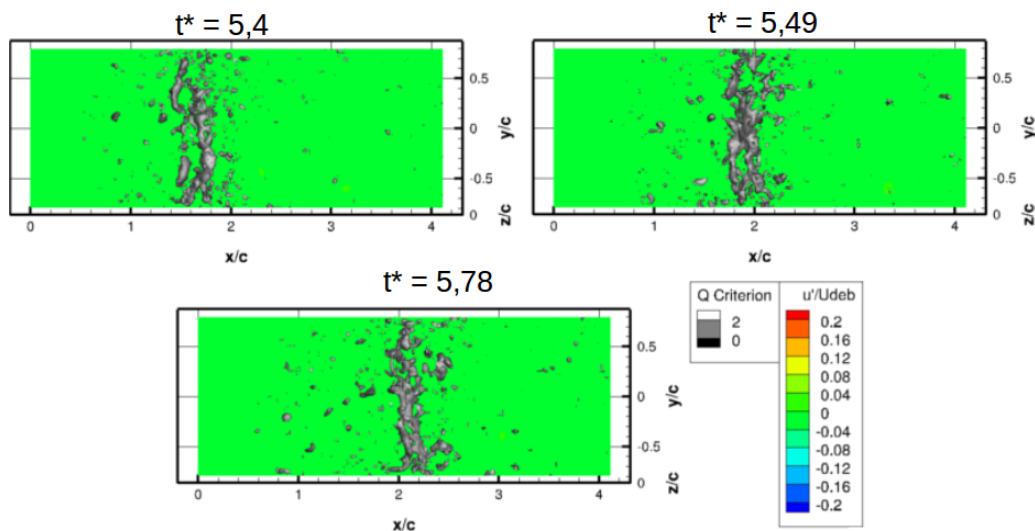


FIGURE 6-18 – Isosurfaces de critère Q sur la zone de mesure, pour $z/c = 0,01$.
- $Q_1 = 18,3 \text{ L/s}$ -

VI.3 Conclusions et perspectives

Ce chapitre d'ouverture se consacre à la génération de tourbillons isolés d'axe horizontal. Le dispositif expérimental peut se mouvoir selon deux sens de rotation, créant des vortex en direction de la surface libre ou du fond du canal. Des mesures par PIV ont mis en avant l'importance de ce sens de rotation sur les écoulements ainsi produits : les trajectoires diffèrent, ainsi que les fluctuations de vitesses qui s'appliquent en proche-paroi. La dynamique des répartitions de quadrants montre notamment que les types de structures turbulentes présentes au sein de l'écoulement sont radicalement opposés entre les deux sens de rotation, même après que le vortex soit sorti de la zone de mesure.

Les essais menés en présence de sédiments mettent en évidence des motifs particuliers avec une impulsion haute du profil, sous la forme d'ellipses d'érosion (finalement assez semblable aux zones érodées avec le dispositif vertical). Des mesures employant la reconstruction de surface par méthode de stéréo-corrélation permettraient d'obtenir une information quantitative de ces structures et de leur évolution.

La méthode Shake-The-Box a été testée sur quelques cas d'écoulements tourbillonnaires lors d'une journée de démonstration. Les expériences ont permis de découvrir et de tester les possibilités du dispositif. Les champs volumiques obtenus mettent en avant de petites structures turbulentes réparties dans l'écoulement, ainsi que la trajectoire du vortex sur un champ plus grand que ceux issus des mesures PIV. Ces informations permettent de mieux cerner les futures expériences qui seront réalisées : notamment, une résolution spatiale suffisante et une fréquence d'acquisition adaptée sont à prévoir pour déterminer si un comportement tridimensionnel de l'écoulement s'observe en proche-paroi.

Conclusion

L'objectif de cette thèse était d'évaluer l'impact potentiel d'une structure tourbillonnaire isolée, d'axe vertical ou horizontal, sur un lit sédimentaire. Cette problématique a été étudiée expérimentalement, dans un canal hydro-sédimentaire, au sein d'écoulements à surface libre. Deux dispositifs spécifiques ont été conçus et testés. Des mesures caractérisant d'une part l'hydrodynamique des tourbillons, d'autre part la déformation du lit sédimentaire, ont été effectuées. A cette fin, des prismes ont été élaborés, permettant d'effectuer des mesures PIV (ou stéréo-PIV) sur des plans horizontaux, en proche-paroi. Une méthode de stéréo-corrélation a également été employée pour obtenir la déformation du fond sédimentaire.

La majorité de ce document traite du tourbillon d'axe vertical. Le dispositif expérimental consiste en un profil de géométrie donné, mis rapidement en incidence selon une loi de vitesse (notée K_c) et un angle maximal (noté α_{max}) avant un retour à une incidence nulle. La caractérisation hydrodynamique de l'écoulement ainsi produit révèle un comportement particulièrement tridimensionnel à proximité de la paroi inférieure : le vortex est fortement courbé en proche-paroi et est convecté au sein de l'écoulement avec une vitesse non-uniforme avec l'altitude. Un tuba (entonnoir) se remarque en surface libre et signe le passage de la structure principale. Les champs de vitesse mettent également en avant un vortex secondaire, de moindre importance, orbitant autour du tourbillon principal. La réalisation d'une étude paramétrique a permis de montrer que le paramètre influent pour l'hydrodynamique du vortex était le paramètre d'angle maximal α_{max} : les caractéristiques du tourbillon, à savoir sa circulation Γ et sa vitesse u_θ , dépendent linéairement de la valeur de α_{max} . A l'inverse, la loi de vitesse sur les gammes testées, n'a pas d'influence discernable. Il est à noter que le rayon du tourbillon produit ne dépend pas, lors de ces études, des paramètres α_{max} ou K_c . Les essais menés en présence de deux conditions de rugosité de paroi mettent en évidence quelques différences : l'écoulement est similaire sur une plaque lisse ou sur un lit de sédiments fixes, mais le rayon du tourbillon augmente légèrement, tandis que la vitesse diminue, lorsque la rugosité croît. L'étude des fluctuations de vitesse fait ressortir des types de structures turbulentes fréquemment associées au transport sédimentaire, dont les taux de présence sur les zones de mesures évoluent avec la distance au fond du canal.

Une fois les conditions d'écoulements caractérisées, l'étude s'est portée sur la mise en suspension de sédiments. Un fond sédimentaire érodable a été employé, avec une morphologie sans perturbation initiale. Premièrement, l'influence des caractéristiques du tourbillon sur la quantité de sédiments mobilisés a été estimée. Les particules de matière suivent bien l'écoulement fluide, avec un léger déficit de vitesse toutefois, elles restent cantonnées à la base du vortex. Parmi les différents types de structures turbulentes, toutes ne contribuent pas au transport de la même manière : certaines semblent prendre part à l'initialisation du mouvement (les *ejections*), puis être relayées par d'autres structures (les *sweeps*) lorsque les particules gagnent en altitude dans la colonne d'eau.

Dans un deuxième temps, la dynamique de la déformation du fond sédimentaire est reconstruite par une méthode de stéréo-corrélation. Deux régions distinctes apparaissent, l'une érodée, proche du bord de fuite du générateur de vortex, l'autre avec un dépôt de sédiments. Ces deux zones sont d'autant plus marquées que les caractéristiques u_θ et Γ du tourbillon sont fortes (c'est-à-dire quand l'angle maximal du profil augmente). L'affouillement forme une région ellipsoïdale, avec un creusement maximum dont la dynamique dépend linéairement du temps : une expérience, sur un temps plus long, tend à indiquer que le comportement deviendrait logarithmique (ce qui est en accord avec des modèles déjà existants). La région d'accrétion présente pour certains cas un motif de barkhane inversée (cornes orientées vers l'amont). Le contour peut être décrit par une approche de Fourier, avec un mode principal, indiquant que la structure est fondamentalement proche d'une ellipse. Ces données morphologiques donnent également accès aux volumes de matière déplacés : les taux d'érosion sont supérieurs aux taux de déposition, ce qui traduit le fait qu'une part des sédiments sort de la zone de mesure. A défaut de connaître précisément les répartitions de contraintes en surface, les taux d'érosion

ainsi estimés nécessitent un modèle "sans seuil" pour être correctement décrits. La simulation numérique permet d'étudier plus finement la mise en suspension des sédiments aux temps courts : la masse de sédiments transportés dépend bien de la vitesse tangentielle imposée au tourbillon, de même que la déformation du lit sédimentaire, ce qui corrobore les analyses ci-dessus. Les quantités de matière étant difficiles à évaluer expérimentalement, l'approche numérique offre une bonne alternative.

Enfin, des premières expériences avec le générateur de tourbillon d'axe horizontal laissent présager des résultats intéressants, notamment avec les morphologies particulières d'érosion et les potentielles structurations internes des écoulements générés. L'importance du sens de rotation du profil a été mise en évidence sur les trajectoires suivi par le vortex, ainsi que sur les types de structures turbulentes en présence dans l'écoulement. Une nouvelle méthode de mesure, Shake-The-Box, a été testée sur ce dispositif expérimental et a permis d'obtenir des champs volumiques de la structure tourbillonnaire.

Les perspectives de ce travail seraient premièrement de mieux comprendre l'organisation de l'écoulement tourbillonnaire d'axe vertical. Pour cela, des mesures volumiques comme la PIV tomographique seraient adaptées. Les trajectoires des vortex étant identifiées, il est possible de déterminer précisément les zones de mesures d'intérêt. Une bonne résolution spatiale et temporelle sera nécessaire, pour caractériser précisément l'écoulement y compris en proche-paroi.

La mise en suspension des sédiments au passage du vortex pourra être approchée numériquement : pour cela, il sera nécessaire d'implémenter la prise en compte d'une surface libre et d'affiner la production / convection du vortex (notamment pour éviter une déstabilisation trop rapide). Une fois le comportement général validé, des modèles mathématiques plus complexes pourront être ajoutés pour la description des tourbillons, de même qu'une implémentation des structures horizontales.

Les caractéristiques du tourbillon ou des morphologies sédimentaires sont dépendantes des conditions hydrodynamiques : des études paramétriques selon le débit, les altitudes de surface libre ou une turbulence additionnelle (utilisation d'obstacles connus dans l'écoulement par exemple) pourraient nous renseigner sur ces dépendances. Le dispositif expérimental est essentiel dans la production des tourbillons : il serait intéressant d'évaluer l'impact de la géométrie du profil sur les vortex produits (variation de la corde, mais aussi des bords d'attaque et / ou de fuite). Le fait de gérer logiciellement le mouvement du profil autorise également l'étude de lois de vitesse plus complexes, d'autres angles d'incidence, ou la création d'un mouvement véritablement oscillant. Comme il a été souligné en fin du dernier chapitre, le profil peut également être statique, pour évaluer les structures sédimentaires formées à l'aval.

Enfin, seuls des sédiments non-cohésifs, sphériques, avec un unique mode granulométrique, ont été employés dans cette étude. D'autres sédiments (plus ou moins denses, ou avec deux modes principaux) pourraient être utilisés. L'Institut P' dispose également de compétences en rhéologie : un sédiment modèle cohésif transparent a été développé, et des études pourraient être mises en place pour en caractériser la réponse, face à un écoulement tourbillonnaire connu. L'aspect transparent a par ailleurs un avantage : il autorise les mesures optiques en son sein.

Nomenclature

Variables

α_{max}	Angle maximal du profil	[1]
σ	Taux de croissance temporel d'une instabilité	[T ⁻¹]
$\vec{\omega}$	Vorticité ($\omega_x, \omega_y, \omega_z$), $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u}$	[T ⁻¹]
\vec{U}	Champ de vitesse (u, v, w)	[L·T ⁻¹]
c	Corde du profil	[L]
d	Diamètre d'une particule sédimentaire	[L]
d_{50}	Diamètre médian d'une distribution granulométrique donnée	[L]
e_p	Epaisseur du profil	[L]
h_e	Hauteur d'eau dynamique dans le canal	[L]
K_c	Vitesse adimensionnée, $K_c = 0,045 \alpha_0 / U_{deb}$	[1]
L_{sat}	Longueur de saturation, nécessaire pour que le fluide se charge en sédiments	[L]
q	Débit solide exprimé en particules par unité de longueur et de temps	[M·L ⁻¹ · T ⁻¹]
Q_f	Débit fluide de l'écoulement	[L ³ · T ⁻¹]
Q_s	Débit solide, quantité de sédiments transportée par un écoulement	[L ⁻³ · T ⁻¹]
R_T	Rapport de réduction entre moteur et profil	[1]
t^*	Temps adimensionné, $t^* = t/t_c$	[1]
t_c	Temps caractéristique (parcours d'une distance c à la vitesse U_{deb}), $t_c = c/U_{deb}$	[T]
TKE	Energie cinétique turbulente	[L ² · T ⁻²]
U_{deb}	Vitesse débitante dans le canal hydro-sédimentaire, $U_{deb} = Q_f / Wh_e$	[L · T ⁻¹]
W	Largeur du canal hydro-sédimentaire	[L]
W_r	Largeur réduite du canal hydro-sédimentaire (cas du générateur horizontal)	[L]
w_s	Vitesse de sédimentation d'une particule	[L · T ⁻¹]
C	Contour d'une structure	
$n_{e,d}$	Taux d'érosion et de déposition	[L ⁻² · T ⁻¹]
ε	Taux de dissipation de la turbulence	[L ² · T ⁻³]
γ_{acc}	Angle formé par l'axe principal de la ride avec l'écoulement	[1]
γ_{aff}	Angle formé entre la structure d'affouillement et l'écoulement principal	[1]
λ	Longueur d'onde d'une structure (dune ou ride)	[L]
\bar{I}	Tenseur d'inertie de la structure d'accrétion	[M·L ²]
ρ_s	Masse volumique des sédiments	[M·L ⁻³]
τ_0	Contrainte pariétale	[M · L ⁻¹ · T ⁻²]
τ_L	Contrainte laminaire, $\tau_L = \mu_f \partial \bar{u} / \partial z$	[M · L ⁻¹ · T ⁻²]

τ_T	Contrainte turbulente, $\tau_T = -\rho_f \overline{u'w'}$	$[M \cdot L^{-1} \cdot T^{-2}]$
\vec{u}_p	Champ de vitesse des particules sédimentaires $(u_p; v_p; w_p)$	$[L \cdot T^{-1}]$
a_{aff}	Demi-grand axe de la structure d'affouillement	$[L]$
b_{aff}	Demi-petit axe de la structure d'affouillement	$[L]$
E	Taux d'érosion (<i>pickup rate</i>)	$[L \cdot T^{-1}]$
f_{acq}	Fréquence d'acquisition d'une mesure	$[T^{-1}]$
I	Intensité lumineuse d'une image	$[1]$
k	Nombre d'onde d'une structure (dune ou ride)	$[L^{-1}]$
N	Nombre de descripteurs de Fourier	$[1]$
S	Affouillement maximal mesuré	$[L]$
t_{acq}	Durée d'acquisition d'une mesure	$[T]$
u_*	Vitesse de cisaillement à la paroi	$[L \cdot T^{-1}]$
U_{acc}	Vitesse de convection de la structure d'accrétion	$[L \cdot T^{-1}]$
U_{aff}	Vitesse de convection de la structure d'affouillement	$[L \cdot T^{-1}]$
V_{acc}	Volume de sédiments déposé sur la surface de mesure	$[L^3]$
V_{aff}	Volume de sédiments érodé sur la surface de mesure	$[L^3]$

Nombres adimensionnés

E_*	Taux d'érosion adimensionné	$E_* = \frac{E}{\sqrt{(s-1)gd}}$
Fr	Nombre de Froude, avec U une vitesse et h une longueur caractéristiques, identifie un régime d'écoulement	$Fr = \frac{U}{\sqrt{gh}}$
$Q_{s,*}$	Nombre d'Einstein, débit solide adimensionné	$Q_{s,*} = \frac{Q_s}{\sqrt{(s-1)gd^3}}$
Re	Nombre de Reynolds, avec U une vitesse et D une longueur caractéristiques, identifie un régime d'écoulement	$Re = \frac{UD}{\nu_f}$
Re_c	Nombre de Reynolds basé sur la corde du profil, $Re_c = U_{deb}C/\nu_f$	$[1]$
$Re_{p,*}$	Nombre de Reynolds particulière, avec u_* la vitesse à la paroi et d_{50} le diamètre, caractérise un régime d'écoulement	$Re_{p,*} = \frac{u_* d_{50}}{\nu_f}$
Re_p	Nombre de Reynolds particulière, avec U une vitesse caractéristique et d_{50} le diamètre, caractérise un régime d'écoulement	$Re_p = \frac{U d_{50}}{\nu_f}$
s	Masse volumique réduite	$s = \frac{\rho_s}{\rho_f}$
St	Nombre de Strouhal, avec U une vitesse et f une fréquence, caractérise un lâché tourbillonnaire derrière une structure de taille D	$St = \frac{fD}{U}$
τ_*	Nombre de Shields, caractérise la propension d'une particule à être mise en mouvement par un écoulement	$\tau_* = \frac{u_*^2}{(s-1)gd}$
d_*	Diamètre adimensionné	$d_* = d \left((s-1) \frac{g}{\nu_f^2} \right)^{1/3}$
Ek	Nombre de Ekman, mesure l'importance de la viscosité aux forces de rotation	$Ek = \frac{\nu_f}{\Omega L_c^2}$

Ro Nombre de Rossby, mesure l'importance des forces de rotation $Ro = \frac{U}{\Omega L_c}$

Constantes

κ	Constante de Von Kármán	0,41
μ_f	Viscosité dynamique de l'eau à 20°C	$1,005 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$
ν_f	Viscosité cinématique de l'eau à 20°C	$1,007 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
Ω	Vitesse angulaire de la Terre	$\Omega = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
ρ_f	Masse volumique de l'eau à 20°C	$998,2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
g	Accélération de la pesanteur	$9,81 \text{ m} \cdot \text{s}^2$

Opérateurs

Δ	Opérateur laplacien, sur une quantité Φ , correspond à $\nabla \cdot (\nabla \Phi)$
$\nabla \cdot$	Opérateur divergence
∇	Opérateur gradient, correspond à $\left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$ en coordonnées cartésiennes
$\nabla \times$	Opérateur rotationnel

Simulation numérique

α_{eau}	Fraction de la phase fluide	[1]
α_{sed}	Fraction de la phase sédimentaire	[1]
\bar{u}_i	Approche LES : composante filtrée de u_i	$[\text{L} \cdot \text{T}^{-1}]$
ν_{SGS}	Approche LES : viscosité de sous-maille (<i>SubGrid Scale</i>)	$[\text{L}^2 \cdot \text{T}^{-1}]$
h_{max}	Altitude maximale atteinte par les sédiments en suspension	[L]
k_{SGS}	Approche LES : énergie cinétique de sous-maille (<i>SubGrid Scale</i>)	$[\text{L}^2 \cdot \text{T}^{-2}]$
L_i	Dimensions physiques du domaine (i étant x, y ou z)	[L]
m_{max}	Masse maximale de sédiments transportée dans l'écoulement	[M]
N_i	Nombre de mailles du domaine (i étant x, y ou z)	[1]
u_i	Approche LES : champ de vitesse du domaine	$[\text{L} \cdot \text{T}^{-1}]$
u'_i	Approche LES : composante résiduelle de u_i	$[\text{L} \cdot \text{T}^{-1}]$
$u_{\theta,i}$	Vitesse tangentielle imposée au vortex	$[\text{L} \cdot \text{T}^{-1}]$
U_a	Champs de vitesse des particules sédimentaires	$[\text{L} \cdot \text{T}^{-1}]$
U_{bar}	Vitesse débitante imposée au domaine	$[\text{L} \cdot \text{T}^{-1}]$
U_b	Champs de vitesse du domaine fluide	$[\text{L} \cdot \text{T}^{-1}]$

Références bibliographiques

- Aguirre-Pe, J., Olivero, M. L., et Moncada, A. T. (2003). Particle Densimetric Froude Number for Estimating Sediment Transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(6) :428.
- Aissiouene, N., Amtout, T., Brachet, M., Frénod, E., Hild, R., Prud'homme, C. P., Rousseau, A., et Salmon, S. (2016). Hydromorpho : A coupled model for unsteady Stokes/Exner equations and numerical results with Feel++ library. In *ESAIM : proceedings and surveys*, volume 55, pages 23–40.
- Albagnac, J. (2010). *Dynamique tridimensionnelle de dipôles tourbillonnaires en eau peu profonde*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- Andersen, A., Bohr, T., Stenum, B., Rasmussen, J. J., et Lautrup, B. (2006). The bathtub vortex in a rotating container. *Journal of Fluid Mechanics*, 556 :121–146.
- Andreotti, B., Claudin, P., et Douady, S. (2002). Selection of dune shapes and velocities Part 2 : A two-dimensional modelling. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, 28(3) :341–352.
- Andreotti, B., Claudin, P., et Pouliquen, O. (2010). Measurements of the aeolian sand transport saturation length. *Geomorphology*, 123(3–4) :343–348.
- Auzerais, A. (2017). *Impact d'un cylindre vertical sur la dynamique sédimentaire sous l'action d'un courant*. Thèse de doctorat, Université de Normandie.
- Auzerais, A., Jarno-Druaux, A., Ezersky, A., et Marin, F. (2016). Localized patterns of sand ripples generated by steady flows : experimental and theoretical study. *Chaotic Modeling and Simulation*.
- Baglio, S., Faraci, C., Foti, E., et Musumeci, R. (2001). Measurements of the 3-D scour process around a pile in an oscillating flow through a stereo vision approach. *Measurement*, 30(2) :145–160.
- Bagnold, R. A. et Taylor, G. (1946). Motion of Waves in Shallow Water. Interaction between Waves and Sand Bottoms. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 187(1008) :1–18.
- Balme, M. et Greeley, R. (2006). Dust devils on Earth and Mars. *Reviews of Geophysics*, 44(3).
- Batchelor, G. K. (1964). Axial flow in trailing line vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 20(4) :645–658.
- Berchet, A. (2014). *Modélisation par des méthodes lagrangiennes du transport sédimentaire induit par les mascarets*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- Berchet, A., Simon, B., Beaudoin, A., Lubin, P., Rousseaux, G., et Huberson, S. (2018). Flow fields and particle trajectories beneath a tidal bore : A numerical study. *International Journal of Sediment Research*.
- Berzi, D. et Fraccarollo, L. (2015). Turbulence Locality and Granularlike Fluid Shear Viscosity in Collisional Suspensions. *Physical Review Letters*, 115(19).
- Billant, P. et Chomaz, J. (2000). Experimental evidence for a new instability of a vertical columnar vortex pair in a strongly stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 418 :167–188.
- Blanckaert, K., Heyman, J., et Rennie, C. (2017). Measuring Bedload Sediment Transport with an Acoustic Doppler Velocity Profiler. *Journal of Hydraulic Engineering*.
- Blanpain, O., Cann, P., Le Hir, P., Cugier, P., Bailly du Bois, P., Lafite, R., et Garlan, T. (2015). Influence de l'arrangement granulaire d'un sédiment polydisperses sur le seuil de mise en mouvement. In *22ème Congrès Français de Mécanique*.
- Bohorquez, P. et Ancey, C. (2016). Particle diffusion in non-equilibrium bedload transport simulations. *Applied Mathematical Modelling*.
- Bottausci, F. (2002). *Etude expérimentale de la dynamique d'un filament de vorticité isolé*. Thèse de doctorat, Université Paris XI.
- Boulanger, N. et Le Dizès, S. (2006). *Dynamique d'un tourbillon en milieu stratifié instabilité centrifuge et effets de l'inclinaison*. Thèse de doctorat, Université de Provence.
- Boulanger, N., Meunier, P., et Dizès, S. L. (2007). Structure of a stratified tilted vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 583 :443–458.
- Bourrouilh-Le Jan, F. et Talandier, J. (1985). Sedimentation et fracturation de haute energie en milieu

-
- recifal : Tsunamis, ouragans et cyclones et leurs effets sur la sedimentologie et la geomorphologie d'un atoll : Motu et hoa, a rangiroa, Tuamotu, Pacifique SE. *Marine Geology*, 67.
- Braud, I. (2011). Pourquoi et comment étudier l'hydrologie des bassins versants périurbains. In *Iere conférence thématique de l'OTHU*, pages 5–16, Villeurbanne, France. GRAIE.
- Buchmann, N., Buchner, A.-J., Kilany, K., Atkinson, C., et Soria, J. (2010). Multi-Component - Multi-Dimensional PIV Measurements for a Flat-Plate Pitching Motion. In *40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- Buchner, A.-J., Buchmann, N., Kilany, K., Atkinson, C., et Soria, J. (2012). Stereoscopic and tomographic PIV of a pitching plate. *Experiments in Fluids*, 52(2) :299–314.
- Buchner, A.-J., Honnery, D., et Soria, J. (2017). Stability and three-dimensional evolution of a transitional dynamic stall vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 823 :166–197.
- Calluau, D. (2003). *Développement d'une méthode de mesures tridimensionnelles par PIV stéréoscopique. Application à l'étude de l'écoulement naissant et établi autour d'un parallélépipède*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- Cariteau, B. (2005). *Etude de la stabilité et de l'interaction de cyclones intenses en fluide stratifié*. Thèse de doctorat, Université Grenoble 1.
- Cariteau, B. et Flór, J.-B. (2006). An experimental investigation on elliptical instability of a strongly asymmetric vortex pair in a stable density stratification. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 13(6) :641–649.
- Chalard, L. et Dumont, G.-F. (2007). Territoires français : le renforcement de la "para-urbanisation" et de la "litturbanisation". *Population et avenir*, pages 14–16.
- Chanson, H. (2004). 10 - Sediment transport mechanisms : 1. Bed-load transport. In *Hydraulics of Open Channel Flow (Second Edition)*, pages 188–203. Butterworth-Heinemann, Oxford.
- Charru, F. (2006). Selection of the ripple length on a granular bed sheared by a liquid flow. *Physics of Fluids*, 18(12) :121508.
- Charru, F. (2012). *Instabilités hydrodynamiques*. EDP Sciences.
- Charru, F., Andreotti, B., et Claudin, P. (2013). Sand Ripples and Dunes. *Annual Review of Fluid mechanics*, Vol.45 :p.409–436.
- Charru, F. et Laval, V. (2013). Sand transport over a barchan dune. In *4th Conference on Marine and River Dune Dynamics (MARID IV)*.
- Chatellier, L., Jarny, S., Gibouin, F., et David, L. (2013). A parametric PIV/DIC method for the measurement of free surface flows. *Experiments in Fluids*, 54(3).
- Cheng, N.-S. et Emadzadeh, A. (2016a). Estimate of Sediment Pickup Rate with the Densimetric Froude Number. *Journal of Hydraulic Engineering*, 142(3) :06015024.
- Cheng, N.-S. et Emadzadeh, A. (2016b). Laboratory measurements of vortex-induced sediment pickup rates. *International Journal of Sediment Research*.
- Chiodi, F., Claudin, P., et Andreotti, B. (2014). A two-phase flow model of sediment transport : transition from bedload to suspended load. *J. Fluid Mech. Vol 775*, pages 561–581.
- Claudin, P. et Andreotti, B. (2006). A scaling law for aeolian dunes on Mars, Venus, Earth, and for subaqueous ripples. *Earth and Planetary Science Letters*, 252(1-2) :30–44.
- Clubb, G. S. (2001). *Experimental study of vortex ripples in full scale sinusoidal and asymmetric flows*. Thèse de doctorat, University of Aberdeen.
- Coleman, S. E. et Eling, B. (2000). Sand wavelets in laminar open-channel flows. *Journal of Hydraulic Research*, 38(5) :331–338.
- Coleman, S. E. et Melville, B. W. (1996). Initiation of Bed Forms on a Flat Sand Bed. *Journal of Hydraulic Engineering*, 122(6) :301.
- Comte-Bellot, G., Bailly, C., et Candel, S. (2003). *Turbulence*. CNRS Editions, Paris.
- Cuypers, Y. (2004). *Turbulence produite par l'explosion d'un vortex*. Thèse de doctorat, Paris 7.
- Davies-Jones, R. (2015). A review of supercell and tornado dynamics. *Atmospheric Research*, 158-159 :274–291.
- De Sutter, R., Huygens, M., et Verhoeven, R. (1999). Unsteady flow sediment transport in a sewer model. *Water Science and Technology*, 39(9) :121–128.
- de Villiers, E. (2006). *The Potential of Large Eddy Simulation for the Modeling of Wall Bounded Flows*. Thèse de doctorat, Imperial College, London.
- Dréano, J. (2009). *Dynamique et morphologie de dépôts sédimentaires en chenal expérimental*. Thèse de doctorat, Université Européenne de Bretagne.
-

- Du Boys, M. (1879). Études du régime du Rhône et de l'action exercée par les eaux sur un lit à fond de graviers indéfiniment affouillable. *Annales des Ponts et Chaussées*, 5(18) :141–195.
- Durán, O., Andreotti, B., et Claudin, P. (2012). Numerical simulation of turbulent sediment transport, from bed load to saltation. *Physics of Fluids*, 24(10) :103306.
- Ekman, V. (1905). On the influence of the earth's rotation on ocean-currents.
- Emadzadeh, A. (2014). *Experimental investigation of turbulence effects on sediment pickup rate in open channel flows*. Thèse de doctorat.
- Ettema, R., Melville, B., et Constantinescu, G. (2011). *Evaluation of Bridge Scour Research : Pier Scour Processes and Predictions*. Washington, dc : Transportation research board of the national academies edition.
- Fernandez Luque, R. (1974). *Erosion and transport of bed-load sediment*. Thèse de doctorat, Delft Technical University.
- Fernandez Luque, R. et Van Beek, R. (1976). Erosion And Transport Of Bed-Load Sediment. *Journal of Hydraulic Research*, 14(2) :127–144.
- Ferret, B. et Peube, J.-L. (1988). *Etude expérimentale de l'interaction entre un tourbillon isolé et un profil d'aile*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- Fiorot, G. H., Marceil, G. d. F., et Dupont, P. (2015). Temporal measures for bedload sediment discharge in open channel flows. In *XXI Simposio Brasileiro de Recursos Hidricos*, Brasilia.
- Fontaine, N. et Glavany, J. (2000). Directive cadre sur l'eau.
- Fourrière, A. (2009). *Morphodynamique des rivières : Sélection de la largeur, rides et dunes*. Thèse de doctorat, Université Paris VII.
- Franklin, E. d. M. (2010). Initial instabilities of a granular bed sheared by a turbulent liquid flow : length-scale determination. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 32(4) :460–467.
- Franklin, E. d. M. (2012). Linear and nonlinear instabilities of a granular bed : determination of the scales of ripples and dunes in rivers. *Applied Mathematical Modelling*, 36(3) :1057–1067.
- Franklin, E. d. M. (2015). Formation of sand ripples under a turbulent liquid flow. *Applied Mathematical Modelling*, 39(23-24) :7390–7400.
- Fresillon, C. (2016). Érosion : quand la côte recule. *CNRS Le journal*.
- Frey, P., Ducottet, C., et Jay, J. (2003). Fluctuations of bed load solid discharge and grain size distribution on steep slopes with image analysis. *Experiments in Fluids*, 35(6) :589–597.
- Furgerot, L. (2014). *Propriétés hydrodynamiques du mascaret et de son influence sur la dynamique sédimentaire Une approche couplée en canal et in situ (estuaire de la Sée, Baie du Mont Saint Michel)*. Thèse de doctorat, Université de Caen.
- Geay, T., Belleudy, P., Gervaise, C., Habersack, H., Aigner, J., Kreisler, A., Seitz, H., et Laronne, J. B. (2017). Passive acoustic monitoring of bed load discharge in a large gravel bed river. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 122(2) :528–545.
- Gomit, G. (2013). *Développement de techniques de mesure de surfaces libres par moyens optiques : application à l'analyse de l'écoulement généré par un modèle de bateau en bassin des carènes*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- Goniva, C., Kloss, C., et Pirker, S. (2009). Towards fast parallel CFD-DEM : An Open-Source Perspective. In *Open Source CFD International Conference*.
- Greeley, R., Balme, M. R., Iversen, J. D., Metzger, S., Mickelson, R., Phoreman, J., et White, B. (2003). Martian dust devils : Laboratory simulations of particle threshold. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 108(E5) :5041.
- Grieve, S. (2017). Spatial-efd. A spatial-aware implementation of elliptical Fourier analysis. *The Journal of Open Source Software*, 2(11) :189.
- Guignier, L. (2014). *Analyse physique du transport sédimentaire et morphodynamique des dunes*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I.
- Guyon, E., Hulin, J. P., et Petit, L. (2001). *Hydrodynamique physique*. EDP Sciences.
- Halir, R. et Flusser, J. (1998). Numerically Stable Direct Least Squares Fitting Of Ellipses. In *6th International Conference in Central Europe on Computer Graphics and Visualization*, volume 98, pages 125–132.
- Hamidouche, S. (2013). *Étude expérimentale et numérique de l'écoulement autour d'une ride isolée*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- Hamidouche, S., Callaud, D., Pineau, G., et Texier, A. (2018). Study of instantaneous flow behind a

-
- single fixed ripple. *Journal of Hydro-environment Research*, 19 :117–127.
- Herpin, S. (2009). *Etude de l'influence du nombre de Reynolds sur l'organisation de la turbulence de paroi*. Thèse de doctorat, Ecole centrale de Lille.
- Heyman, J., Ma, H. B., Mettra, F., et Ancey, C. (2014). Spatial correlations in bed load transport : Evidence, importance, and modeling. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 119(8) :1751–1767.
- Ho, T., Valance, A., Dupont, P., et Ould El Moctar, A. (2014). Aeolian sand transport : Length and height distributions of saltation trajectories. *Aeolian Research*, 12 :65–74.
- Houssais, M. (2013). *Étude expérimentale du transport en rivière par charriage d'un sédiment bimodal : vers un modèle général du transport à plusieurs tailles de grains*. Thèse de doctorat, Université Paris 7.
- Huang, S.-L., Chen, H.-C., Chu, C.-C., et Chang, C.-C. (2008). On the transition process of a swirling vortex generated in a rotating tank. *Experiments in Fluids*, 45(2) :267–282.
- Hubbard, D. (1992). Hurricane-Induced Sediment Transport in Open-Shelf Tropical Systems—An Example from St. Croix, U.S. Virgin Islands. *Journal of Sedimentary Research*, 62(6).
- Hunt, J. C. R., Wray, A. A., et Moin, P. (1988). Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows.
- Jirka, G. H. et Seol, D.-G. (2010). Dynamics of isolated vortices in shallow flows. *Journal of Hydro-environment Research*, 4(2) :65–73.
- Kaimal, J. C. et Businger, J. A. (1970). Case Studies of a Convective Plume and a Dust Devil. *Journal of Applied Meteorology*, 9(4) :612–620.
- Kawase, H., Okata, Y., et Ito, K. (2013). Role of Huge Geometric Circular Structures in the Reproduction of a Marine Pufferfish. *Scientific Reports*, 3 :2106.
- Kermadi, S., Branger, F., Braud, I., Labbas, M., Jacqueminet, C., et Michel, K. (2013). Impact de l'urbanisation sur le cycle hydrologique dans un bassin versant périurbain. Application au bassin de l'Yzeron - ouest lyonnais, France. In *XXVIème colloque de l'Association Internationale de Climatologie*, Cotonou, France.
- Koochesfahani, M. M. (1987). Vortical Patterns in the Wake of an Oscillating Airfoil. *AIAA Journal*, 27(9) :1200–1205.
- Kuhl, F. et Giardina, C. (1982). Elliptic Fourier features of a closed contour. *Computers Graphics and Image Processing*, (18) :236–258.
- Lacaze, L., Brancher, P., Eiff, O., et Labat, L. (2009). Experimental characterization of the 3d dynamics of a laminar shallow vortex dipole. *Experiments in Fluids*, 48(2) :225–231.
- Lacaze, L., Ryan, K., et Le Dizès, S. (2007). Elliptic instability in a strained Batchelor vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 577 :341–361.
- Lachaussee, F., Bertho, Y., Morize, C., Sauret, A., et Gondret, P. (2018). Competitive dynamics of two erosion patterns around a cylinder. *Physical Review Fluids*, 3(1) :012302.
- Laguionie, P. (2006). *Mesures in situ et modélisation du transport des sédiments en rivière. Application au bassin versant de la Vilaine*. Thèse de doctorat, Université Rennes 1.
- Lajeunesse, E., Malverti, L., et Charru, F. (2010). Bed load transport in turbulent flow at the grain scale : Experiments and modeling. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 115(F4) :F04001.
- Lane, E. W. (1955). The Importance of Fluvial Morphology in Hydraulic Engineering. *Proceedings of the American Society of Civil Engineers*, 81(7) :1–17.
- Langlois, V. (2005). *Instabilité d'un lit granulaire cisailé par un écoulement fluide*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I.
- Lapotre, M. G. A., Lamb, M. P., et McElroy, B. (2017). What sets the size of current ripples ? *Geology*, 45(3) :243–246.
- Le Louvetel-Poilly, J. (2008). *Etude expérimentale du rôle de la turbulence de paroi dans le transport de particules*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon.
- Le Louvetel-Poilly, J., Bigillon, F., Doppler, D., Vinkovic, I., et Champagne, J.-Y. (2009). Experimental investigation of ejections and sweeps involved in particle suspension. *Water Resources Research*, 45(2).
- Lebunetel-Levaslot, J., Jarno-Druaux, A., et Marin, F. (2007). Evolution temporelle de la morphologie des rides de sable lors de leur formation en canal à houle. In *18ème Congrès Français de Mécanique*, Grenoble.
-

- Lee, K. T., Liu, Y.-L., et Cheng, K.-H. (2004). Experimental investigation of bedload transport processes under unsteady flow conditions. *Hydrological Processes*, 18(13) :2439–2454.
- Légifrance (2015). Code de l'environnement - Article L214-17.
- Leknys, R. R., Arjomandi, M., Kelso, R. M., et Birzer, C. H. (2018). Leading-edge vortex development on a pitching flat plate with multiple leading edge geometries. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 96 :406–418.
- Lepage, H. (2015). *Traçage de la dispersion des sédiments contaminés dans les bassins versants côtiers de Fukushima*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud.
- Lespez, L. (2006). *L'érosion entre société, climat et paléoenvironnement : table ronde en l'honneur du professeur René Neboit-Guilhot, Clermont-Ferrand, 25-26-27 mars 2004*. Presses Univ Blaise Pascal.
- Leweke, T. et Williamson, C. (1998). Cooperative elliptic instability of a vortex pair. *Journal of Fluid Mechanics*, 360 :85–119.
- Lewellen, W. S. (1993). Tornado Vortex Theory. *American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 79 :19–39.
- Lewis, J. S. (2003). Mud plume feeding, a unique foraging behavior of the bottlenose dolphin in the Florida keys. *Gulf of Mexico Science*.
- Lindner, G. (2018). Numerical study of sediment transport induced by a vortex. Master's thesis, Ecole Centrale de Lille, ENSMA, ENSIP.
- Lorenz, R. D., Balme, M. R., Gu, Z., Kahanpaa, H., Klose, M., Kurgansky, M. V., Patel, M. R., Reiss, D., Rossi, A. P., Spiga, A., Takemi, T., et Wei, W. (2016). History and Applications of Dust Devil Studies. *Space Science Reviews*, 203(1-4) :5–37.
- Malavoi, J., Garnier, C., Landon, N., Recking, A., et Baran, P. (2011). *Éléments de connaissance pour la gestion du transport solide en rivière*. ONEMA.
- Manes, C. et Brocchini, M. (2015). Local scour around structures and the phenomenology of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 779 :309–324.
- Marieu, V., Bonneton, P., Foster, D. L., et Arduin, F. (2008). Modeling of vortex ripple morphodynamics. *Journal of Geophysical Research*, 113(C9).
- Marquis, G. (2012). *Reconsidérer les interactions entre l'écoulement, le transport de sédiments en charge de fond et la morphologie en rivière à lit de graviers : approches, échelles et analyses*. Thèse de doctorat, Université de Montréal.
- Martin, R. L. et Kok, J. F. (2016). *Field-based observations confirm linear scaling of sand flux with wind stress*.
- Maxey, M. R. et Riley, J. J. (1983). Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *The Physics of Fluids*, 26(4) :883–889.
- McKenna Neuman, C. et Bédard, O. (2016). A wind tunnel investigation of particle segregation, ripple formation and armoring within sand beds of systematically varied texture. *Earth Surface Processes and Landforms*, 42(5) :749–762.
- McLean, S. R. (1990). The stability of ripples and dunes. *Earth-science Reviews*, 29(1-4) :131–144.
- Melville, B. W. et Chiew, Y.-M. (1999). Time Scale for Local Scour at Bridge Piers. *Journal of Hydraulic Engineering*, 125(1) :59–65.
- Merzkirch, W. (2012). *Flow Visualization*. Elsevier.
- Meunier, P. (2001). *Etude expérimentale de deux tourbillons corotatifs*. Thèse de doctorat, Université de Provence - Aix-Marseille I.
- Meyer-Peter, E. et Müller, R. (1948). Formulas for Bed-Load transport. In *Proceedings of IAHR*, Stockholm.
- Miedema, S. A. (2010). Constructing the Shields curve, a new theoretical approach and its applications. World Dredging Conference XIX, At Beijing, China.
- Migeon, C. (2002). Details on the start-up development of the Taylor-Gortler-like vortices inside a square-section lid-driven cavity for $1,000 \leq Re \leq 3,200$. *Experiments in Fluids*, 33(4) :594–602.
- Migeon, C., Pineau, G., et Texier, A. (2003). Three-dimensionality development inside standard parallelepipedic lid-driven cavities at $Re=1000$. *Journal of Fluids and Structures*, 17(5) :717–738.
- Migniot, C. (1968). Étude des propriétés physiques de différents sédiments très fins et de leur comportement sous des actions hydrodynamiques. *La Houille Blanche*, (7) :591–620.
- Moreau, R. (2013). *L'air et l'eau. Alizés, cyclones, Gulf Stream, tsunamis et tant d'autres curiosités naturelles*. Grenoble Sciences. Edp sciences edition.

-
- Moureau, M. et Brace, G. (2000). *Dictionnaire des sciences et techniques du pétrole*. Editions OPHRYS.
- Mrokowska, M. M., Rowiński, P. M., Książek, L., Strużyński, A., Wyrebek, M., et Radecki-Pawlik, A. (2018). Laboratory studies on bedload transport under unsteady flow conditions. *Journal of Hydrology and Hydromechanics*, 66(1) :23–31.
- Nabet, F., Grivel, S., et Gautier, E. (2016). Le rôle des aménagements sur la réponse topo-sédimentaire d'un cours d'eau à différents événements hydrologiques, la Loire moyenne. *Géomorphologie : relief, processus, environnement*.
- Nagel, T., Chauchat, J., Bonamy, C., Liu, X., Cheng, Z., et Hsu, T. J. (2017). Two-phase flow simulation of scour around a cylindrical pile. *AGU Fall Meeting Abstracts*, 43.
- Neakrase, L. D. et Greeley, R. (2009). Dust devil sediment flux on Earth and Mars : Laboratory simulations. *Icarus*, 206(1) :306–318.
- Neakrase, L. D. V., Balme, M. R., Esposito, F., Kelling, T., Klose, M., Kok, J. F., Marticorena, B., Merrison, J., Patel, M., et Wurm, G. (2016). Particle Lifting Processes in Dust Devils. *Space Science Reviews*, 203(1-4) :347–376.
- Neakrase, L. D. V. et Greeley, R. (2010). Dust devils in the laboratory : Effect of surface roughness on vortex dynamics. *Journal of Geophysical Research*, 115(E5).
- Neakrase, L. D. V., Klose, M., et Titus, T. N. (2017). Terrestrial subaqueous seafloor dunes : Possible analogs for Venus. *Aeolian Research*, 26 :47–56.
- Nelson, J. M., Shreve, R. L., McLean, S. R., et Drake, T. G. (1995). Role of Near-Bed Turbulence Structure in Bed Load Transport and Bed Form Mechanics. *Water Resources Research*, 31(8) :2071–2086.
- Nielsen, P. (1992). *Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport*. World Scientific Publishing Company.
- Nikuradse, J. (1950). Laws of Flow in Rough Pipes. *Washington : National Advisory Committee for Aeronautics*.
- O'Donoghue, T. et Clubb, G. S. (2001). Sand ripples generated by regular oscillatory flow. *Coastal Engineering*, 44(2) :101–115.
- Okajima, A. (1982). Strouhal numbers of rectangular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 123 :379–398.
- Okayasu, A., Fujii, K., et Isobe, M. (2011). Effect of external turbulence on sediment pickup rate. *Coastal Engineering Proceedings*, 1(32).
- Ol, M. (2009). High-Frequency, High-Amplitude Pitch Problem : Airfoils, Plates, and Wings. In *39th AIAA Fluid Dynamics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- Ouriemi, M. (2007). *Erosion, transport et instabilités d'un lit de particules dans un tube*. Thèse de doctorat, Université de Provence.
- Parker, G., Toro-Escobar, C. M., Ramey, M., et Beck, S. (2003). Effect of Floodwater Extraction on Mountain Stream Morphology. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(11) :885.
- Partheniades, E. (2009). *Cohesive sediments in open channels : properties, transport, and applications*. Butterworth-Heinemann, Amsterdam.
- Penteado, M. R. M. et Franklin, E. d. M. (2016). Velocity fields of a bed-load layer under a turbulent liquid flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 78 :220–228.
- Plimpton, S. (1995). Fast Parallel Algorithms for Short-Range Molecular Dynamics. *Journal of Computational Physics*, 117(1) :1–19.
- Pouv, K. S. (2011). *Vers un lien entre propriétés mécaniques de sédiments cohésifs et leur érodabilité – Etude macroscopique et locale du comportement en rhéométrie et en érosion de matériaux modèles*. Thèse de doctorat, Université de Caen.
- Prasad, A. K. (2000). Stereoscopic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 29(2) :103–116.
- Pähtz, T. et Durán, O. (2016). Transport-threshold model suggests sand transport by wind on Triton, Pluto, and 67p/CG. *Atmos. Oceanic Phys.*
- Refan, M. et Hangan, H. (2018). Near surface experimental exploration of tornado vortices. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 175 :120–135.
- Reffet, E. (2010). *Interaction surface-atmosphère en planétologie comparée : application à la formation des dunes*. Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot.
- Ribberink, J. et Al-Salem, A. (1989). Bedform, near-bed sediment concentration and sediment trans-
-

-
- port in simulated regular wave condition. Technical Report Rep. H840, Part III, Delft Hydraulics, Emmeloord, The Netherlands.
- Ribberink, J. S. (1998). Bed-load transport for steady flows and unsteady oscillatory flows. *Coastal Engineering*, 34(1-2) :59–82.
- Riedinger, X., Le Dizès, S., et Meunier, P. (2009). Instabilité des écoulements tournants stratifiés. In *19ème Congrès Français de Mécanique*, Marseille.
- Riedinger, X., Meunier, P., et Le Dizès, S. (2010). Instability of a vertical columnar vortex in a stratified fluid. *Experiments in Fluids*, 49(3) :673–681.
- Roden, J. E. (1998). *The sedimentology and dynamics of mega-dunes, Jamuna river, Bangladesh*. Thèse de doctorat, University of Leeds.
- Rossi, L., Michallet, H., et Bonneton, P. (2003). Morphodynamique d'une dune, couplage avec l'écoulement. In *9ème Congrès Français de Sédimentologie*, Bordeaux, France.
- Rousseaux, G. (2003). *Etude de l'instabilité d'une interface fluide-granulaire : Application à la morphodynamique des rides de plage*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.
- Sagan, C. et Bagnold, R. (1975). Fluid transport on Earth and aeolian transport on Mars. *Icarus*, pages 209–218.
- Satria Putra, Y., Beaudoin, A., Ramos Ortega, M., Rousseaux, G., et Huberson, S. (2017). Numerical study of sediment particle trajectories under tidal bores. In *23ème Congrès Français de Mécanique*.
- Schanz, D., Gesemann, S., et Schröder, A. (2016). Shake-The-Box : Lagrangian particle tracking at high particle image densities. *Experiments in Fluids*, 57(5) :70.
- Schulze, K., Hunger, M., et Döll, P. (2005). Simulating river flow velocity on global scale. *Advances in Geosciences*, 5 :133–136.
- Seizilles, G. (2013). *Forme d'équilibre d'une rivière*. Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot.
- Shields, A. (1936). Anwendung der Aehnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung. [Application of similarity principles and turbulence research to bed-load movement, translated by W.P. Ott and J.C. van Uchelen]. Technical Report, California Institute of Technology.
- Sitek, M. A. et Lottes, S. A. (2017). CFD-DEM Onset of Motion Analysis for Application to Bed Scour Risk Assessment. Technical Report ANL/NED-17/1, Argonne National Lab.
- Snow, J. (1982). A review of recent advances in tornado vortex dynamics. *Reviews of Geophysics*, 20(4) :953–964.
- Southard, J. (1991). Experimental determination of Bed-Form Stability. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, Vol. 19, p.423.
- Spogis, N. (2008). Multiphase Modeling Using EDEM-CFD Coupling for FLUENT. In *3rd Latin American CFD Workshop applied to the oil industry*, Rio de Janeiro.
- Sumer, B., Whitehouse, R. J., et Tørum, A. (2001). Scour around coastal structures : a summary of recent research. *Coastal Engineering*, 44(2) :153–190.
- Sumer, B. M. et Bakioglu, M. (1984). On the formation of ripples on an erodible bed. *Journal of Fluid Mechanics*, 144 :177–190.
- Sumer, B. M., Chua, L. H. C., Cheng, N.-S., et Fredsøe, J. r. (2003). Influence of Turbulence on Bed Load Sediment Transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(8) :585–596.
- Sumer, B. M., Jensen, H. R., Mao, Y., et Fredsøe, J. r. (1988). Effect of Lee Wake on scour below pipelines in current. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 114(5) :599–614.
- Sun, R. (2017). *Particle-Resolving Simulations of Dune Migration : Novel Algorithms and Physical Insights*. Thèse de doctorat, Virginia Polytechnic Institute.
- Sun, R. et Xiao, H. (2016a). CFD-DEM Simulations of Current-Induced Dune Formation and Morphological Evolution. *Advances in Water Resources*, 92 :228–239.
- Sun, R. et Xiao, H. (2016b). SediFoam : A general-purpose, open-source CFD-DEM solver for particle-laden flow with emphasis on sediment transport. *Computers & Geosciences*, 89 :207–219.
- Sun, R., Xiao, H., et Sun, H. (2017). Realistic representation of grain shapes in CFD-DEM simulations of sediment transport with a bonded-sphere approach. *Advances in Water Resources*, 107 :421–438.
- Tamura, E., Itoh, H., Nigim, H., et Koyama, H. (2018). Experimental investigation of a tornado-like vortex using a particle image velocimetry. Lisbonne.
- Tarhini, Z. (2016). *Etude couplée rhéométrie-hydrodynamique et application à l'érodabilité locale*
-

-
- d'un sédiment cohésif modèle*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers.
- Taylor, Z. J., Gurka, R., et Kopp, G. A. (2014). Effects of leading edge geometry on the vortex shedding frequency of an elongated bluff body at high Reynolds numbers. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 128 :66–75.
- Thomas, L., Reichl, W., Devaux, Y., Beaudoin, A., et David, L. (2016). Experimental sediment transport in a tidal bore generated in a flume. In *4th IAHR Europe Congress*, Liege.
- Tremblais, B., David, L., Arrivault, D., Dombre, J., Thomas, L., et Chatellier, L. (2010). *Simple Library of Image Processing (SLIP)*.
- Tsubaki, R., Baranya, S., Muste, M., et Toda, Y. (2018). Spatio-temporal patterns of sediment particle movement on 2d and 3d bedforms. *Experiments in Fluids*, 59(6) :93.
- Valance, A., Ho, T. D., Moctar, A. O. E., et Dupont, P. (2013). Scaling laws in aeolian sand transport : Erodeable versus non-erodeable bed. pages 1059–1062.
- Valette, P. et Carozza, J.-M. (2013). Toulouse face à la Garonne : emprise de l'urbanisation dans la plaine inondable et géohistoire des aménagements fluviaux. *Geographica*, pages 177–203.
- Van Heijst, G. et Clercx, H. (2009). Laboratory Modeling of Geophysical Vortices. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 41 :143–164.
- Van Rijn, L. (1984a). Sediment pick-up functions. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(10) :1494–1502.
- Van Rijn, L. (1984b). Sediment Transport, Part II : Suspended Load Transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(11) :1613–1641.
- Wallace, J. M. (2016). Quadrant Analysis in Turbulence Research : History and Evolution. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 48(1) :131–158.
- Wang, L. (2016). *Bedload sediment transport and bed evolution in steady and unsteady flows*. Thèse de doctorat, Heriot-Watt University.
- Welsh, M. C., Stokes, A. N., et Parker, R. (1984). Flow-resonant sound interaction in a duct containing a plate, part I : Semi-circular leading edge. *Journal of Sound and Vibration*, 95(3) :305–323.
- Wentworth, C. K. (1922). A Scale of Grade and Class Terms for Clastic Sediments. *The Journal of Geology*, 30(5) :377–392.
- Wong, M. et Parker, G. (2006). Reanalysis and Correction of Bed-Load Relation of Meyer-Peter and Müller Using Their Own Database. *Journal of Hydraulic Engineering*, 132(11) :1159–1168.
- Wren, D. et Kuhnle, R. (2008). Measurements of coupled fluid and sediment motion over mobile sand dunes in a laboratory flume. *International Journal of Sediment Research*, 23(4) :329–337.
- Wren, P. et Leonard, L. (2005). Sediment transport on the mid-continental shelf in Onslow Bay, North Carolina during Hurricane Isabel. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 63.
- Wright, S. (2002). *Well-sorted and graded sands in oscillatory sheet-flow*. Thèse de doctorat, University of Aberdeen.
- Xu, S.-l., Sun, R., Cai, Y.-q., et Sun, H.-l. (2017). Study of sedimentation of non-cohesive particles via CFD–DEM simulations. *Granular Matter*, 20(1) :4.
- Yalin, M. S. (1977). *Mechanics of Sediment Transport*. Elsevier Science & Technology.
- Zanke, U. C., Hsu, T.-W., Roland, A., Link, O., et Diab, R. (2011). Equilibrium scour depths around piles in noncohesive sediments under currents and waves. *Coastal Engineering*, 58(10) :986–991.
- Zordan, J., Juez, C., Schleiss, A. J., et Franca, M. J. (2018). Image processing and laser measurements for determination of the erosion and deposition of fine sediments by a gravity current. *Measurement Science and Technology*, 29(6) :065905.

Annexes

Caractéristiques des prismes

La réalisation a été assurée par [SOS Aquarium 06](#), en verre Saint Gobain de 5 mm d'épaisseur. La mise en plan a été effectuée sous [FreeCAD](#) en version 0.16. Les champs de vue attendus ont été calculés avec [OptGeo](#) en version 2.24, pour une caméra de type CSS et des objectifs Nikon 50 ou 105 mm, à deux distances.

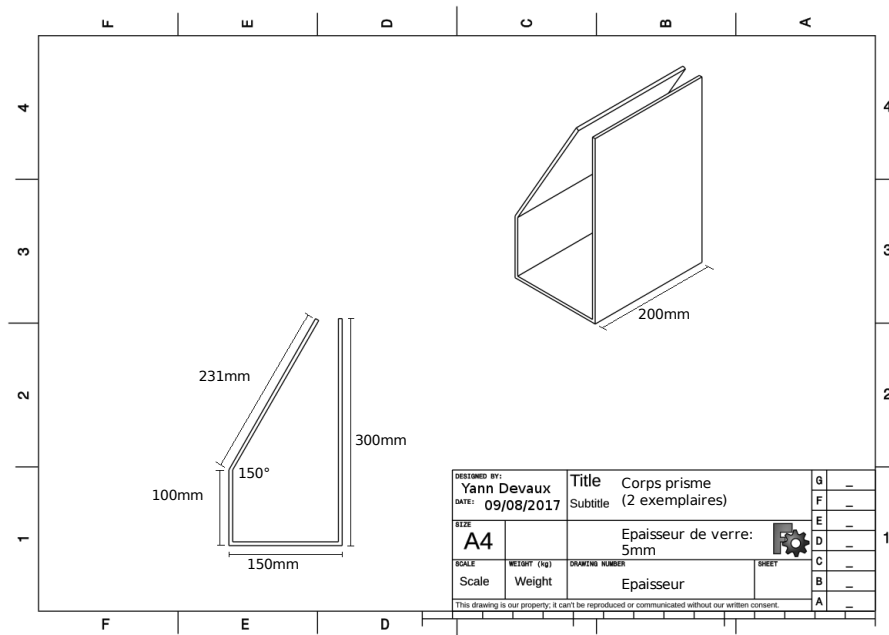


FIGURE .1 – Schéma des prismes et mise en plan avec FreeCAD.

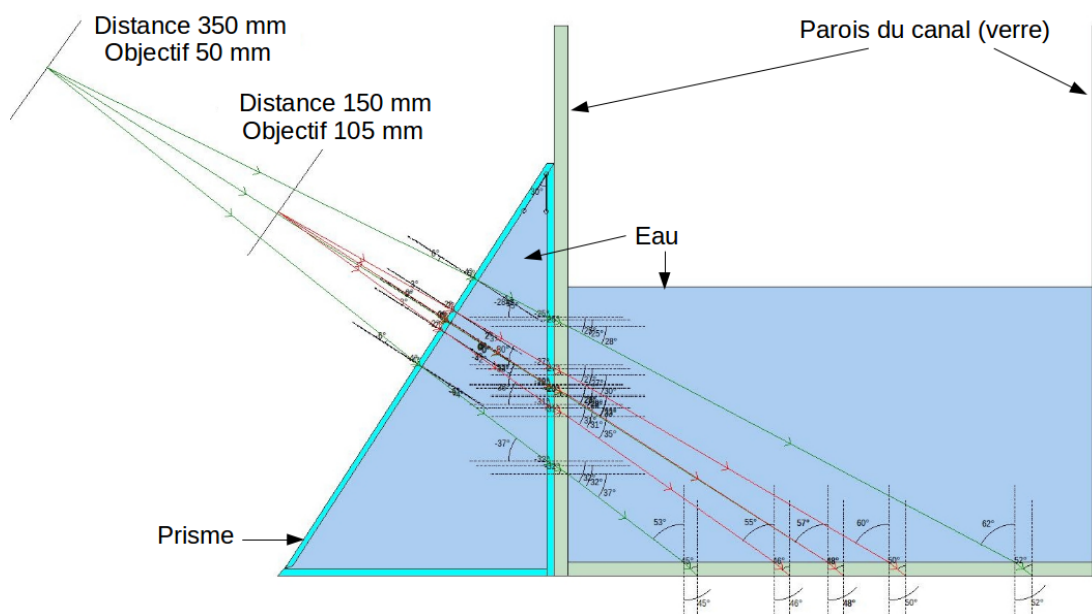


FIGURE .2 – Vérification des champs de vue avec OptGeo.

