



HAL
open science

Érosion et transport de particules au voisinage d'un obstacle

Florent Lachaussée

► **To cite this version:**

Florent Lachaussée. Érosion et transport de particules au voisinage d'un obstacle. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Paris Saclay (COmUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLS377 . tel-02276246

HAL Id: tel-02276246

<https://theses.hal.science/tel-02276246>

Submitted on 2 Sep 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.

Érosion et transport de particules au voisinage d'un obstacle

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud

École doctorale n°579 : Sciences mécaniques et énergétiques,
matériaux et géosciences (SMEMaG)
Spécialité de doctorat : Mécanique des fluides

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 14 novembre 2018, par

Florent Lachaussée

Composition du jury :

Alexandre Valance Directeur de recherche, CNRS (IPR)	Président du jury
François Charru Professeur, Université Paul Sabatier (IMFT)	Rapporteur
Pascale Aussillous Maître de conférences, Aix-Marseille Université (IUSTI)	Rapporteur
François Lusseyran Directeur de recherche, CNRS (LIMSI)	Examineur
Philippe Gondret Professeur, Université Paris-Sud (FAST)	Directeur de thèse
Yann Bertho Maître de conférences, Université Paris-Sud (FAST)	Co-Directeur de thèse
Christophe Chevalier Ingénieur-chercheur, IFSTTAR (GERS)	Invité

Remerciements

Tout d’abord, je tiens à remercier mes trois encadrants de thèse Philippe Gondret, Yann Bertho et Cyprien Morize. Si officiellement ils n’étaient que deux, en pratique ils ont bien été trois à m’accompagner au long de ces belles années de thèse. Ce travail leur doit indéniablement beaucoup, eux qui m’ont énormément apporté par leurs conseils, leur aide, leurs explications, leurs idées, leurs suggestions, leur enthousiasme, leurs encouragements, leur rigueur, leur patience, leur soutien, bref par leurs compétences scientifiques et leurs qualités humaines. Ce fut une expérience très enrichissante, et un véritable plaisir, que de travailler avec eux.

Je souhaite également exprimer ma reconnaissance envers les membres de mon jury de thèse. Merci à Pascale Aussillous et François Charru qui ont accepté de lire attentivement mon manuscrit et d’en faire le rapport, à Alexandre Valance qui m’a fait l’honneur de présider le jury, et à François Lusseyran qui a accepté d’examiner mes travaux. Merci également à Christophe Chevalier, coordinateur du projet ANR SSHEAR, projet qui a assuré le financement de cette thèse, et m’a permis de rencontrer mes encadrants ainsi qu’un grand nombre d’interlocuteurs aux profils variés.

Ces trois années de doctorat n’auraient sans doute pas été les mêmes sans la très bonne ambiance qui règne au FAST. J’ai eu beaucoup de plaisir à en côtoyer les différents membres, permanents comme non-permanents, qui ont su se montrer accessibles, accueillants et toujours prêts à donner un coup de main. Au FAST, les occasions de discuter avec des gens ne manquent pas, que ce soit lors des trajets en RER, lors des repas, ou lors des pauses (avec ou sans) café : ce furent des moments instructifs, intéressants, enrichissants, amusants, autrement dits fort agréables.

Je tiens ainsi à remercier chaleureusement les chercheurs permanents du laboratoire pour leur aide, leur conversation, ou la patience dont il ont fait preuve à la cantine le temps que je finisse mes trois desserts. Merci donc à Harold, Pierre-Philippe, Anne, Georg, Carine, Frédéric, Frédérique, Frédéric, Georges, Béatrice, Lamine, Jean-Pierre (et son livre), Jérôme (et ses quatre polaires), Sophie, Ludovic, Marc (notamment pour les N papiers qu’ils a dû signer en tant que directeur de laboratoire), Nicole, Neil, Dominique (toujours prêt à prendre la pause), Antoine et Laurent (pour les biscuits et la gestion du projet de futur nouveau logo). Petit coucou à Émilie et Alban, qui sont repartis de l’autre côté de l’eau.

Outre ces formidables chercheurs permanents, cette thèse a également été l’occasion de rencontrer des doctorants et post-doctorants, FASTiens plus éphémères, mais tout aussi fantastiques : merci à Samuel (et ses talents de cruciverbiste), Johan, Adama, Marguerite, Stéphane, Manon (qui s’amuse aussi à mettre des grains dans l’eau, mais pas de la même façon), Nathanaël, Maxime (tous deux maîtres des jeux de plate-forme tournante), Romaric (qui n’a jamais froid), Arnaud, Gianluca, Nicolò, Wen, et les petits nouveaux (pas forcément si nouveaux) Aymeric, Marine et Julien. Je tiens à saluer plus spécifiquement celles et ceux dont j’ai eu le plaisir de partager le bureau : Aurore, la première d’entre tous (merci pour les

soirées cinéma et les dessins au tableau), mais aussi Guillaume, Chen, Yiqin et Perrine (grâce à qui pas une minute d'enseillement ne passe inaperçue). Et je dois bien évidemment exprimer toute ma gratitude à « ma » stagiaire Yasmine, qui a vraiment mis beaucoup de cœur à l'ouvrage, et dont les résultats se sont révélés très précieux pour la rédaction de ce manuscrit.

Mais le FAST, comme tout laboratoire, n'est pas peuplé que de chercheurs. Heureusement que des gens sont là pour nous aider dans les multiples difficultés que l'on rencontre. Merci à Mai et Monique pour leur aide avec les inévitables tâches administratives, et à Babacar pour l'informatique. Merci à Alban, Johannes, Lionel et Rafaël pour leur aide sur cette vénérable manip qu'est l'hydrodrome : leur créativité et leur réactivité sont très précieuses pour les nombreux expérimentateurs du FAST. Je tiens en outre à décerner ici une mention spéciale à Rafaël, fournisseur officiel de surnoms à la noix.

Cette thèse n'aurait sans doute pas été la même si le FAST ne se trouvait pas sur un plateau, et que son accès n'était le fruit d'une vivifiante ascension matinale depuis le RER B. Outre ses apports scientifiques et humains, ce doctorat m'aura permis de nettement améliorer mes compétences de randonneur, notamment en descente. Rue de la Colline, tu vas me manquer...

Au cours de ma thèse, outre la recherche, j'ai eu la chance de pouvoir mener une mission de médiation scientifique au Palais de la Découverte. Cela m'a également beaucoup apporté, et je tiens à saluer tous les gens que j'ai eu l'occasion d'y croiser. Merci en particulier à Romain de l'unité « 1 chercheur, 1 manip », et à Pierre, pour leur aide dans le montage de l'exposé « Rivières et érosion ». Ces exposés m'ont permis de rencontrer de nombreux visiteurs intéressés et intéressants, et de me dire que, finalement, mon sujet de thèse était vraiment très chouette. Je veux ici adresser mes plus sincères remerciements au visiteur, hélas anonyme, qui me fit comprendre que l'affouillement, c'était ce qu'il se passait quand on mettait ses pieds sur le sable à la plage : cette analogie, très parlante, fut extrêmement utile, aussi bien pour la vulgarisation que pour les conférences scientifiques. En troisième année de thèse, j'ai eu le bonheur d'intégrer l'unité de physique du Palais : merci à tous les collègues de ce département, doctorants ou permanents. J'ai pu y transmettre le goût de la physique au public, en lui donnant (parfois) le tournis, d'autre fois en jouant avec 300 000 V (un pur plaisir, je recommencerais bien).

J'en profite pour saluer et remercier tous mes anciens professeurs (depuis tout petit) et encadrants de stage : c'est grâce à eux que j'ai acquis le goût de la science, et l'envie d'y contribuer.

Mais ces trois ans ne sont pas seulement résumés à la vie de laboratoire et de Palais. Je souhaite ici également remercier mes amis. Commençons par mes amis de prépa Alexandre, Grégoire et Renyu. Je pense aussi bien évidemment à mes camarades de l'ENS, notamment parmi la joyeuse bande dite du B4 : Aurore, Julien, Natan, Pief, Piem, Piew, Raphaël, Thomas, Virgile. Mais aussi Jérôme, Grégoire, Delphine, et les autres.

Je dédie un petit paragraphe à la troupe d'improvisation des « N'Improtequoi », dont je fais partie depuis sept ans déjà, et que j'ai eu l'honneur (et le courage) de présider quatre années durant (dont mes trois ans de thèse...). C'est vraiment une troupe formidable : merci à tous les N'Impros pour les excellents moments passés ensemble, sur scène ou en dehors, et que nous ne manquerons pas de connaître encore. Petite dédicace particulière à François, pour l'aide qu'il a su m'apporter et tout ce qu'il fait pour l'association.

Pour finir, je souhaite exprimer toute ma reconnaissance à celles et ceux sans qui je ne serai rien et à qui je dois tout, à savoir ma famille, ô combien précieuse. Merci à mon père, ma mère, ma sœur et mon frère, qui m'ont toujours soutenu, stimulé, encouragé et... supporté. Merci aussi à mes grands-parents, aux Jrouks, à mes oncles et tantes, cousins et cousines.

Voilà, j'espère que je n'oublie personne. Il y a malheureusement un risque que ce soit le cas : si des personnes s'estiment lésées, qu'elles se manifestent, je les dédommagerai avec du chocolat.

Merci tout le monde !

Table des matières

Remerciements	iii
Table des matières	vii
Introduction	1
1 État de l'art	5
1.1 Écoulement en canal sans obstacle	7
1.2 Écoulement au voisinage d'un obstacle émergent du fond	12
1.3 Érosion d'un lit granulaire par un écoulement	18
1.4 Érosion au voisinage d'un obstacle	24
1.5 Objectif de notre étude	32
2 Dispositif expérimental	35
2.1 Le canal hydraulique	37
2.2 Les grains	39
2.3 Les obstacles	40
2.4 L'écoulement et sa caractérisation par vélocimétrie par images de particules	41
2.5 Visualisation de l'érosion	46
2.6 Suivi temporel topographique de l'érosion	47
2.7 Synthèse	53
3 Typologie des motifs d'érosion	55
3.1 Conditions expérimentales	57
3.2 Affouillement en fer à cheval	58
3.3 Affouillement en oreilles de lapin	60
3.4 Comparaison avec la littérature	61
3.5 Influence de divers paramètres sur les seuils d'affouillement	65
3.6 Synthèse	76
4 Caractérisation de l'érosion par suivi topographique	79
4.1 Quelques exemples de topographies d'érosion	81
4.2 Mesures de l'érosion	85
4.3 Dynamique d'affouillement	89
4.4 Compétition entre les deux motifs d'affouillement	93
4.5 Avec un obstacle plus large	96
4.6 Synthèse	102
5 Écoulement et seuils d'érosion	103
5.1 Écoulement sans obstacle	105
5.2 Survitesse moyenne autour d'un cylindre	114
5.3 Tourbillon en fer à cheval	119

5.4 Écoulement aval et affouillement en oreilles de lapin	123
5.5 Synthèse	133
Conclusion et perspectives	135
A Écoulement potentiel autour d'un cylindre	I
A.1 Principe et notations	I
A.2 Cylindre seul dans un milieu infini	II
A.3 Cylindre entre deux parois latérales	IV
Liste des symboles	IX
Bibliographie	XIII

Introduction

Les paysages à la surface de la Terre présentent une remarquable diversité, qui résulte de la richesse des processus géologiques façonnant le relief. Si celui-ci peut apparaître figé à des échelles de temps humaines, il est en fait en constante évolution. Les montagnes sont créées par la tectonique des plaques, les cours d'eau creusent les vallées et les dunes rencontrées dans certains déserts apparaissent sous l'effet du vent qui transporte les grains de sable.

Nombre des paysages que nous observons sont de nature sédimentaire, c'est-à-dire constitués de matériaux divers issus de la dégradation des roches. Les sédiments sont de composition et de formes très variées : ce terme générique regroupe aussi bien les fines particules d'argile que les blocs rocheux présents dans les torrents, en passant par les grains de sable et les graviers. On peut néanmoins souvent considérer que les sédiments présents sur un site forment un milieu granulaire, c'est-à-dire une collection de grains solides indépendants. Les écoulements fluides à la surface de notre planète (vents, rivières, courants marins, etc.) sont susceptibles de transporter ces sédiments, les déplaçant d'un endroit à un autre. Ceci est un mécanisme clé dans le façonnement des paysages : les chaînes de montagne se retrouvent érodées, les fleuves créent des plaines alluviales, des bancs de sable apparaissent à certains endroits sur les côtes. Au niveau des continents, l'essentiel de ce transport sédimentaire est assuré par les cours d'eau, notamment pendant leurs périodes de crue.

Les cours d'eau jouent un rôle important dans les sociétés humaines. Sources d'eau potable, mais aussi d'énergie, ils peuvent servir d'axes de communication, même s'ils constituent également des obstacles naturels. De nombreuses infrastructures y sont ainsi bâties, par exemple pour en exploiter les ressources (moulin, barrage) ou pour en permettre le franchissement (ponts). Outre leur éventuel impact écologique, ces ouvrages peuvent avoir une incidence forte sur le cours d'eau lui-même, la perturbation du transport d'eau et de sédiments conduisant à des modifications du lit. On rencontre des problématiques analogues dans les zones côtières, également densément peuplées et aménagées : les différents édifices présents interagissent avec courants et sédiments.

L'effet des infrastructures fluviales ou côtières sur leur environnement peut s'observer à une échelle globale, comme dans le cas d'un barrage qui vient modifier l'hydrologie d'un cours d'eau et en retient les sédiments. Mais les ouvrages de plus faible envergure ont également un impact, plus localisé. La perturbation de l'écoulement qu'ils induisent favorise localement la mise en mouvement des sédiments, c'est-à-dire leur érosion. Ce phénomène d'érosion préférentielle au voisinage d'une structure est appelé affouillement. Outre son éventuelle incidence environnementale, il peut constituer une menace pour l'édifice lui-même. L'affouillement est notamment susceptible de mettre à nu les fondations de l'ouvrage, qui reposent normalement sous une couche plus ou moins épaisse de sédiments (figure 1). Cette mise à nu des fonda-



FIGURE 1 – Exemple d’affouillement : suite à une crue, le sol a été fortement érodé au pied des piles du pont. Source : <https://water.usgs.gov/osw/techniques/bs/BSDMS>.

tions représente un risque majeur, car elle fragilise considérablement l’infrastructure et peut en provoquer l’effondrement, avec des conséquences potentiellement catastrophiques. La destruction du Pont Wilson de Tours en avril 1978 a pour origine ce phénomène d’affouillement : bien qu’il ne causât pas de victimes directes, ce désastre eut d’importantes répercussions sur l’économie et la vie des habitants de la région pendant de longs mois.

En raison des importants risques associés, de nombreuses études ont été menées sur l’affouillement. Un des enjeux majeurs est de pouvoir prédire de façon satisfaisante ce phénomène pour un ouvrage donné. Une sous-estimation du risque est bien entendu dangereuse, mais sa surestimation conduit à mettre en place d’inutiles dispositifs de protection. Bien dimensionnés, ceux-ci présentent une bonne efficacité, mais leur installation est coûteuse et nécessite parfois de longs travaux.

La complexité du phénomène d’affouillement en rend toutefois la compréhension physique et la prédiction délicates. L’érosion au voisinage d’un obstacle est due à l’écoulement tridimensionnel et turbulent s’y développant, qui constitue à lui seul un objet d’études. L’affouillement émerge de l’interaction complexe entre cet écoulement et le lit sédimentaire : le fluide entraîne les grains, et la modification de la forme du lit influence l’écoulement. De ce fait, les connaissances sur l’affouillement sont essentiellement empiriques.

Dépasser cet empirisme pour améliorer la modélisation et la prédiction de l’affouillement nécessite de répondre à de nombreuses questions encore ouvertes. À l’échelle nationale, le projet ANR SSHEAR (*Soils, Structures and Hydraulics: Expertise and Applied Research*) a ainsi été mis en place pour tenter d’y apporter des réponses, en utilisant une approche multi-échelle et pluridisciplinaire. Ce projet regroupe différents partenaires : un institut de recherche technologique (Railenium), des gestionnaires d’infrastructures directement concernés par les risques d’affouillement (SNCF et Vinci Autoroutes), ainsi que différents instituts de recherche, mettant en œuvre des approches de terrain et de laboratoire à des degrés applicatifs divers (Cerema, IFSTTAR et laboratoire FAST).

La présente étude s’inscrit dans le cadre du projet ANR SSHEAR. Elle vise à améliorer la compréhension physique du phénomène d’affouillement en s’appuyant sur sa modélisation expérimentale en laboratoire. Une telle démarche permet de nous placer dans des conditions bien contrôlées et de faire varier un certain nombre de paramètres parmi les nombreux qui interviennent dans l’affouillement. Ce faisant, elle apporte un éclairage supplémentaire sur l’érosion au voisinage d’un obstacle et permet d’en étudier certains aspects jusqu’à présent relativement inexplorés.

Cette thèse se découpe en cinq chapitres. Le premier d'entre eux vise à introduire des notions qui s'avéreront utiles par la suite, ainsi qu'à passer en revue un certain nombre d'aspects connus du problème étudié. Nous présenterons notamment l'écoulement se développant dans le voisinage d'un obstacle cylindrique. Nous décrirons également quelques caractéristiques du phénomène d'érosion, tout d'abord dans le cas simple d'un écoulement fluide au-dessus d'un lit granulaire plat, puis à proximité d'un obstacle, c'est-à-dire en situation d'affouillement. Nous aborderons en particulier la question du seuil d'érosion, c'est-à-dire la vitesse d'écoulement nécessaire à la mise en mouvement des grains. Si celle-ci reste toujours d'actualité dans les configurations simples, elle semble avoir été peu étudiée en configuration d'affouillement. Partant de ce constat, nous axons nos travaux sur la question du seuil d'érosion au voisinage d'un obstacle.

Le deuxième chapitre sera consacré au dispositif expérimental. Nous en exposerons les caractéristiques, et présenterons le matériel utilisé, ainsi que les paramètres étudiés. Nous décrirons également les méthodes de mesure mises en œuvre au cours de nos travaux, aussi bien au niveau de l'écoulement que du lit granulaire et du suivi de sa déformation.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les résultats de nos mesures visuelles de l'érosion au voisinage d'un obstacle. Nos observations indiquent que celle-ci peut en fait conduire à deux motifs différents : si le motif se formant en pied d'obstacle est bien connu, il est également possible que l'érosion ne se produise qu'en aval, avec une morphologie différente. Nous rapporterons donc les seuils d'apparition de ces deux motifs, et leurs variations en fonction d'un certain nombre de paramètres.

Le quatrième chapitre aura pour but de compléter ces observations directes par des mesures de la topographie du lit et son suivi au cours du processus d'affouillement. Nous comparerons la morphologie des deux motifs, ainsi que leur évolution au cours du temps. Ceci permettra d'éclairer la compétition existant entre les dynamiques d'apparition des deux types d'affouillement. Nous chercherons également à caractériser au mieux la morphologie du motif nouvellement observé en aval.

Au cours du cinquième et dernier chapitre, nous tâcherons de relier l'apparition des deux motifs d'affouillement à l'écoulement. Nous chercherons notamment à comprendre comment la perturbation de l'écoulement liée à l'obstacle influence les seuils d'érosion. Nous commencerons par traiter l'écoulement sans obstacle, avant de nous intéresser aux différentes structures qui apparaissent au voisinage d'un cylindre et qui sont associées aux motifs d'affouillement.

Chapitre 1

État de l'art

« *Le rocher, abrupt extérieurement, et inabordable, était évidé en dedans. Il avait des galeries, des puits et des chambres comme le tombeau d'un roi d'Égypte. Cet affouillement était un des plus compliqués parmi ces dédales, travail de l'eau, sape de la mer infatigable.* »

Victor Hugo, *Les Travailleurs de la mer*, 1866

Sommaire

1.1	Écoulement en canal sans obstacle	7
1.1.1	Écoulements laminaires et turbulents	7
1.1.2	Décomposition de Reynolds et contraintes turbulentes	8
1.1.3	Conditions à la surface libre	9
1.1.4	Au voisinage du fond	9
1.1.5	Évaluation de la contrainte à la paroi	10
1.2	Écoulement au voisinage d'un obstacle émergent du fond	12
1.2.1	Structures caractéristiques	12
1.2.2	Déviations des lignes de courant et sillage	12
1.2.3	Écoulement plongeant et tourbillon en fer à cheval	16
1.2.4	Cas d'un obstacle immergé	16
1.3	Érosion d'un lit granulaire par un écoulement	18
1.3.1	Les sédiments	18
1.3.2	Nombre de Shields	18
1.3.3	Modes de transport des sédiments	19
1.3.4	Seuil d'érosion	20
1.3.5	Lois de transport des sédiments	22
1.3.6	Instabilités et morphogénèse	22
1.4	Érosion au voisinage d'un obstacle	24
1.4.1	Le phénomène d'affouillement	24
1.4.2	Régimes d' <i>eau claire</i> et de <i>lit mobile</i>	24
1.4.3	La fosse et l'écoulement	25
1.4.4	Dynamique d'affouillement	26
1.4.5	Influence de différents paramètres sur l'affouillement	27
1.4.6	Quelques exemples de protections contre l'affouillement	30
1.4.7	De la modélisation de l'affouillement	31
1.5	Objectif de notre étude	32

Ce chapitre vise à introduire les bases nécessaires à la bonne compréhension de la suite de cette thèse. Nous présenterons tout d'abord les notions d'intérêt dans le cas d'un écoulement en canal sans obstacle, puis décrirons les structures apparaissant lors de la perturbation de l'écoulement par un obstacle émergent du fond. Nous nous intéresserons ensuite au phénomène d'érosion : nous commencerons par en exposer les caractéristiques dans une configuration d'écoulement simple, avant de nous concentrer sur l'érosion au voisinage d'un obstacle, également appelée affouillement.

1.1 Écoulement en canal sans obstacle

Nous exposons dans cette partie les outils hydrodynamiques utiles à l'étude de l'érosion. Pour cela, nous commençons par présenter quelques notions générales, avant de nous placer dans le cas modèle d'un écoulement d'eau unidirectionnel en canal à fond plat.

Les notions, outils et notations sont ici introduits de façon succincte, en nous concentrant sur les aspects qui nous sont le plus utiles. Nous nous appuyons essentiellement sur l'ouvrage de GUYON et collab. [39]. Les aspects liés à la turbulence, notamment au voisinage des parois, sont approfondis à l'aide des livres de TOWNSEND [112] et POPE [89].

1.1.1 Écoulements laminaires et turbulents

Dans la nature, on observe une grande variété d'écoulements fluides, aux comportements divers. Si les écoulements dits laminaires présentent une certaine régularité, les écoulements dits turbulents sont plus complexes, les mouvements du fluide paraissant imprévisibles et désordonnés. Une observation attentive de la turbulence la fait apparaître comme une superposition de structures, de tourbillons notamment, à des échelles variées.

Quelque soit sa nature, un fluide incompressible voit la dynamique de sa vitesse $\vec{u}(x,y,z,t)$ d'écoulement régie par l'équation de Navier-Stokes :

$$\begin{cases} \rho \partial_t \vec{u} + \rho (\vec{u} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) (\vec{u}) = -\overrightarrow{\text{grad}} p + \eta \overrightarrow{\Delta} \vec{u} + \vec{f}, \\ \text{div } \vec{u} = 0, \end{cases}$$

où $p(x,y,z,t)$ est la pression du fluide, ρ sa masse volumique, η sa viscosité dynamique et \vec{f} traduit un éventuel forçage externe. On peut également utiliser la viscosité cinématique ν , connaissant la relation $\eta = \rho\nu$.

Cette équation fait intervenir plusieurs contributions, en compétition : la partie inertielle comporte un terme non stationnaire $\rho \partial_t \vec{u}$ et un terme d'advection $\rho (\vec{u} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) (\vec{u})$, la contribution visqueuse correspond au terme $\eta \overrightarrow{\Delta} \vec{u}$. La turbulence émerge de la non-linéarité de l'équation de Navier-Stokes, qui provient du terme d'advection. Évaluer la prépondérance des différents termes pour un écoulement permet de juger de son caractère turbulent ou non.

Pour cela, on construit un nombre sans dimension appelé nombre de Reynolds :

$$\text{Re} = \frac{LU}{\nu},$$

qui vient comparer l'importance des termes visqueux et d'advection pour l'écoulement d'un fluide de viscosité cinématique ν , à une vitesse typique U sur une échelle de longueur L . À faibles nombres de Reynolds, c'est le caractère visqueux du fluide qui domine, tandis qu'à des valeurs de Re élevées, ce sont les effets inertiels qui l'emportent.

Les écoulements à faible nombre de Reynolds, visqueux, présentent un caractère laminaire. Pour des nombres de Reynolds plus grands, on passe dans un régime inertiel, mais l'écoulement reste laminaire tant que $Re < Re_t$, où Re_t est le nombre de Reynolds critique de transition vers la turbulence. Cette valeur de transition se situe dans la gamme $10^2 \lesssim Re_t \lesssim 10^3$, sa valeur précise dépendant de la géométrie exacte de l'écoulement.

Les écoulements naturels d'eau dans les rivières ou les courants océaniques sont inertiels et turbulents. Les nombres de Reynolds associés sont en effet élevés (typiquement 10^6 pour un petit cours d'eau), du fait de la faible viscosité de l'eau ($\nu \sim 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) combinée à la taille de ces écoulements ($L \sim 1 \text{ m}$) et aux vitesses mises en jeu ($U \sim 1 \text{ m s}^{-1}$). Dans notre étude en canal, les nombres de Reynolds employés sont plus faibles (typiquement 10^4 , avec $L \sim 10^{-1} \text{ m}$ et $U \sim 10^{-1} \text{ m s}^{-1}$), mais nous placent également dans le cas d'écoulements inertiels et turbulents.

1.1.2 Décomposition de Reynolds et contraintes turbulentes

La turbulence se caractérise par d'importantes fluctuations de vitesse. À un instant donné, le champ de vitesse de l'écoulement peut donc différer fortement de sa valeur moyennée au cours du temps. La prise en compte des fluctuations est essentielle à la compréhension des écoulements turbulents.

C'est dans ce but qu'est introduite la décomposition de Reynolds, qui consiste à séparer le champ de vitesse en un champ de vitesse moyenne et un champ de fluctuations. On a ainsi $\vec{u}(x,y,z,t) = \langle \vec{u} \rangle(x,y,z) + \vec{u}'(x,y,z,t)$, où $\langle \cdot \rangle$ désigne la moyenne d'ensemble¹, et $'$ les fluctuations. Par définition $\langle \vec{u}' \rangle \equiv 0$.

Cette décomposition peut en fait se faire pour chaque composante de la vitesse $\vec{u} = u\vec{e}_x + v\vec{e}_y + w\vec{e}_z = u_i\vec{e}_i$.² Pour chaque composante i , on a donc : $u_i = \langle u_i \rangle + u'_i$. On décompose de façon analogue le champ de pression : $p = \langle p \rangle + p'$.

En introduisant la décomposition de Reynolds dans l'équation de Navier-Stokes que l'on moyenne ensuite temporellement, on obtient après calculs, l'équation de Reynolds. Celle-ci, connue également sous l'acronyme anglais RANS (pour *Reynolds-averaged Navier-Stokes*) s'écrit, pour chacune des composantes i et en l'absence de forçage externe :

$$\begin{cases} \rho \left(\partial_t \langle u_i \rangle + \langle u_j \rangle \partial_{x_j} \langle u_i \rangle \right) = -\partial_{x_i} \langle p \rangle + \partial_{x_j} \left(\eta \partial_{x_j} \langle u_i \rangle - \rho \langle u'_i u'_j \rangle \right) \\ \partial_{x_i} \langle u_i \rangle = 0. \end{cases}$$

Cette équation fait apparaître deux termes de contrainte : le terme visqueux $\eta \partial_{x_j} \langle u_i \rangle$ et le terme $\sigma_{ij} = -\rho \langle u'_i u'_j \rangle$, appelé tenseur de Reynolds ou tenseur des contraintes turbulentes. Ce deuxième terme traduit le transport de quantité de mouvement par les fluctuations de vitesse. Dans un écoulement turbulent, il s'agit du mécanisme principal de transfert de quantité de mouvement entre les différentes régions du fluide. La contribution des effets visqueux est négligeable dans la majeure partie de l'écoulement, sauf au niveau des parois.

Les équations présentées jusqu'ici sont des équations de volume, qui régissent l'écoulement au sein du fluide. Celles-ci peuvent présenter des solutions très différentes en fonction des conditions aux limites imposées à l'écoulement, par le biais de parois, d'interfaces ou d'obstacles.

1. Moyenne d'ensemble qu'on assimile à la moyenne temporelle, en vertu de l'hypothèse ergodique.
2. On utilise ici la convention de sommation d'Einstein sur les indices répétés.

1.1.3 Conditions à la surface libre

L'interface avec l'air d'un écoulement en canal (ou d'une rivière) est qualifiée de surface libre. Dans le cas d'un écoulement établi, la condition aux limites au niveau de cette interface est une annulation des contraintes dans le liquide. Ceci provient du fait que la masse volumique et la viscosité dynamique de l'air sont négligeables face à celles de l'eau.³

Un paramètre important dans le cas d'un écoulement à surface libre est le nombre de Froude :

$$\text{Fr} = \frac{U}{\sqrt{gh}},$$

où U est la vitesse de l'écoulement, h sa hauteur et g l'accélération de la pesanteur. Ce nombre compare l'énergie cinétique du fluide avec son énergie potentielle de pesanteur, ou encore la vitesse du fluide avec celle des ondes de surface. Pour $\text{Fr} > 1$, on est dans un régime d'écoulement torrentiel, tandis que pour $\text{Fr} < 1$ l'écoulement est dans un régime fluvial. À petits nombres de Froude, les interactions entre la surface libre et le fond de l'écoulement sont négligeables. C'est le cas dans notre étude, où nous travaillons avec des valeurs de nombre de Froude inférieures à 0,2.

1.1.4 Au voisinage du fond

Couche limite turbulente et vitesse de frottement

Au niveau d'une paroi solide, immobile, la continuité du champ de vitesse impose une vitesse de l'écoulement nulle. La zone de raccordement entre l'écoulement au loin et la surface de la paroi est appelée couche limite. On s'intéresse ici au cas particulier de la couche limite au fond d'un écoulement turbulent, stationnaire et invariant longitudinalement.

Dans ce cas, la couche limite turbulente peut se décomposer en trois parties. Celles-ci sont, en partant du fond :

- Une sous-couche visqueuse, adjacente à la paroi. Très peu épaisse, cette couche est dominée par les effets visqueux. L'écoulement est laminaire, et non turbulent, et présente un profil linéaire de vitesse.

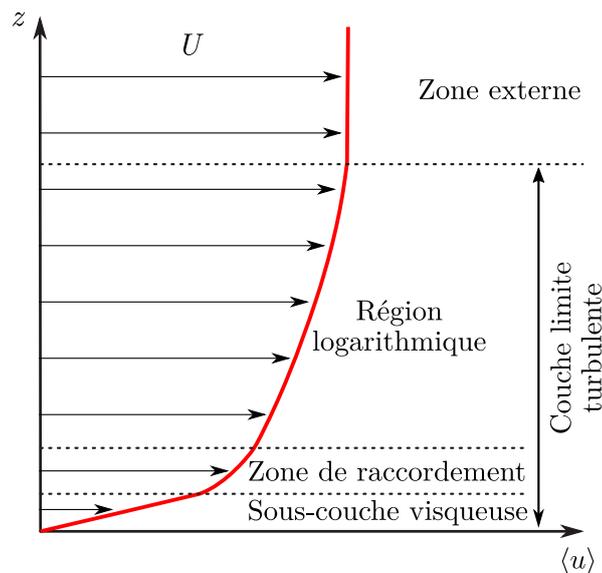


FIGURE 1.1 – Profil de vitesse et couche limite pour un écoulement turbulent. Les différentes régions ne sont pas à l'échelle pour une meilleure lisibilité.

3. Cette condition aux limites est bien entendu à affiner si l'on s'intéresse au couplage entre air et eau, mais cela est totalement hors de la portée de cette thèse.

- Une zone de raccordement, où contraintes visqueuses et turbulentes sont présentes.
- Une sous-couche inertielle, région dite « logarithmique », où le profil de vitesse moyenne suit une dépendance logarithmique avec l'altitude.

En dehors de cette couche limite et jusqu'à la surface libre se trouve la zone dite externe, où le profil de vitesse est quasiment constant. Ainsi, on parle parfois d'écoulement « bouchon » pour qualifier le profil d'un écoulement turbulent au voisinage d'une paroi.

La figure 1.1 résume de façon schématique la répartition des différentes régions du profil vertical de vitesse $\langle u \rangle(z)$ d'un écoulement turbulent de paroi. À noter que cette allure générale est aussi valable pour un écoulement turbulent d'air au-dessus d'une surface, les tailles des différentes zones variant cependant par rapport au cas présenté ici avec de l'eau.

Dans ce cas d'écoulement bidimensionnel en canal, établi et stationnaire, les équations de Reynolds pour la composante longitudinale $\langle u \rangle$ font intervenir deux termes de contraintes : le terme visqueux $\eta \partial_z \langle u \rangle$ et le terme turbulent $\sigma_{xz} = -\rho \langle u'w' \rangle$.

Au niveau du fond, le fluide exerce une contrainte notée σ_0 . Cette contrainte à la paroi s'exprime aussi à l'aide de la vitesse de frottement u_* , définie par la relation :

$$\sigma_0 = \rho u_*^2.$$

Là où l'écoulement à l'échelle du canal est caractérisé par une vitesse d'approche U , u_* est la vitesse typique au voisinage du fond.

Zone de variation logarithmique et rugosité

La taille de la région de variation logarithmique dépend du nombre de Reynolds Re . En son sein, le profil vertical moyen de vitesse $\langle u \rangle(z)$ obéit à la « loi du mur logarithmique » qui s'écrit :

$$\langle u \rangle(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right),$$

où $\kappa \simeq 0,40$ est la constante de von Kármán, et z_0 la longueur de rugosité, qui correspond à l'altitude à laquelle le profil logarithmique de vitesse s'annule.⁴ Elle est liée à la rugosité du fond et donc à celle de l'écoulement.

Il faut en effet distinguer différents régimes d'écoulement turbulents, en fonction de la rugosité de la paroi. On utilise pour cela le nombre de Reynolds de cisaillement :

$$Re_* = \frac{d u_*}{\nu},$$

où d est la taille des rugosités du fond, typiquement la taille des grains dans le cas d'un lit granulaire.

Pour des valeurs de $Re_* \lesssim 5$, l'écoulement turbulent est qualifié de lisse : les aspérités de la surface sont totalement immergées dans la sous-couche visqueuse. La longueur de rugosité vaut alors $z_0 = \nu/9u_*$. Pour $Re_* \gtrsim 10^2$, le relief de la paroi a une forte action sur l'écoulement : on est en présence d'un écoulement turbulent rugueux et $z_0 = d/30$. Entre ces deux régimes se situe une gamme de transition, pour laquelle on peut trouver une variété d'expression pour z_0 [66, 103].

En situation d'érosion, les différents régimes d'écoulement peuvent être rencontrés, en fonction de la nature et la granulométrie des sédiments constituant le lit [20, 30].

1.1.5 Évaluation de la contrainte à la paroi

Pour étudier l'érosion, il est important de déterminer la contrainte exercée par le fluide sur le lit granulaire. C'est en effet par le biais de cette contrainte que l'écoulement agit sur les grains et est susceptible de les mettre en mouvement, comme nous le verrons à la section 1.3.

4. Mais pas le profil effectif, qui n'obéit plus à cette loi au voisinage immédiat de la paroi.

L'évaluation de cette contrainte dépend de la nature laminaire ou turbulente de l'écoulement. Nous nous intéressons ici au cas turbulent, pour lequel la contrainte dite pariétale est liée à l'ensemble de l'écoulement, même si elle s'exerce au niveau de la sous-couche visqueuse.

Étant donnée son importance pratique, de nombreuses méthodes expérimentales ont été mises au point pour évaluer la contrainte au niveau du lit σ_0 , ou, de façon équivalente, la vitesse de frottement u_* . Chacune de ces techniques possède ses avantages et ses inconvénients, notamment au niveau de la mise en œuvre, en canal de laboratoire ou sur le terrain [17, 111]. Les différentes méthodes donnent des valeurs de contraintes à la paroi qui peuvent être assez différentes, mais qui sont cohérentes et présentent des tendances similaires [10, 47, 88]. Nous présentons ici rapidement quelques unes de ces méthodes, que nous détaillerons et mettrons en œuvre au chapitre 5.

Une méthode assez répandue s'appuie sur la loi du mur logarithmique [47, 88]. Elle consiste à mesurer le profil vertical moyen de vitesse, et à ajuster la région présentant une variation logarithmique, fournissant ainsi une valeur de u_* et de z_0 . Si elle a l'avantage de ne nécessiter que la mesure de la vitesse longitudinale, cette technique présente des inconvénients pratiques. Elle est en effet assez sensible à la non-bidimensionnalité de l'écoulement et nécessite une connaissance précise de l'altitude z .

Il est également possible de mesurer le profil vertical de contrainte et d'extrapoler sa valeur à la paroi [10, 77]. Théoriquement, pour un écoulement bidimensionnel en canal, l'allure des profils de contraintes turbulente et visqueuse est celle schématisé sur la figure 1.2, la contrainte totale variant de façon affine. Loin du fond, la contrainte totale résulte essentiellement du terme turbulent. Ainsi, en mesurant le profil de contrainte turbulente et en l'extrapolant sur sa partie affine, il est possible d'obtenir une estimation de σ_0 . En pratique, la mesure des fluctuations $\langle u'_i u'_j \rangle$ s'avère plus sensible que celle de la vitesse moyenne.

La troisième approche également répandue est de recourir à l'énergie cinétique turbulente (TKE, pour *turbulent kinetic energy*). Celle-ci est l'énergie cinétique moyenne (par unité de volume) associée aux fluctuations de vitesse :

$$\text{TKE} = \frac{1}{2} \rho (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle).$$

La TKE est une mesure de l'intensité de la turbulence et correspond à une évaluation de la contrainte turbulente « moyenne » ou « globale ». Dans le cas d'un écoulement de paroi,

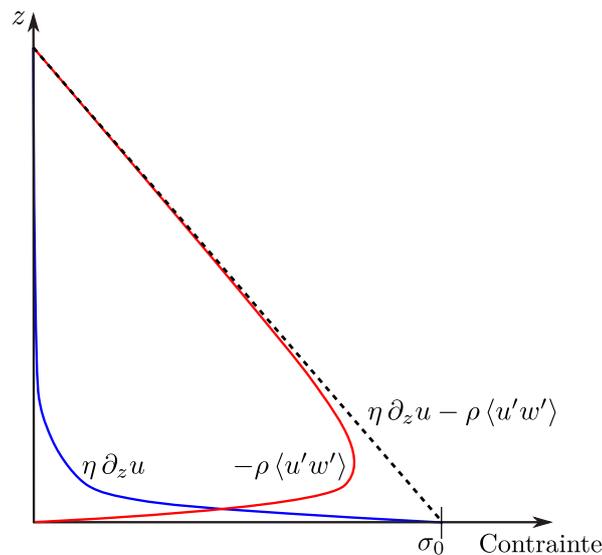


FIGURE 1.2 – Allure des profils de contrainte pour un écoulement théorique bidimensionnel en canal : la courbe rouge représente le terme turbulent $-\rho \langle u'w' \rangle$, la courbe bleue le terme visqueux $\eta \partial_z u$. La ligne pointillée est la contrainte totale, qui vaut σ_0 en $z = 0$.

il y a proportionnalité entre TKE et le terme de contrainte turbulente $\sigma_{xz} = -\rho\langle u'w' \rangle$. On a ainsi $\sigma_{xz} = C_1 \text{TKE}$, avec $C_1 \simeq 0,19$ une constante de proportionnalité dont la valeur semble la même pour toute une gamme d'écoulements, sur fond rigide ou érodable : des souffleries [18], aux expériences de terrain [88, 102, 103], en passant par les canaux hydrauliques de laboratoire [10, 47, 111]. De ce fait, l'extrapolation à $z = 0$ du profil vertical de TKE permet d'estimer la valeur de la contrainte pariétale. L'approche est analogue à celle utilisée en mesurant directement les contraintes de Reynolds, mais elle a le mérite d'être moins délicate à mettre en œuvre, les mesures de TKE étant relativement robustes [17].

D'autres méthodes existent, plus ou moins proches de celles ici exposées [111]. À noter que pour les rivières, en supposant celles-ci à l'équilibre, il est possible d'évaluer la contrainte à partir de la pente du lit et de la hauteur d'eau [37, 57, 95].

1.2 Écoulement au voisinage d'un obstacle émergent du fond

Après avoir exposé quelques notions hydrodynamiques et le cas d'un écoulement de canal, voyons maintenant comment celui-ci est perturbé au voisinage d'un obstacle émergent du fond. Une telle configuration se retrouve dans de nombreuses situations pratiques, lorsqu'un ouvrage, tel qu'une pile de pont ou une éolienne *off-shore*, a ses fondations dans un fond marin ou un lit fluvial. Nous nous plaçons ici dans le cas typique d'un écoulement d'eau turbulent.

1.2.1 Structures caractéristiques

La présence d'un obstacle dans un écoulement le modifie, ce qui se traduit par l'apparition de plusieurs structures caractéristiques. Celles-ci se forment sous l'effet des gradients de pression générés par l'obstacle et des couches limites se formant à sa surface. Dans le cas modèle d'un cylindre émergent du fond et perçant la surface libre, on distingue notamment (figure 1.3) :

- une déflexion de la surface libre et un bourrelet liquide à la surface, sur l'amont de l'obstacle (appelé *surface roller* en anglais) ;
- une déviation des lignes de courant de l'écoulement, qui se retrouvent contractées sur les flancs ;
- un écoulement plongeant sur la face amont, suffisamment en-dessous de la surface libre (*downflow* en anglais) ;
- une zone de recirculation complexe enveloppant le pied de l'obstacle et appelée tourbillon en fer à cheval (TFC) ;
- un écoulement de sillage, avec une zone de recirculation en aval de l'obstacle et émission périodique de tourbillons verticaux, connus sous le nom d'allée tourbillonnaire de Bénard-von Kármán.

La perturbation de l'écoulement au voisinage de l'obstacle provoque une augmentation localisée de la contrainte sur le fond. Cette hausse de la contrainte facilite l'érosion, et est à l'origine du phénomène d'affouillement, que nous présenterons spécifiquement à la partie 1.4. Avant cela, nous détaillons quelques caractéristiques des différentes structures engendrées par la présence de l'obstacle.

1.2.2 Déviation des lignes de courant et sillage

Tout d'abord, la présence d'un cylindre dévie les lignes de courant et est responsable d'un écoulement spécifique de sillage. Ces effets sont bidimensionnels, au sens où ils existent pour l'écoulement à deux-dimensions pour un cylindre infini, en l'absence de parois confinant le fluide.

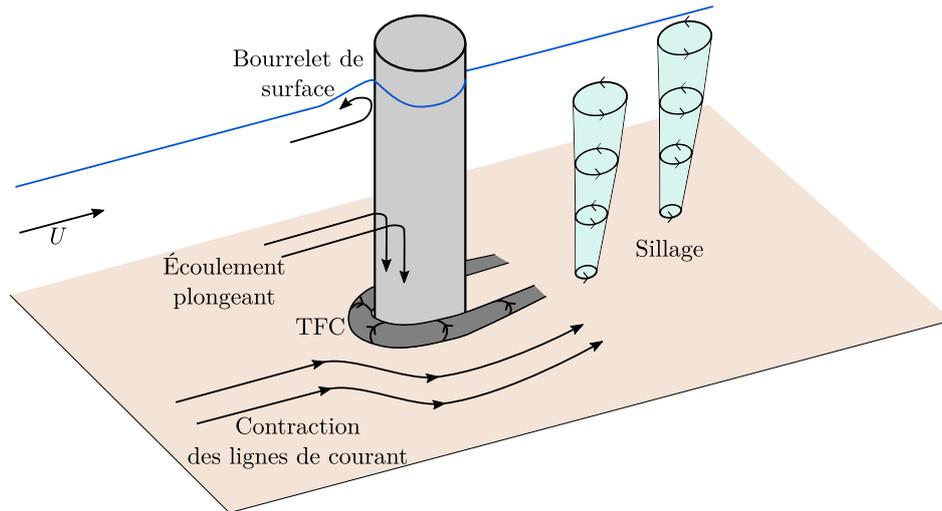


FIGURE 1.3 – Schéma des structures principales de l'écoulement autour d'un cylindre émergent du fond et perçant la surface libre. Les échelles ne sont pas respectées.

La déviation des lignes de courant est due à la conservation du débit, le fluide ne pouvant pénétrer l'obstacle. Elle peut se comprendre à l'aide d'une approche théorique simple, fondée sur l'écoulement potentiel d'un fluide parfait (sans viscosité). Approche que nous utiliserons au chapitre 5, et qui fait l'objet de l'annexe A.2.

Les différents régimes de l'écoulement de sillage sont quant à eux dus aux couches limites se formant sur les parois du cylindre et à leur détachement. La viscosité joue donc un rôle primordial, et l'écoulement de sillage est contrôlé par le nombre de Reynolds basé sur le diamètre du cylindre D :

$$\text{Re}_D = \frac{DU}{\nu},$$

où U est la vitesse d'approche de l'écoulement.

Il existe différents régimes pour l'écoulement de sillage, directement contrôlés par la valeur de ce paramètre. Une classification de ces régimes, établie par SUMER et FREDSSØE [105], est représentée sur la figure 1.4. En particulier, pour $\text{Re}_D > 49$,⁵ on observe l'émission périodique de tourbillons, alternativement d'un côté et de l'autre du cylindre, connue sous le nom d'allée tourbillonnaire de Bénard-von Kármán. À grands nombres de Reynolds, les tourbillons ont une amplitude maximale à une distance d'environ $5D$ en aval du cylindre [38].

La fréquence f d'émission des tourbillons de Bénard-von Kármán est liée à la vitesse U de l'écoulement et au diamètre D de l'obstacle par le biais du nombre de Strouhal St :

$$\text{St} = \frac{fD}{U}.$$

Les expériences ont montré que le nombre de Strouhal dépend du nombre de Reynolds de cylindre, suivant une relation représentée sur la figure 1.5 [64]. En pratique, le nombre de Strouhal peut être considéré comme à peu près constant et valant $\text{St} \simeq 0,2$ sur une large gamme de nombre de Reynolds $3 \times 10^2 \lesssim \text{Re}_D \lesssim 10^5$. Gamme dans laquelle se trouvent toutes les expériences réalisées au cours de nos travaux, pour lesquelles $\text{Re}_D \sim 10^3$.

Les tourbillons de sillage, même dans la configuration simple d'un écoulement bidimensionnel infini et d'un obstacle circulaire, constituent un vaste et ancien sujet de recherche [115]. Mais des configurations plus complexes ont également été étudiées. Le comportement du sillage dépend ainsi de la forme de l'obstacle : on peut entre autres citer les expériences de

⁵ SUMER et FREDSSØE [105] indiquent $\text{Re}_D > 40$, mais la valeur 49 semble plus communément admise [115].

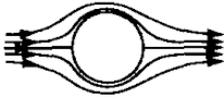
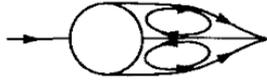
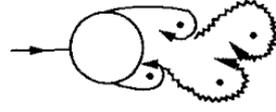
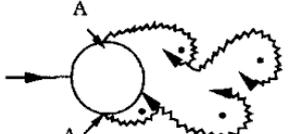
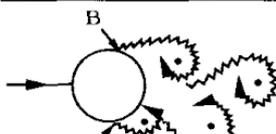
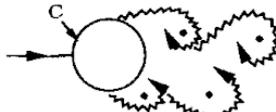
a)		No separation. Creeping flow	$Re < 5$
b)		A fixed pair of symmetric vortices	$5 < Re < 40$
c)		Laminar vortex street	$40 < Re < 200$
d)		Transition to turbulence in the wake	$200 < Re < 300$
e)		Wake completely turbulent. A:Laminar boundary layer separation	$300 < Re < 3 \times 10^5$ Subcritical
f)		A:Laminar boundary layer separation B:Turbulent boundary layer separation;but boundary layer laminar	$3 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^5$ Critical (Lower transition)
g)		B: Turbulent boundary layer separation;the boundary layer partly laminar partly turbulent	$3.5 \times 10^5 < Re < 1.5 \times 10^6$ Supercritical
h)		C: Boundary layer com- pletely turbulent at one side	$1.5 \times 10^6 < Re < 4 \times 10^6$ Upper transition
i)		C: Boundary layer comple- tely turbulent at two sides	$4 \times 10^6 < Re$ Transcritical

FIGURE 1.4 – Régimes d'écoulement autour d'un cylindre circulaire lisse, en fonction du nombre de Reynolds, d'après SUMER et FREDSE [105].

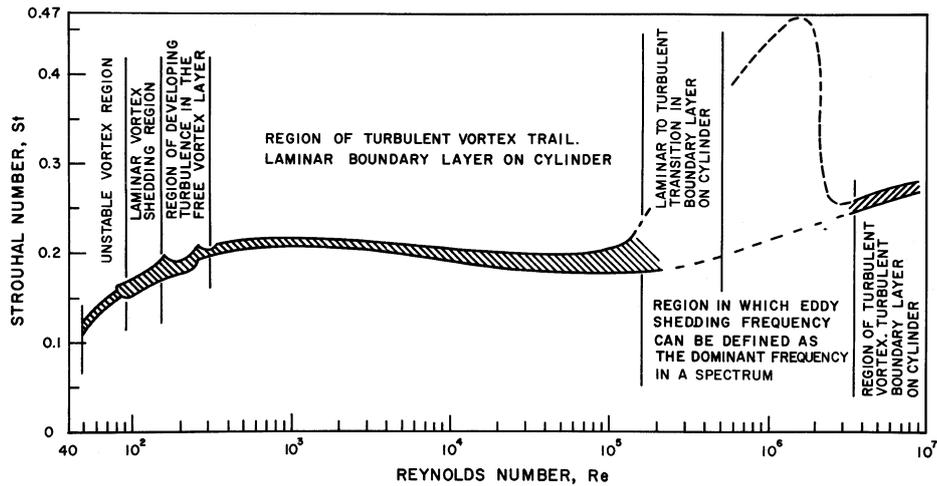


FIGURE 1.5 – Nombre de Strouhal St en fonction du nombre de Reynolds Re_D . Courbe tracée par LIENHARD [64], à partir d’une compilation de données expérimentales.

OZGOREN [82], menées avec des obstacles circulaires et carrés. Par ailleurs, AKILLI et collab. [1] on constaté qu’en prolongeant en aval l’obstacle par une plaque séparant le sillage dans son plan médian, il est possible de supprimer l’émission des tourbillons de Bénard-von Kármán.

Par ailleurs, même en restant dans le cas d’un obstacle circulaire, le sillage est influencé par la présence de parois confinant l’écoulement. Notamment, s’il existe un confinement latéral de l’écoulement bidimensionnel, la valeur critique de $Re_{D,BvK}$ nécessaire au déclenchement de l’émission de tourbillons dépend du rapport de blocage, c’est-à-dire du rapport D/W entre diamètre du cylindre et écart W entre les parois. D’après [27], on passe de $Re_{D,BvK} = 49$ en l’absence de confinement à $Re_{D,BvK} = 110$ pour un rapport de blocage $D/W = 0,4$.

Si l’obstacle émerge d’un fond, des effets tridimensionnels sont à prendre en compte.⁶ L’extension longitudinale de la zone de recirculation de sillage diminue lorsqu’on approche de la paroi. Les tourbillons de Bénard-von Kármán se forment ainsi à des positions différentes

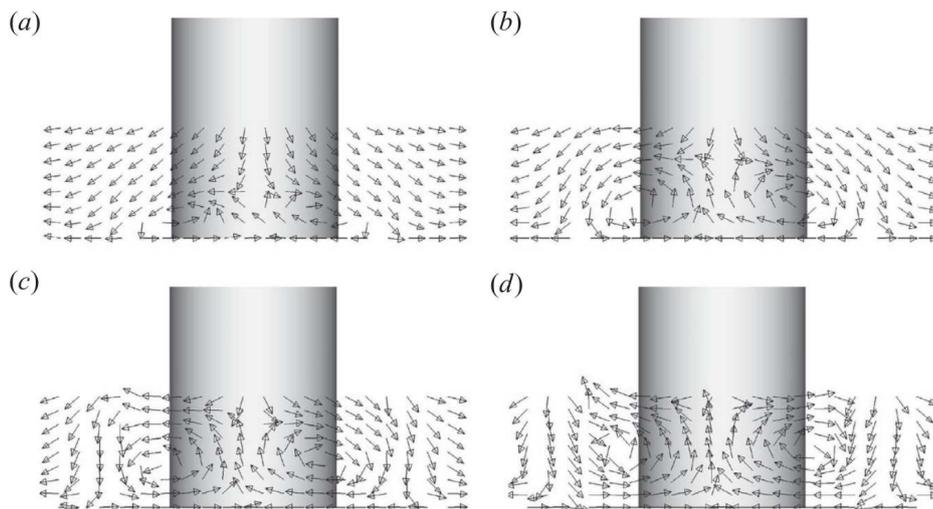


FIGURE 1.6 – Champs de vitesse moyens, dans les plans verticaux perpendiculaires à l’écoulement (a) $x = 1,4D$, (b) $x = 2D$, (c) $x = 2,33D$ et (d) $x = 2,67D$, faisant apparaître deux tourbillons contrarotatifs horizontaux au voisinage du fond dans le sillage d’un cylindre. Résultats de simulations numériques (LES). Source : KRAJNOVIĆ [52].

6. Un obstacle émerge en pratique toujours d’une paroi, expérimentalement parlant en tout cas. Mais en se plaçant suffisamment loin du fond, ses effets sur le sillage sont négligeables.

suivant l'altitude, d'autant plus près du cylindre que l'on s'approche du fond. Ceci résulte en une inclinaison de ces tourbillons, qui ne sont plus verticaux mais dont le bas penche vers l'amont à proximité de la paroi [108]. Deux tourbillons horizontaux contrarotatifs sont également présents au voisinage du fond (figure 1.6). De faible extension, ceux-ci semblent avoir été relativement peu étudiés, mais ont été observés aussi bien expérimentalement [108, 109] que numériquement [52], pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^4 . D'après SUMNER et collab. [108], les deux phénomènes précédents pourraient être liés : les structures vorticales horizontales ne seraient autres que les tourbillons de Bénard-von Kármán, localement très inclinés.

1.2.3 Écoulement plongeant et tourbillon en fer à cheval

Outre son influence sur le sillage, l'effet majeur de la présence du fond est l'apparition d'un écoulement plongeant et d'un tourbillon en fer à cheval (figure 1.3). Les faibles vitesses juste en amont du cylindre se traduisent par une augmentation de la pression. Cela provoque l'apparition d'un gradient de pression adverse (opposé à la vitesse d'approche), à l'origine du décollement de la couche limite du fond de l'écoulement. L'écoulement replonge ensuite au pied amont de l'obstacle, où se forme une zone de recirculation complexe, appelée tourbillon en fer à cheval (TFC). Le TFC est en fait constitué d'un ou plusieurs vortex, dont les bras sont étirés par l'écoulement et s'enroulent autour du cylindre.

Le TFC est par essence une structure tridimensionnelle, naissant de la jonction entre deux écoulements de paroi (ici le fond et le cylindre). Il se forme à proximité immédiate des parois, avec une extension réduite, de l'ordre de $1 D$ horizontalement, et $0,1 D$ verticalement [3, 48].

En fonction de la nature laminaire ou turbulente de la couche limite de l'écoulement d'approche, on distingue habituellement les TFC laminaires [13] des TFC turbulents [15], ces derniers présentant une complexité encore plus importante. Il faut noter que même pour le cas dit laminaire, de la turbulence peut être générée au sein des vortex du TFC [60].

Le TFC affiche une grande diversité de comportements. Le nombre de vortex constituant le TFC est variable, ainsi que leur emplacement. S'il existe des régimes où le TFC est stable, il se révèle en général instationnaire, nombre et positions des vortex changeant alors au cours du temps [31, 49]. Ces oscillations du TFC sont plus ou moins périodiques [16, 61]. Le régime du TFC dépend du nombre de Reynolds Re_D basé sur le diamètre du cylindre, mais aussi du rapport δ/h entre taille de la couche limite et hauteur d'eau [65], ainsi que du rapport d'aspect h/D de la section mouillée de l'obstacle [110].

Les bras du TFC s'étendent jusqu'en aval de l'obstacle, et ont donc une influence sur le sillage. Inversement, il est généralement considéré que la zone de recirculation aval influence peu le TFC en amont [13, 31, 92]. Celui-ci peut cependant voir ses oscillations modifiées par celles du sillage si les deux structures se trouvent rapprochées, par exemple dans le cas d'un obstacle court [60].

1.2.4 Cas d'un obstacle immergé

Nous avons présenté (figure 1.3) l'écoulement autour d'un cylindre émergent du fond et perçant la surface libre. En pratique, dans notre étude, nous travaillons avec des obstacles immergés pour diverses raisons expérimentales.

Dans nos expériences, les obstacles ne perturbent donc pas la surface libre. Cependant, nous nous intéressons aux phénomènes d'érosion, dus à l'écoulement au voisinage du fond. Celui-ci n'est modifié par la déflexion de surface libre que lorsque la hauteur d'eau h devient comparable au diamètre D de l'obstacle : le TFC est alors perturbé par le bourrelet de surface [34], et le sillage change de régime [26]. ROULUND et collab. [92] ont de plus montré que les effets de surface libre sur l'affouillement sont négligeables pour des nombres de Froude $Fr = \frac{U}{\sqrt{gh}}$ inférieurs à 0,2, tels que ceux utilisés dans nos travaux.

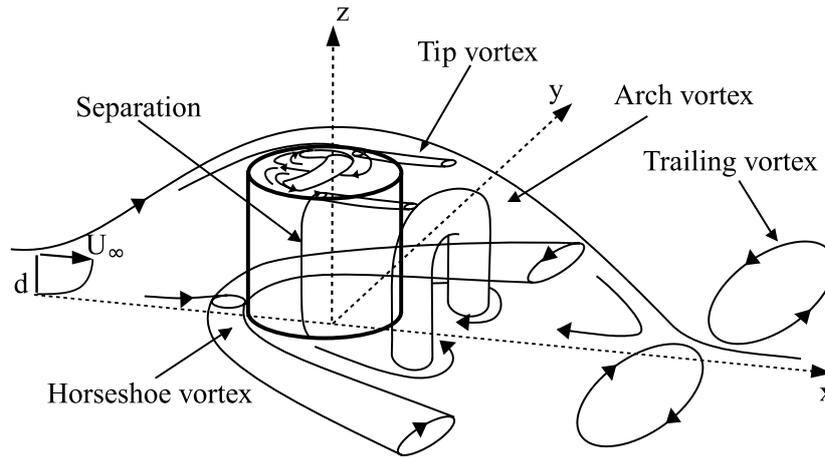


FIGURE 1.7 – Schéma de l'écoulement moyen au voisinage d'un cylindre immergé de faible rapport d'aspect. Les échelles ne sont pas respectées. Source : PATTENDEN et collab. [86].

La hauteur finie H de l'obstacle modifie toutefois les structures de l'écoulement, notamment sur la partie supérieure de l'obstacle ou globalement pour les obstacles de faible rapport d'aspect H/D (figure 1.7).

À l'extrémité libre, le développement de couches limites provoque la formation de tourbillons de pointe (*tip vortices*), de petite taille et dont la structure exacte est encore débattue [52, 108].

À plus grande échelle, on observe que l'écoulement replonge vers le fond une fois passé le haut de l'obstacle : cette déflexion aval est appelée *downwash flow* en anglais. Elle vient « écraser » la zone de recirculation aval. Dans le cas d'obstacles de faibles rapports d'aspects H/D , l'écoulement de sillage s'en retrouve modifié sur toute la hauteur, y compris au voisinage du fond : il n'y a plus d'émission alternée de tourbillons de Bénard-von Kármán, mais présence d'un tourbillon en arche. Ce tourbillon en arche apparaît nettement dans le champ d'écoulement moyen, mais d'après l'observation des champs de vitesse instantanés, il ne semble pas associé à des structures aussi cohérentes et régulières que l'allée de Bénard-von Kármán [86, 108].

Dès que le rapport d'aspect devient suffisamment grand, la déflexion aval ne modifie l'écoulement que sur la partie supérieure du cylindre. Sous la zone dominée par le *downwash* et le vortex en arche, se trouve une région d'émission d'allée de Bénard-von Kármán, dont les tourbillons sont toutefois inclinés du fait de la proximité du fond [52, 108]. Cette zone de sillage de Bénard-von Kármán est d'autant plus étendue que le rapport H/D est grand : elle s'observe nettement pour $H/D \gtrsim 5$ [46, 109]. L'émission des tourbillons apparaît parfois perturbée par rapport au cas d'un cylindre infini : PALAU-SALVADOR et collab. [83] remarquent que le détachement des tourbillons peut être irrégulier, voire simultané et non alterné.

Dans notre étude, l'utilisation d'obstacles de rapports d'aspects suffisants ($H/D \gtrsim 3$) permet *a priori* d'éviter les effets de taille finie sur l'érosion, pilotée par l'écoulement au voisinage du fond. Nous explorerons cependant une éventuelle influence de la hauteur H du cylindre dans le cadre de nos expériences à la section 3.5.

1.3 Érosion d'un lit granulaire par un écoulement

Intéressons-nous maintenant au processus d'érosion d'un lit de sédiments par un écoulement, c'est-à-dire à sa mise en mouvement par le fluide. Nous commençons par présenter ce phénomène dans une configuration d'écoulement simple, tel celui dans un canal, avant d'aborder la question de l'érosion au voisinage d'un obstacle à la partie 1.4.

1.3.1 Les sédiments

Dans la nature, les sédiments sont un ensemble de particules issus de l'altération des formations géologiques et susceptibles d'être transportés, sous l'action de divers agents (eau, vent, gel, etc.). Ce terme générique recouvre une grande variété de matériaux, dont la diversité est liée à celles des roches mères dont ils sont issus, ainsi que des processus géologiques qu'ils ont subis. Les flux de matière associés au transport des sédiments contribuent grandement à la modification du relief de notre planète. À la surface de la Terre, la majorité de ces transferts de matière est assurée par les cours d'eau [2]. Les rivières jouent donc un rôle primordial dans le façonnement de la surface de notre planète, par leur activité d'érosion et de transport sédimentaires. Du fait de ces phénomènes de transport, les propriétés chimiques et physiques des sédiments sont très variables suivant le site géologique étudié.

Il existe notamment une grande diversité granulométrique. La taille, la forme et la densité des sédiments se répartissent ainsi sur de larges gammes. Si les particules d'argile sont de taille micrométrique, certains blocs rocheux présents dans le lit des torrents de montagne sont de l'ordre du mètre. Globalement, les sédiments les plus grands étant plus difficilement transportés, les tailles observées s'affinent à mesure que l'on s'éloigne des zones de dégradation du substrat rocheux. Concernant les formes, on observe que les grains de sable, millimétriques, sont quasi sphériques dans les déserts, mais de morphologie anguleuse en milieu aquatique (mer et rivière).

La composition chimique peut également varier. La présence d'argile et de matière organique dans un matériau sédimentaire lui confère une cohésion, en raison des interactions entre les particules. Un mélange constitué à 90 % de sable et à 10% d'argile constitue ainsi un matériau cohésif, les grains se retrouvant liés par l'argile, à l'inverse du sable seul. La cohésion d'un sédiment en modifie les propriétés mécaniques, et affecte sa réponse aux sollicitations du milieu.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous restreignons à l'étude de sédiments non cohésifs, pouvant être assimilés à un milieu granulaire (sable, graviers, etc.). Qui plus est, nous nous plaçons dans le cas idéalisé d'un lit granulaire monodisperse, c'est-à-dire constitué d'un seul type de grains.

1.3.2 Nombre de Shields

Considérons un fluide s'écoulant sur un sol granulaire. Du fait de l'écoulement, le lit subit une contrainte fluide, qui n'est autre que la contrainte à la paroi σ_0 . Si l'on se place à l'échelle d'un seul grain, de taille d , la force F_f exercée par le fluide sur ce grain vaut donc, à un préfacteur près :

$$F_f \propto \sigma_0 d^2.$$

Ce grain est également soumis à son poids diminué de la poussée d'Archimède, également appelé poids déjaugé ou poids apparent. Cette force a tendance à stabiliser le grain, en le maintenant entre ses voisins. À ceci s'ajoutent les frottements solides existant entre les différents grains du lit. S'opposant au mouvement, ces frottements sont, d'après les lois de Coulomb, proportionnels au poids déjaugé. Le grain, de densité ρ_g , est donc stabilisé par une force F_s liée au poids apparent :

$$F_s \propto (\rho_g - \rho) g d^3.$$

La comparaison des effets stabilisateurs et déstabilisateurs permet de construire le nombre de Shields, noté⁷ Sh [99] :

$$Sh = \frac{\sigma_0}{\Delta\rho gd},$$

où $\Delta\rho = \rho_g - \rho$ est la différence de masse volumique entre grain et fluide. Le nombre de Shields apparaît comme le rapport, à l'échelle d'un grain, entre la force motrice exercée par le fluide et la force stabilisatrice opposée au mouvement.

Dans ses expériences fondatrices, Shields a observé que la mise en mouvement des grains se fait au-delà d'une valeur critique du paramètre Sh . En-dessous de cette valeur critique Sh_c , que l'on appelle également seuil d'érosion, aucun mouvement des grains n'est observé. Au-delà, le transport de particules est d'autant plus intense que le nombre de Shields est grand. Nous discuterons plus précisément cette notion de seuil d'érosion à la partie 1.3.4.

L'expression de la contrainte pariétale σ_0 dépend de la nature laminaire ou turbulente de l'écoulement. Dans le cas turbulent, en exprimant σ_0 à l'aide de la vitesse de frottement u_* , le nombre de Shields s'écrit :

$$Sh_* = \frac{\rho u_*^2}{\Delta\rho gd}.$$

Il s'agit ici d'un nombre de Shields inertiel, que nous qualifions de local car basé sur la vitesse de frottement u_* typique au niveau du lit. Ce caractère local est marqué par la présence d'une étoile en indice. Nous utilisons également dans notre étude un nombre de Shields global, basé sur la vitesse d'approche moyenne U de l'écoulement :

$$Sh = \frac{\rho U^2}{\Delta\rho gd}.$$

Cette deuxième grandeur présente l'avantage de la commodité d'emploi, la grandeur U étant celle imposée expérimentalement.⁸ Au chapitre 3, dans la discussion de la partie 3.1.2, nous verrons qu'en pratique nombres de Shields inertiels local Sh_* et global Sh sont simplement proportionnels.

1.3.3 Modes de transport des sédiments

Lorsque le seuil d'érosion est franchi, les grains constituant le lit sont mis en mouvement. On distingue plusieurs modes de transport des particules solides dans un écoulement fluide [4] : le charriage, la saltation et la suspension. Ceux-ci sont résumés schématiquement sur la figure 1.8.

Le charriage (*bedload* en anglais) correspond au mouvement des particules qui se déplacent en contact avec le fond, par roulement et glissement. Ce mode de transport est caractérisé par une succession de phases d'arrêt et de mouvement [54]. C'est le mode rencontré juste au-dessus du seuil d'érosion Sh_c .

La saltation est caractérisée par des sauts balistiques des sédiments. Les grains avancent par bonds successifs dans le sens de l'écoulement, en s'élevant à des altitudes de l'ordre de leur diamètre. Le contact avec le lit n'est alors plus continu comme pour le charriage, mais ponctuel. Ce mode de transport se met en place pour des écarts au seuil plus importants.

La suspension est le déplacement des particules par la turbulence de l'écoulement, quasiment sans contact avec le lit. Ceci concerne les particules petites et légères, dans un écoulement suffisamment intense pour que la turbulence empêche la sédimentation des particules.

Charriage et saltation sont souvent rapprochés, car il s'agit de mouvements de particules essentiellement horizontaux au voisinage du fond. Une distinction est cependant toujours

7. Les notations θ et τ^* sont également répandues pour ce nombre sans dimension.

8. Le « vrai » nombre de Shields est le nombre que nous appelons local. Cependant, par souci de légèreté, nous utiliserons la notation la plus simple Sh (sans étoile en indice) pour la grandeur globale, que nous utilisons majoritairement.

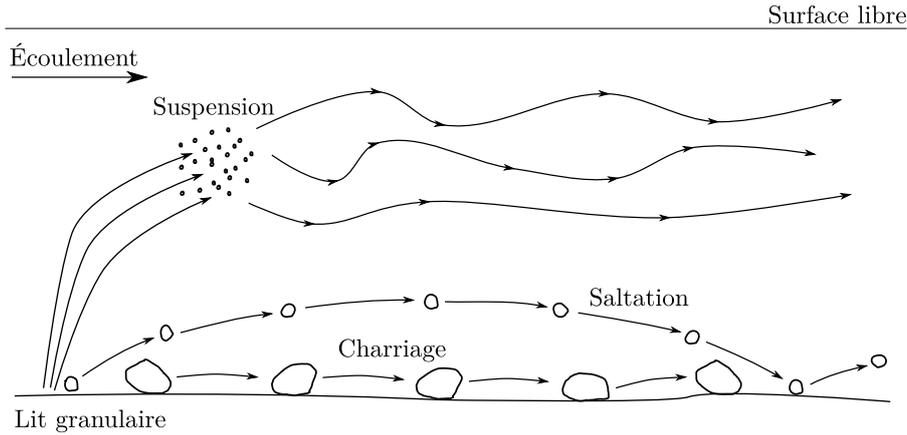


FIGURE 1.8 – Modes de transport des sédiments sous l'effet d'un courant.

faite entre le charriage au sens large et la suspension, pour laquelle la mise en mouvement des grains se fait verticalement.

Dans la nature, ces différents modes de transport coexistent souvent pour un même écoulement, du fait de la diversité des sédiments présents sur un seul site. On constate par exemple qu'un même courant marin met en suspension du sable fin, tandis que des galets sont charriés au niveau du fond.

1.3.4 Seuil d'érosion

Nous revenons maintenant à la question du seuil d'érosion.

Pour un type de grains donnés, on observe que la mise en mouvement n'intervient qu'au delà d'une certaine vitesse d'écoulement, donc au delà d'une certaine contrainte exercée par le fluide. En dessous de ce seuil, aucun transport sédimentaire n'intervient.

L'existence de ce seuil est liée à la structure du lit à l'échelle granulaire, les particules reposant les unes sur les autres suivant une certaine géométrie. La force du fluide doit être suffisante pour qu'une particule franchisse le relief formé par ses voisines. Pour glisser, elle doit aussi vaincre les frottements solides, qui obéissent aux lois de Coulomb, qui présentent un seuil [30, 95].

Dans son étude, SHIELDS [99] a déterminé, pour toute une gamme d'écoulement et de sédiments, la valeur critique du nombre éponyme correspondant à la mise en mouvement des grains. Il en ressort que les valeurs de seuils se regroupent sur une courbe maîtresse $Sh_{*,c} = f(Re_*)$, connue sous le nom de courbe de Shields (figure 1.9), où Re_* est le nombre de Reynolds de cisaillement $Re_* = du_*/\nu$. Le seuil ainsi exprimé tend vers une constante pour les écoulements rugueux (hauts Re_*), et augmente pour les écoulements lisses (petits Re_*).

De nombreuses études sont depuis intervenues et ont confirmé la tendance générale de cette courbe, bien qu'il existe une importante dispersion des données [20, 45]. Cette dispersion vient notamment de la variété de définitions du seuil utilisées dans la littérature. En effet, il est difficile de donner une définition précise et universelle au seuil d'érosion. Plusieurs critères peuvent être employés, qui conduisent à mesurer des valeurs de seuils différentes.

On peut tout d'abord observer le lit et déterminer visuellement la valeur de contrainte correspondant à la mise en mouvement des grains [116]. Cette méthode a le mérite de la simplicité, mais est fortement dépendante de l'expérimentateur. Elle s'avère encore plus subjective dans les situations d'érosion turbulente. Il est alors possible qu'une fluctuation de l'écoulement rare mais forte crée une contrainte suffisante pour mettre en mouvement des grains, sans considérer pour autant que le seuil a effectivement été franchi [62, 114]. Mais même dans le cas d'un écoulement laminaire, la définition du seuil reste délicate. En effet, le

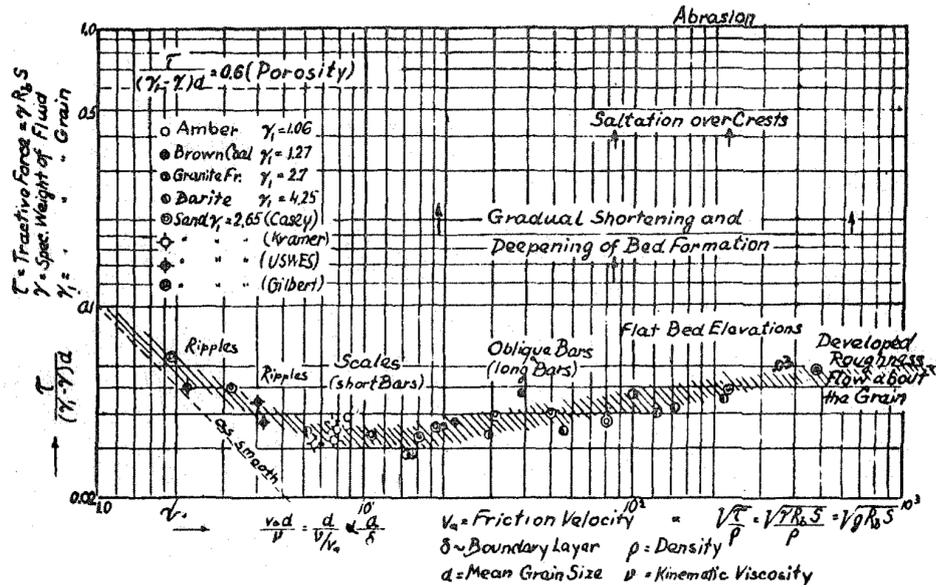


FIGURE 1.9 – Seuils de mise en mouvement $Sh_{*,c} = f(Re_*)$ mesurés par SHIELDS [99]. Traduction anglaise par Ott et van Uchelen.

déclenchement de l'érosion est très sensible à la structuration du lit à l'échelle des grains, et donc à sa préparation [84]. Sous écoulement, le lit subit des réarrangements ce qui conduit à une évolution de la valeur de seuil pour les mêmes grains au cours du temps [25].

Afin de rendre cette méthode d'observation directe plus robuste, et de s'affranchir des effets de réarrangement, LOISELEUX et collab. [67] définissent le seuil comme la valeur de contrainte pour laquelle un mouvement de grains reste perceptible passé un certain temps. D'autres auteurs considèrent que le seuil est franchi lorsque, après avoir cessé au bout d'un certain temps suite aux réarrangements du lit, le mouvement des grains redémarre avec un léger renforcement de l'écoulement [81]. Il est également possible de définir le seuil comme étant la valeur minimale pour laquelle le mouvement des particules ne peut plus cesser, bien que ce critère semble davantage utilisable d'un point de vue numérique qu'expérimental [30].

Plutôt que l'observation directe, certains auteurs s'appuient sur la mesure du flux de particules solides. Le seuil peut alors être défini comme la valeur de contrainte pour laquelle le flux de particule extrapolé s'annule. Cette approche est mise en œuvre aussi bien expérimentalement que numériquement [54, 117]. Plus robuste, elle conduit en général à des valeurs de seuils plus élevées que celles observées visuellement [20].

D'autres conceptions de la notion de seuil ont également été explorées. Par exemple, dans l'étude de HOUSSAIS et collab. [44], le seuil de charriage est vu comme la transition entre deux dynamiques de transport dans le lit granulaire.

Ainsi, la détermination du seuil d'érosion reste une question d'actualité, même dans la configuration simple d'un lit plat et homogène de grains sous un écoulement uniforme. D'autres configurations plus complexes ont également été étudiées. Par exemple, le seuil d'érosion sur un lit incliné est modifié par rapport au cas horizontal [67] : l'érosion est plus difficile en remontant la pente, mais facilitée dans l'autre sens. La géométrie de l'écoulement peut également être changée, l'érosion pouvant par exemple être déclenchée par un jet normal au lit [9].

Sans changer la géométrie de l'écoulement ou du lit, la composition de ce dernier a son importance. Ainsi, en présence de deux tailles de grains, la mise en mouvement des sédiments obéit à une loi plus complexe, prenant en compte la surface du lit occupée par chacune des populations [43]. Un des effets les plus marquants pour un lit polydisperse est le phénomène de pavage du lit (*bed armouring* en anglais), qui se traduit par une nette évolution de l'érosion

au cours du temps : l'écoulement emportant plus facilement les petits grains, la surface du lit s'enrichit au fil du temps en gros grains, difficilement érodables [28, 42].

1.3.5 Lois de transport des sédiments

La question des conditions d'écoulement permettant la mise en mouvement des sédiments est donc riche. Une autre problématique d'importance est celle de la loi de transport, c'est-à-dire la relation entre l'écoulement et le flux de particules solides qu'il engendre. D'un point de vue applicatif, il est en effet essentiel de pouvoir estimer les flux de matière assurés par les cours d'eau. Or, en situation de terrain, la mesure directe du transport solide est plus difficile que celle de l'écoulement. Notamment en ce qui concerne le charriage, qui assure une part importante du flux de sédiments, et notamment celui des plus grossiers [53, 73].

De nombreux travaux ont donc porté sur la détermination d'une telle loi de transport. On peut notamment citer la loi de transport empirique obtenue à partir d'expériences menées en canal hydraulique par MEYER-PETER et MÜLLER [74], ou les travaux de modélisation de BAGNOLD [12]. Il existe ainsi un grand nombre de lois de transports pour le charriage, empiriques ou issues de modèles, dont on trouvera un résumé dans les travaux de LAJEUNESSE et collab. [54]. D'après ces auteurs, ces lois peuvent être regroupées en deux grandes catégories, l'expression du flux de sédiments q_s pouvant prendre deux formes :

$$q_s \propto (\text{Sh}_* - \text{Sh}_{*,c})^{3/2},$$

ou

$$q_s \propto (\sqrt{\text{Sh}_*} - \sqrt{\text{Sh}_{*,c}}) (\text{Sh}_* - \text{Sh}_{*,c}).$$

Ces lois de transport font intervenir la valeur du seuil d'érosion $\text{Sh}_{*,c}$. La définition et la mesure précises de ce seuil sont donc de première importance pour évaluer le flux sédimentaire. Les deux types de lois de transport fournissent des prédictions similaires loin du seuil, mais présentent des comportements différents à son voisinage.

Les développements théoriques de LAJEUNESSE et collab. [54] les conduisent à trouver une loi de transport du second type. Pour cela, ils utilisent un modèle d'érosion-dépôt, initialement développé par CHARRU et collab. [25] pour les écoulements visqueux, puis étendu au cas des écoulements turbulents [22]. D'après ce modèle, le flux de particules en un point résulte de la différence locale entre le taux d'érosion et le taux de dépôt des sédiments. Le flux sédimentaire atteint donc un régime établi lorsque érosion et dépôt sont en équilibre avec l'écoulement.

Or cette mise en équilibre du transport avec l'écoulement n'est pas instantanée. Il existe donc un décalage spatial entre les variations de contrainte et celles du flux de sédiments. Ce décalage est à l'origine de concept de longueur de saturation, qui désigne la longueur nécessaire à la relaxation du flux de sédiments [4, 22].

De façon analogue au charriage, le transport en suspension atteint un régime établi lorsque la sédimentation des particules et leur entraînement par le fluide turbulent sont à l'équilibre [93]. La longueur de saturation correspondante est alors nettement plus grande que dans le cas du charriage [4]. Le déclenchement du transport en suspension et les flux associés ont également été largement étudiés, expérimentalement [11, 91] ou numériquement, à l'aide de modélisations diphasiques [29, 75].

1.3.6 Instabilités et morphogénèse

L'érosion d'un lit granulaire résulte de la réponse complexe des particules à la contrainte que le fluide exerce sur eux. Le transport sédimentaire en découlant conduit à une évolution de la topographie du lit. En changeant les conditions aux limites, cette modification de forme de la paroi a un effet sur l'écoulement. Il existe donc une rétroaction entre forme du lit, écoulement et transport sédimentaire, qui plus est avec un certain décalage spatial et

temporel. Ceci est à l'origine de nombreuses instabilités, se traduisant par l'apparition de motifs sous l'effet de l'érosion.

Rides et dunes

Sous l'effet d'un écoulement, un fond granulaire plat peut se déstabiliser et former un relief périodique. Selon leur tailles, ces motifs sont appelés rides ou dunes, bien que cette classification ne soit pas univoque en particulier dans le cas aquatique [4]. La photo de la figure 1.10 présente des dunes éoliennes dans le désert péruvien, ainsi que des rides que l'on aperçoit sur le sol au premier plan.



FIGURE 1.10 – Dunes et rides éoliennes dans le désert péruvien. Source : <https://www.goodfreephotos.com/peru/other-peru/sand-dunes-in-the-desert-in-peru.jpg.php>.

Selon la configuration, plusieurs mécanismes sont susceptibles d'intervenir pour expliquer la formation de ces motifs. Ces rides et dunes, formées par l'air ou par l'eau sont l'objet de très nombreuses études, aussi bien expérimentales que théoriques (analyses de stabilité). On peut notamment citer les travaux de CHARRU et HINCH [24], CHARRU et collab. [23], ainsi que ceux de LANGLOIS et VALANCE [58, 59].

Morphogénèse fluviale

L'origine et la diversité de la morphologie des rivières résulte également du couplage entre transports solides et liquide.

En partant d'un fond plat sous écoulement, on aperçoit dès le voisinage du seuil d'érosion la formation de chenaux, chemins préférentiels à la fois pour le fluide et les grains [5]. Ce phénomène, à grandes échelles spatiales et temporelles, contribue à la formation des rivières alluviales. Ces cours d'eau prennent des formes diverses : rivières en tresses ou à un seul chenal, formant éventuellement des méandres (figure 1.11). Cette allure générale, mais aussi la pente et le profil du cours d'eau sont directement liés à la quantité de sédiments transportés [72, 96].

Les quelques exemples présentés ici illustrent la richesse des comportements d'un lit granulaire lorsqu'il est soumis à un écoulement. La configuration initiale est simple, mais les interactions entre fluide et grains conduisent à l'émergence de structures complexes.



FIGURE 1.11 – (a) Rivière en tresses Waimakariri, en Nouvelle-Zélande (source : https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Waimakariri01_gobeirne.jpg, Greg O’Beirne). (b) Méandres de la rivière Valin, au Canada (source : https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Meandres_riviere_Valin.jpg, AFR).

1.4 Érosion au voisinage d’un obstacle

1.4.1 Le phénomène d’affouillement

Les perturbations de l’écoulement induites par la présence d’un obstacle (section 1.2) conduisent à une augmentation de la contrainte fluide en son voisinage. Dans le cas d’un édifice bâti sur un lit sédimentaire, tel qu’une pile de pont dans une rivière alluviale, cette hausse de la contrainte provoque un renforcement local de l’érosion : une fosse, appelée fouille, se forme alors au pied de l’ouvrage (figure 1.12). Ce phénomène d’érosion préférentielle au voisinage d’un obstacle est connu sous le nom d’affouillement.⁹

Ce processus peut mettre à nu les fondations de l’ouvrage et en causer l’effondrement. Les enjeux associés sont donc importants, et de nombreuses études ont été menées sur l’affouillement [19, 34]. Ce phénomène présente toutefois une importante complexité, provenant de celle de l’écoulement et de ses interactions avec le lit sédimentaire. Les connaissances à son sujet sont de ce fait essentiellement empiriques.

Son étude *in situ* se heurte à plusieurs écueils. Les configurations rencontrées sont très variées d’un ouvrage à l’autre. Même sur un seul site, il peut exister une diversité de sédiments présents, ainsi qu’une variabilité temporelle (saisonnière) de l’écoulement d’approche. D’autres acteurs comme la végétation peuvent également avoir une influence. De plus, il existe de nombreuses difficultés techniques à effectuer des mesures et leur suivi sur le terrain.

Pour s’affranchir de ces complications, de nombreux travaux concernant l’affouillement s’appuient sur l’étude de configurations simples en laboratoire. Par exemple un cylindre émergeant d’un fond granulaire monodisperse, placé dans un canal hydraulique. Ces études en conditions contrôlées font ressortir un certain nombre de caractéristiques du phénomène d’affouillement, que nous présentons maintenant.

1.4.2 Régimes d’eau claire et de lit mobile

Il convient tout d’abord de distinguer deux régimes d’affouillement selon la vitesse U de l’écoulement d’approche [21, 69] :

9. Il est parfois précisé affouillement *localisé*, par opposition à l’affouillement *général*, altération de l’ensemble d’un lit sédimentaire suite à une modification globale de l’écoulement par une construction humaine, telle qu’un barrage sur un fleuve. Cette thèse ne traitant que d’affouillement *localisé*, nous nous dispenserons de l’adjectif épithète.



FIGURE 1.12 – Fosse d'affouillement au pied d'une pile de pont. Source : <https://www.usgs.gov/media/images/scour-hole-around-bridge-pier>.

- Pour l'affouillement en *eau claire* (*clear-water scour* en anglais), la vitesse d'approche est inférieure au seuil U_c de mise en mouvement des sédiments en l'absence d'obstacle. Ainsi, l'érosion ne se produit qu'au voisinage de l'obstacle, et les grains qui sont suffisamment éloignés de celui-ci demeurent immobiles. La fosse n'est pas réapprovisionnée en sédiments.
- Le cas de l'affouillement sur *lit mobile* (*live-bed scour*) correspond à $U > U_c$: l'ensemble du lit est alors concerné par l'érosion. Celle-ci est cependant renforcée à proximité de l'obstacle. Dans ce cas, l'écoulement apporte continuellement des sédiments au niveau de la fouille. De plus, des motifs sédimentaires (de type rides) peuvent se superposer au motif d'affouillement.

Ces deux régimes présentent des caractéristiques différentes, notamment au niveau de leur dynamique (cf. *infra*). Dans notre étude, nous travaillons exclusivement en *eau claire*. Dans le cadre de notre état de l'art, nous évoquerons toutefois quelques propriétés de l'affouillement sur *lit mobile*.

1.4.3 La fosse et l'écoulement

En général, la fosse d'affouillement se développe principalement en pied d'obstacle, où un large creux vient entourer l'édifice. Dans le cas d'un obstacle cylindrique, la fouille est quasi circulaire en amont, plus allongée en aval. Les pentes sont assez douces sur l'aval. Elles sont plus fortes sur l'amont, où elles sont proches de l'angle d'avalanche granulaire [118], mais s'adoucissent dans une zone proche du cylindre [32, 113]. En aval de cette fosse principale peuvent se trouver des fosses secondaires, moins profondes, présentant parfois un caractère périodique [7].

La fosse d'affouillement se forme sous l'effet de la contraction des lignes de courant, du TFC et des tourbillons de sillage. Effet de contraction et TFC sont en général considérés comme contribuant le plus à l'érosion du lit. Combinés à l'écoulement plongeant qui agit comme un jet, ils sont à l'origine d'un important excès de contrainte au voisinage du lit, qui vient entraîner les grains. Le sillage se voit plutôt attribuer un rôle de convoyeur transportant en dehors de la fosse les grains qui y sont arrachés [19, 32, 34, 69, 113].

Cependant certains auteurs notent que les tourbillons de sillage peuvent venir éroder directement les grains au début du processus d'affouillement [32, 70], ou plus longuement dans le cas d'écoulements oscillants, tels les courants marins sous l'effet des vagues [33, 106]. Les grains sont vus comme étant aspirés par les tourbillons émis dans le sillage, qui agissent comme de « petites tornades ». Plus récemment, des études ont remarqué que le sillage apporte

une contribution importante à la contrainte exercée par le fluide sur le lit et donc à l'érosion, en grande partie de par son caractère non stationnaire [49, 92, 118]. On note également que les éventuels motifs secondaires en aval de la fouille principale sont également imputés au sillage [7, 94].

L'écoulement et ses interactions avec le fond granulaire évoluent tout au long du processus d'affouillement. Notamment, le TFC, situé à la jonction du lit et de l'obstacle, s'enfonce dans la fosse qu'il contribue à creuser [92, 113]. L'activité érosive tend ainsi à diminuer avec le temps, ce qui explique la dynamique du processus d'affouillement.

1.4.4 Dynamique d'affouillement

Le suivi de l'affouillement repose le plus souvent sur celui de la profondeur maximale de la fosse. Outre la simplicité de sa définition, cette grandeur est pertinente pour évaluer les risques encourus par un ouvrage. En effet, le point de profondeur maximale se trouve au pied de l'obstacle, initialement sur ses flancs avant de migrer à l'amont au cours du processus d'affouillement [34].

La dynamique d'érosion, et donc celle de la profondeur maximale $\xi_m(t)$ diffère fortement entre les régimes d'*eau claire* et de *lit mobile* (figure 1.13).¹⁰

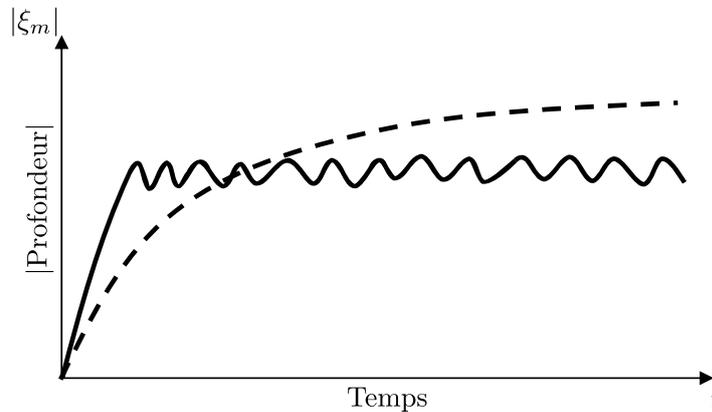


FIGURE 1.13 – Évolution schématique de la profondeur maximale d'affouillement $|\xi_m(t)|$ dans le régime d'*eau claire* (- - -) et de *lit mobile* (—).

Dans le cas d'un affouillement sur *lit mobile*, la profondeur croît (en valeur absolue) assez rapidement, avant d'osciller autour d'une valeur d'équilibre. Dans cet état d'équilibre, le flux de grains érodé est en moyenne compensé par l'apport sédimentaire de l'écoulement. L'amplitude des oscillations est associée à la hauteur des motifs (dunes) présents sur le lit en amont, et qui migrent sous l'effet du courant.

Pour le régime d'*eau claire*, la profondeur de la fosse croît, de plus en plus lentement. L'équilibre est atteint lorsque la contrainte exercée sur le lit correspond au seuil de mise en mouvement des grains. L'existence concrète d'un état d'équilibre est cependant sujette à débats. Certains auteurs considèrent que l'équilibre est atteint en un temps fini, au bout duquel les variations temporelles de profondeur ne sont plus significatives (par exemple moins de 5 % en 24 h) [50, 71]. D'autres affirment au contraire que l'équilibre n'est atteint qu'asymptotiquement, et que la valeur de profondeur à l'équilibre s'obtient par extrapolation de la courbe de suivi temporel [56, 98]. Ces différentes définitions peuvent conduire à des estimations assez différentes de la profondeur finale d'affouillement, de l'ordre de 10 à 20 % [56].

La loi d'évolution temporelle de la profondeur $\xi_m(t)$ en *eau claire* est une question non tranchée. Des lois en exponentielle simples ne fonctionnant pas, différents auteurs ont proposé

10. Les notations utilisées dans notre état de l'art visent à être cohérentes avec la suite de la thèse, et sont donc différentes de celles, assez diverses, utilisées par les auteurs originaux. En particulier, la profondeur $\xi_m(t)$ telle que nous la définissons est algébrique. Nous traçons ici la valeur absolue de cette profondeur $|\xi_m(t)|$.

toute une panoplie de formules empiriques plus ou moins complexes [50, 56, 71, 79, 98]. Ces lois visent à ajuster au mieux les données disponibles, mais ne semblent guère s'appuyer sur des considérations physiques. Cependant, elles font en général ressortir un temps caractéristique. Celui-ci augmente avec le diamètre de l'obstacle D , indiquant que le processus d'affouillement est alors plus lent [71, 79, 98]. Une éventuelle dépendance en la vitesse d'approche U est moins claire au vu des données disponibles dans la littérature. MELVILLE et CHIEW [71] indiquent une tendance à l'augmentation du temps d'affouillement avec U , mais l'on peut se demander si celle-ci ne résulte pas essentiellement du choix d'adimensionnement par U/D des temps des différentes expériences.

Même si la définition précise de la profondeur d'érosion aux temps longs dépend du régime d'affouillement et des auteurs, nous considérerons qu'elle existe bel et bien, et la noterons $|\xi_\infty|$. Cette grandeur permet de quantifier l'ampleur du phénomène d'affouillement dans une configuration donnée. De nombreux travaux portent donc sur l'étude des dépendances en divers paramètres de cette profondeur aux temps longs. Nous en présentons maintenant quelques résultats importants.

1.4.5 Influence de différents paramètres sur l'affouillement

Vitesse de l'écoulement d'approche

La vitesse d'approche U est un paramètre clé de l'affouillement. Comme nous l'avons déjà indiqué, la comparaison de sa valeur avec U_c , correspondant à la mise en mouvement des grains sans obstacle, détermine le régime *eau claire* ou *lit mobile*. Plus globalement, pour un obstacle et des grains donnés, le rapport U/U_c exerce un contrôle important sur la profondeur d'affouillement [71], comme on le voit sur la figure 1.14.

L'affouillement apparaît ainsi maximal pour $U \simeq U_c$, c'est-à-dire au voisinage de la transition entre les deux régimes. La plupart des études, qui visent à prédire l'ampleur maximale de l'affouillement pour une configuration donnée, se sont donc placées au voisinage de cette transition [19, 34].

Pour le régime d'*eau claire* qui nous concerne, l'érosion s'intensifie lorsque U croît, et donc s'approche de U_c . La courbe tracée par MELVILLE et CHIEW [71] laisse entendre qu'il existe une valeur seuil de vitesse U_c^A en dessous de laquelle l'affouillement cesse d'exister, sans que ces auteurs n'abordent le sujet. De façon surprenante, cette question du seuil n'a en fait été que très peu étudiée. À notre connaissance, seuls HANCU [40] et NICOLLET [76] ont mené des expériences pour déterminer la valeur de ce seuil d'affouillement.

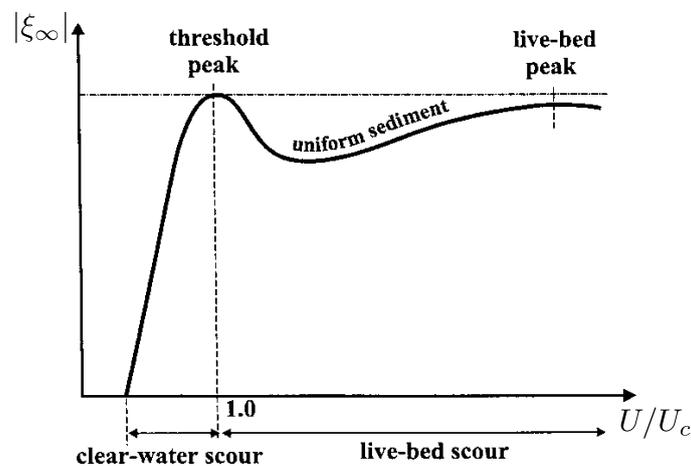


FIGURE 1.14 – Dépendance de la profondeur d'affouillement aux temps longs $|\xi_\infty|$ avec la vitesse d'approche réduite U/U_c , toutes choses égales par ailleurs, d'après MELVILLE et CHIEW [71].

La première étude est menée avec un type de grains, de granulométrie étendue, et quatre tailles de cylindre. HANCU [40] montre que les courbes de profondeur maximale en fonction de la vitesse obtenues pour les différents diamètres s'accordent toutes raisonnablement avec une annulation en $U = 0,5 U_c$. Mais le faible nombre de points de mesure et leur dispersion ne permet pas de déterminer une valeur plus précise.

NICOLLET [76] cherche à confirmer les résultats précédents. Il mène des essais pour quelques tailles d'obstacle et types de grains. Le seuil est déterminé visuellement, en augmentant la vitesse par paliers et en observant le lit. Il trouve également des valeurs de seuil de l'ordre de $U_c^A \simeq 0,5 U_c$. Celles-ci sont réparties entre $0,42 U_c$ et $0,55 U_c$ pour les obstacles circulaires, sans faire ressortir de dépendance nette sur la gamme étudiée.

Nous n'avons pas connaissance de travaux postérieurs à ceux présentés ici (datant de 1971) se consacrant à la détermination du seuil d'affouillement, et de ses éventuelles dépendances. Ceci est étonnant, surtout quand on sait que la question du seuil est toujours d'actualité dans des configurations d'érosion plus simples (section 1.3.4), et que l'écart au seuil est un paramètre clé du transport sédimentaire (section 1.3.5).

La plupart des études se sont de fait concentrées sur les influences de différents paramètres sur la profondeur maximale d'affouillement, pour une valeur de U/U_c donnée, sans considérer une éventuelle variation de l'écart au seuil d'affouillement. Exposons maintenant les dépendances qui ont été ainsi observées.

Géométrie de l'écoulement

La géométrie de l'écoulement a bien entendu son importance, à commencer par celle de l'obstacle. Plusieurs auteurs ont mené des essais avec diverses formes d'obstacle. On peut entre autres citer les travaux de CHABERT et ENGELDINGER [21] ou NICOLLET [76], et on trouvera des compilations de résultats dans la revue de BREUSERS et collab. [19] ainsi que le rapport de ETTEMA et collab. [34]. Dans un souci de simplicité, nous nous concentrons sur le cas d'un obstacle de profil circulaire, cas modèle qui correspond à la majorité des études.

Dans le cas d'un obstacle émergent, la hauteur d'eau h n'a d'influence sur la profondeur d'affouillement que lorsqu'elle est comparable au diamètre de l'obstacle D . D'après les études qu'ils ont compilées, ETTEMA et collab. [34] considèrent que pour $h/D > 1,4$, l'effet de la hauteur d'eau est négligeable.

Dans le cas d'un obstacle immergé, la condition précédente reste valable, mais il faut de plus tenir compte du rapport d'aspect de l'obstacle H/D . D'après les données de ZHAO et collab. [118], les effets de taille finie du cylindre sur l'affouillement restent faibles tant que $H/D \gtrsim 2$.

Dans les cas où l'on s'affranchit bien des éventuelles influences des hauteurs h et H , le diamètre de l'obstacle D exerce un contrôle direct sur la profondeur d'érosion. En première approximation, il est en général considéré que profondeur de la fosse et diamètre du cylindre sont proportionnels [34]. Selon les données considérées, le rapport $|\xi_\infty|/D$ prend tout de même des valeurs allant de 1 à 3. Cette dispersion vient sans doute en partie des différences de définition et des incertitudes de mesure, notamment sur le terrain. Mais en pratique, la loi $|\xi_\infty| \propto D$ n'est pas vérifiée pour les « petits » diamètres utilisés en laboratoire, pour lesquels le rapport $|\xi_\infty|/D$ décroît avec D (figure 1.15) [21, 36].

ETTEMA et collab. [35] attribuent cette non linéarité à des effets hydrodynamiques, liés à la diminution de la fréquence d'émission et de l'intensité du sillage lorsque D augmente. On peut également penser à un effet du nombre de Reynolds Re_D sur le régime d'écoulement, bien que le rôle de ce paramètre soit en général considéré comme négligeable dans l'affouillement, à de rares exceptions près [35, 69, 101]. D'autres auteurs évoquent une éventuelle influence du rapport D/d entre tailles du cylindre et des grains [63].

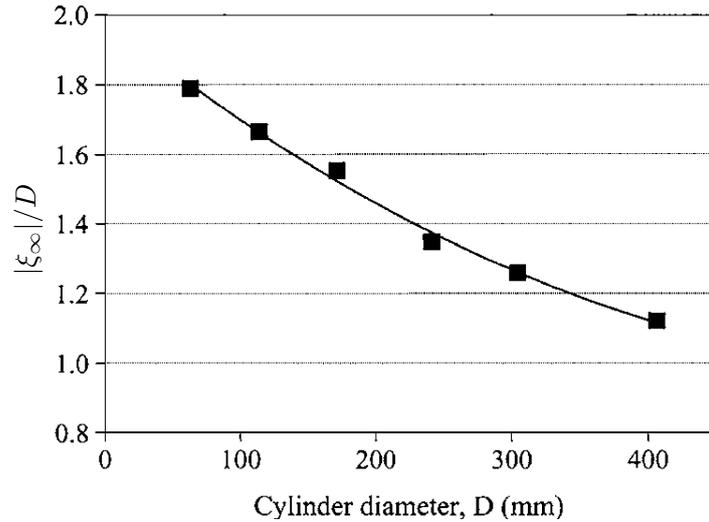


FIGURE 1.15 – Variation de la profondeur maximale d’affouillement en fonction du diamètre de l’obstacle D , toutes choses égales par ailleurs. D’après ETTEMA et collab. [35].

Composition du lit

Outre leur effet sur la valeur de U_c , on peut s’attendre à ce que les grains formant le lit aient une influence sur l’affouillement, notamment par le biais du rapport de tailles D/d entre cylindre et sédiments. Afin de tester l’influence de ce paramètre, LEE et STURM [63] ont rassemblé un grand nombre de données expérimentales de laboratoire et de terrain. Après quelques corrections, ils tracent la dépendance de $|\xi_\infty|/D$ en fonction de D/d (figure 1.16).

Les données présentent une importante dispersion. Cependant, elles indiquent que l’affouillement est moins important pour $D/d \lesssim 20$. Ceci va dans le sens de l’idée intuitive selon laquelle lorsque $D/d \rightarrow 0$, l’affouillement cesse : la perturbation de l’écoulement causée par l’obstacle devenant comparable à celle causée par les grains, voire négligeable, l’érosion n’est *a priori* plus favorisée par le voisinage de l’obstacle.

Aux fortes valeurs de D/d , on observe aussi une diminution de l’affouillement. L’origine de

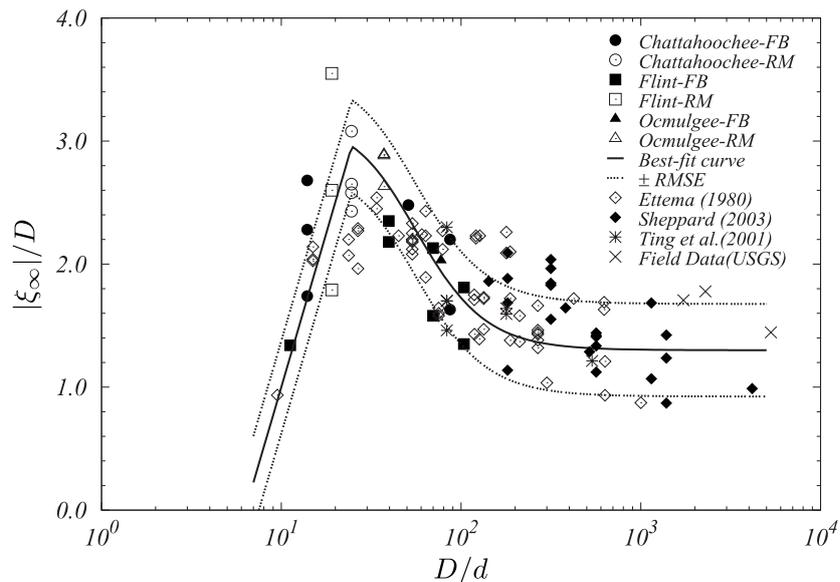


FIGURE 1.16 – Variation du rapport $|\xi_\infty|/D$ entre la profondeur maximale d’affouillement et le diamètre de l’obstacle en fonction du rapport de tailles D/d entre cylindre et sédiments. D’après LEE et STURM [63].

ce phénomène est moins claire, bien que LEE et STURM [63] avancent une explication liée au TFC. Cette diminution aux grands D/d est difficile à quantifier étant donnée la dispersion des données. Elle semble toutefois apparaître pour $D/d \gtrsim 10^2$, qui se trouve au cœur des gammes de D/d utilisées dans les expériences de laboratoire. Sur le terrain, les valeurs de D/d sont plus importantes : la mise à l'échelle ne peut être effectuée correctement en laboratoire, en raison des effets cohésifs apparaissant pour $d \lesssim 0,1$ mm.

Outre les effets de tailles, et sans parler d'une éventuelle cohésion, on peut aussi s'attendre à une influence de la polydispersité du lit dans le cas où il est constitué de plusieurs grains. Celle-ci tend à diminuer la profondeur d'affouillement, en raison d'un effet de dallage du lit [34]. Les différents grains ne présentant pas la même capacité érosive, la présence de l'obstacle est également à l'origine d'un phénomène de tri sédimentaire en aval [6].

1.4.6 Quelques exemples de protections contre l'affouillement

Bien que ce ne soit pas le cœur de notre sujet, notre étude bibliographique nous a conduit à recenser quelques protections qui peuvent être mises en œuvre pour limiter le phénomène d'affouillement. Nous en présentons succinctement quelques unes.

L'affouillement résulte de l'interaction entre écoulement et lit granulaire. Une première catégorie de protections vise à modifier l'écoulement afin que l'excès de contrainte généré soit moindre. On peut tout d'abord penser à un travail sur le profil de l'édifice, afin de diminuer la perturbation induite. Il faut cependant se rappeler que sur le terrain, l'angle d'approche de l'écoulement est susceptible de varier, ce qui modifie le profil effectivement « vu » par le fluide [19, 21]. Il est également possible de modifier l'aspect de la surface de l'obstacle, comme le font par exemple DEY et collab. [33] en y enroulant un câble en spirale (figure 1.17(a)) : ceci atténue l'écoulement plongeant et le TFC, et limite l'émission des tourbillons de sillage. Cette méthode semble assez efficace et relativement simple.

Il est également possible d'ajouter une collerette non érodable en pied d'obstacle, au niveau initial du lit sédimentaire [21, 34]. Si elle est suffisamment large, et donc onéreuse, elle permet d'atténuer l'érosion en séparant le lit de l'écoulement. À noter que les collerettes plus étroites ou plus hautes ont également un petit effet. En cassant l'écoulement plongeant en amont, elle tendent à réduire l'intensité du TFC existant au niveau du lit, sous la collerette.

D'autres techniques reposent sur la protection du fond sédimentaire. Il est ainsi possible de couler un radier en béton sur tout le voisinage des piles. Une méthode plus simple consiste à recouvrir le pied de l'obstacle avec des enrochements, c'est-à-dire des rochers suffisamment grands et massifs pour ne pas être mobilisés par l'écoulement (figure 1.17(b)). Le dimension-

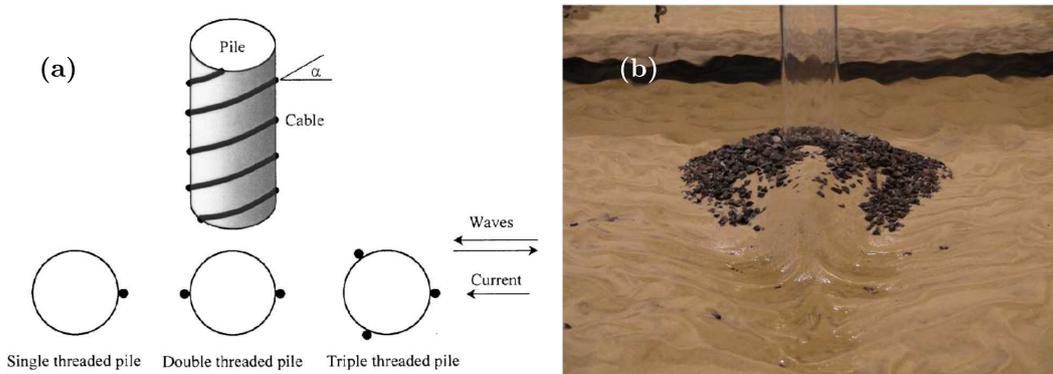


FIGURE 1.17 – Exemples de systèmes de protection contre l'affouillement. (a) Enroulement d'un câble en spirale autour de la pile utilisé par DEY et collab. [33]. (b) Enrochements en pied d'obstacle, transparent, dans les expériences de PETERSEN et collab. [87]. La prise de vue est faite depuis l'aval, en regardant vers l'amont.

nement des enrochements doit cependant être fait convenablement, et il faut surveiller une éventuelle érosion des sédiments plus légers sous-jacents [19, 87].

Bien dimensionnés, ces systèmes permettent de prévenir efficacement l'affouillement des structures. Cependant, elles sont coûteuses à mettre en place et à entretenir. Pouvoir prédire correctement l'affouillement apparaît donc important pour ne pas multiplier les protections inutiles ou surdimensionnées, tout en assurant la sécurité des ouvrages qui encourent un véritable risque.

1.4.7 De la modélisation de l'affouillement

La plupart des études de laboratoire décrites jusqu'à présent visent à réaliser le meilleur ajustement des données expérimentales, pour décrire au mieux l'évolution temporelle de la profondeur d'érosion et sa variation en fonction d'un certain nombre de paramètres. Cette approche est développée dans le but de permettre une prédiction du risque encouru par un édifice réel, en ne réalisant que quelques points de mesure sur le terrain. Il est toutefois difficile, voire impossible, d'assurer une mise à l'échelle parfaite en laboratoire d'une situation de terrain. Notamment, les grains sont le plus souvent surdimensionnés afin d'éviter les effets cohésifs apparaissant pour $d \lesssim 0,1$ mm. De plus, le grand nombre de paramètres impliqués dans l'affouillement rend délicate l'étude spécifique de l'influence d'un seul d'entre eux. Ainsi, les lois empiriques proposées, parfois très complexes, semblent souvent davantage guidées par le souci du meilleur ajustement des données disponibles que par des considérations physiques [34, 50, 56, 71, 79, 98, 100].

Pour autant, étant donnée la complexité du phénomène d'affouillement, les données fournies par les études expérimentales sont précieuses. Malgré leurs limites évoquées ci-dessus, les recherches en laboratoire permettent tout de même d'identifier certaines caractéristiques et dépendances de l'affouillement. Elles sont d'autant plus utiles que l'érosion au voisinage d'un obstacle est un problème dont le traitement numérique rencontre de nombreux écueils.

Sans même considérer l'érosion, la simulation de l'écoulement dans la configuration d'un obstacle émergent d'un fond est un objet d'étude à lui tout seul [49, 52] : il est hautement tridimensionnel, et présente des structures instationnaires, de petites tailles. En présence d'érosion, la déformation du lit conduit à une modification dynamique des conditions aux limites [118]. Mais une difficulté majeure vient de la modélisation de l'interaction entre le fluide et les grains. On a ici affaire à un écoulement instationnaire et présentant de fortes variations spatiales : l'utilisation de lois de transport globales telles que celles présentées à la partie 1.3.5 n'est donc pas pertinente, le flux de grains n'étant pas à l'équilibre avec l'écoulement. Il est donc nécessaire de s'intéresser à la mise en mouvement des grains à des échelles plus fines [75, 92]. Pour toutes ces raisons, la simulation fine de l'ensemble du processus d'affouillement s'avère très onéreuse en temps de calcul, y compris avec les ressources informatiques actuelles. Il est donc nécessaire de simplifier la modélisation, pour obtenir des temps de calculs acceptables. Ceci n'est pas sans conséquence sur le résultat obtenu, et l'on observe des écarts entre les données expérimentales et numériques [75, 92, 118].

La compréhension expérimentale et numérique de l'affouillement pourrait profiter du développement d'approches théoriques. Celles-ci sont rares, du fait de la démarche empirique généralement privilégiée, et de la difficulté de modéliser simplement les multiples effets impliqués.

On peut toutefois relever les développements théoriques effectués par MANES et BROCCINI [69]. Ceux-ci utilisent la phénoménologie de la turbulence, combinée à quelques arguments issus d'observations empiriques, pour établir une formule prédisant la profondeur maximale d'affouillement. L'approche développée leur permet *a priori* de s'affranchir des effets de mise à l'échelle. Ainsi, en *eau claire*, pour un obstacle circulaire en eau suffisamment profonde ($h/D > 1,4$), et moyennant la condition $20 < D/d < 0,2 (\text{Re}_D)^{3/4}$, MANES et

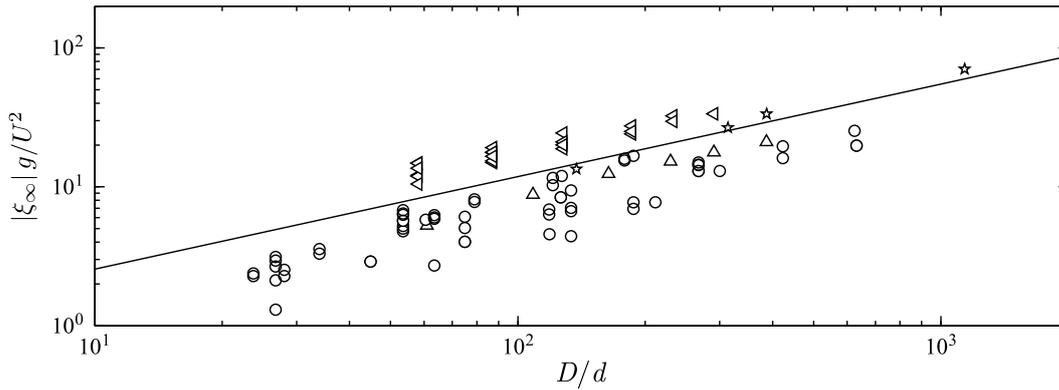


FIGURE 1.18 – (—) Modèle théorique de la profondeur maximale d'affouillement, et comparaison avec une compilation de données expérimentales, d'après MANES et BROCCINI [69].

BROCCINI [69] proposent la formule :

$$|\xi_\infty| \sim \frac{\rho U^2}{\Delta \rho g} (C_d)^{2/3} \left(\frac{D}{d}\right)^{2/3},$$

qui peut se réécrire

$$|\xi_\infty| \sim \text{Sh} (C_d)^{2/3} D^{2/3} d^{1/3},$$

où C_d est le coefficient de traînée du cylindre.

Dans leur article, MANES et BROCCINI [69] effectuent une comparaison de cette formule avec un certain nombre de données expérimentales de la littérature. L'accord est plutôt bon, bien qu'il existe une dispersion importante (figure 1.18). On remarque de plus que la loi ici proposée résulte en une dépendance non linéaire de la profondeur d'affouillement avec le diamètre du cylindre : celle-ci compatible avec l'accroissement empiriquement observé du rapport $|\xi_\infty|/D$ aux faibles valeurs de D (section 1.4.5). On note également que ce modèle ne fait pas intervenir de seuil d'érosion, alors que l'écart au seuil est considéré comme un paramètre clé pour modéliser l'érosion dans des configurations plus simples (section 1.3.5).

1.5 Objectif de notre étude

Malgré les nombreuses études qui lui ont été consacrées, la compréhension physique du phénomène d'affouillement reste à améliorer. Les processus mis en jeu sont complexes, de par la géométrie de l'écoulement au voisinage de l'obstacle et de ses interactions avec le lit granulaire. L'approche expérimentale reste de ce fait la plus à même de les éclairer, malgré les récents développements numériques et théoriques.

La plupart des travaux se concentrent sur l'évolution de la profondeur d'affouillement et la prédiction de sa valeur maximale. Très peu d'attention a été portée à la question du seuil d'érosion en présence d'un obstacle depuis les travaux de HANCU [40] et NICOLLET [76] en 1971. Ceci est surprenant, surtout quand l'on sait que la question du seuil est toujours d'actualité dans des configurations d'érosion plus simples (section 1.3.4). De plus, l'écart au seuil est un paramètre clé du transport sédimentaire (section 1.3.5), et il est fort probable qu'il ait également une influence sur la taille du motif d'affouillement. Il est donc possible que les variations de la profondeur maximale d'érosion avec certains paramètres soient dues à l'influence de ces derniers sur le seuil d'affouillement.

Nous avons donc fait le choix de nous concentrer dans cette thèse sur cette question du seuil d'affouillement. Nous utilisons pour cela un dispositif expérimental de laboratoire à petite échelle. Celui-ci permet une modification relativement aisée d'un certain nombre de paramètres. Il est en outre possible de mettre en œuvre des méthodes de mesures optiques,

qui sont difficilement déployables sur le terrain ou dans des canaux hydrauliques de plus grandes dimensions.

Ce faisant, nous avons découvert que l'érosion au voisinage d'un obstacle peut résulter en la formation de deux motifs différents. Outre le motif bien connu se formant en pied d'obstacle, l'érosion peut prendre la forme de deux fosses allongées en aval, par un processus que nous appelons « affouillement en oreilles de lapin » (AOL).

Nous étudions donc le seuil d'apparition des deux motifs d'affouillement, et leurs dépendances en divers paramètres. Nous caractérisons en outre la morphologie des deux motifs d'érosion, et la dynamique de leur formation, par des relevés topographiques de la déformation du lit. À l'aide de mesures de vélocimétrie par images de particules (PIV) sur l'écoulement, nous tâchons de caractériser l'impact de l'obstacle sur la valeur du seuil d'érosion et ses variations.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Sommaire

2.1	Le canal hydraulique	37
2.1.1	Présentation	37
2.1.2	Utilisation pratique	38
2.2	Les grains	39
2.3	Les obstacles	40
2.4	L'écoulement et sa caractérisation par vélocimétrie par images de particules	41
2.4.1	Principe de fonctionnement	41
2.4.2	Matériel utilisé	41
2.4.3	Choix des paramètres de la PIV	42
2.4.4	Plans de visualisation	42
2.4.5	Protocole expérimental	44
2.4.6	Calibration de l'écoulement	44
2.5	Visualisation de l'érosion	46
2.5.1	Éclairage et prises de vues photographiques	46
2.5.2	Détermination visuelle des seuils d'érosion	46
2.6	Suivi temporel topographique de l'érosion	47
2.6.1	Principe	47
2.6.2	Matériel et montage	47
2.6.3	Subtilités expérimentales	49
2.6.4	Traitement des données	49
2.6.5	Intérêts de la technique	52
2.6.6	Protocole expérimental	52
2.6.7	Expériences réalisées	53
2.7	Synthèse	53

L'objet de ce chapitre est la présentation du dispositif expérimental. Nous commencerons par décrire le canal hydraulique utilisé, ainsi que les grains et les obstacles employés pour nos expériences d'affouillement. Nous décrirons ensuite les méthodes de mesure mises en œuvre sur l'écoulement, puis celles appliquées pour le suivi du lit granulaire au cours du processus d'érosion.

2.1 Le canal hydraulique

2.1.1 Présentation

Les expériences sont menées dans un canal hydraulique fermé, en forme d'hippodrome, que nous appelons « hydrodrome ». Un schéma de l'hydrodrome est représenté figure 2.1. Le circuit hydraulique, de section rectangulaire, a une longueur totale de 3,6 m et une largeur $W = 0,1$ m. Deux parties linéaires de 0,9 m de long sont reliées par deux parties courbes de rayon 0,3 m.

L'écoulement est généré par une roue à aubes, de rayon $R_{roue} = 0,30$ m, située dans l'une des deux sections linéaires du canal. La roue est mise en mouvement par un servomoteur piloté par ordinateur. La vitesse de rotation de la roue à aubes contrôle la vitesse de l'écoulement,

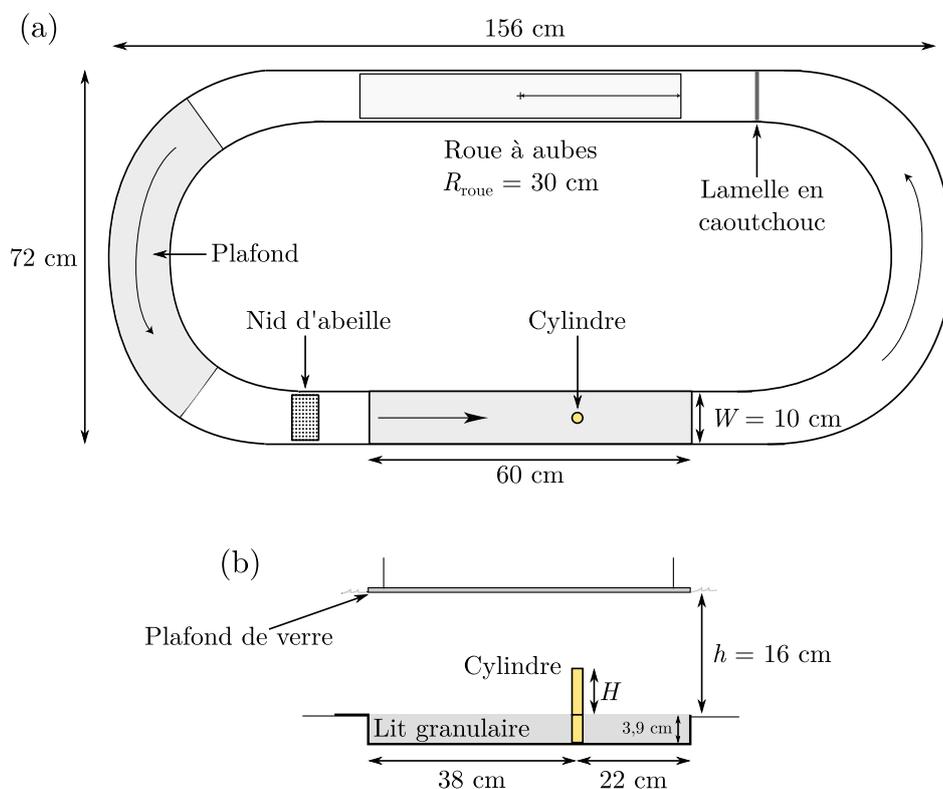


FIGURE 2.1 – (a) Schéma du canal hydraulique expérimental, dit « hydrodrome » (vue de dessus). (b) Section d'essai, dans une configuration d'érosion (vue de côté).

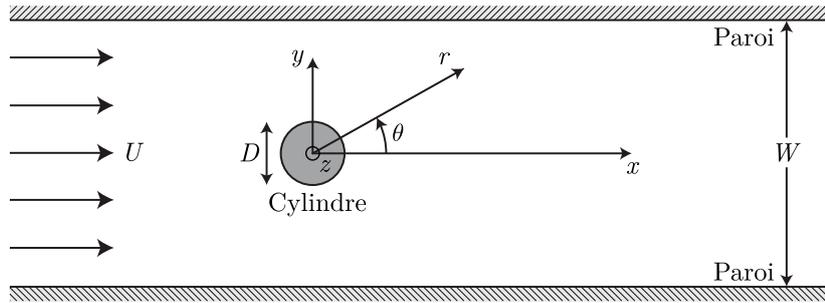


FIGURE 2.2 – Schéma de la section d'essai et système de coordonnées (vue de dessus).

comme nous le verrons à la section 2.4.6. Dans toutes nos expériences, le fluide utilisé est de l'eau, et sa hauteur est constante et égale à $h = 0,16$ m.

La partie linéaire opposée à la roue à aubes constitue la section d'essai. Suivant la nature des expériences réalisées, le fond de cette partie du canal peut être de deux types différents. Pour les expériences d'érosion, le fond est constitué d'un tiroir amovible de longueur 600 mm, de largeur intérieure 90 mm, et de profondeur 39 mm, contenant un lit granulaire (figure 2.1(b)). Pour les expériences de vélocimétrie sur l'écoulement, on place un fond rigide indéformable, de même longueur et rugueux (des grains étant collés à sa surface). L'altitude de ce fond rigide est la même que la surface du lit granulaire non-déformé. Pour les deux types de fond, on peut placer un obstacle vertical au milieu du canal, et à 380 mm de l'entrée de la section d'essai. Le point à la surface du lit et au centre de l'obstacle constitue l'origine de notre système de coordonnées, représenté figure 2.2. Les caractéristiques des grains et des obstacles utilisés seront détaillées aux sections 2.2 et 2.3 respectivement.

Les parois verticales de la section d'essai sont en verre, ce qui permet les visualisations directes, ainsi que l'utilisation de méthodes optiques de mesure. On ajoute également un plafond en verre de 5 mm d'épaisseur à la surface de l'eau au niveau de cette partie du canal, pour éviter que les fluctuations de la surface libre ne viennent perturber les différentes mesures optiques.

2.1.2 Utilisation pratique

L'utilisation de l'hydrodrome nécessite un certain nombre de précautions pour garantir les meilleures conditions expérimentales possibles.

La propulsion par roue à aubes génère du clapot et des à-coups dans l'écoulement. Pour les réduire, on place plusieurs dispositifs dans l'écoulement, représentés sur la figure 2.1 : un plafond et un nid d'abeille juste en amont de la section d'essai, ainsi qu'une lamelle de caoutchouc en amont de la roue à aubes.

Le nid d'abeille sert également à rendre l'écoulement moins turbulent et le plus homogène possible au niveau de la section d'essai. La présence de virages à assez forte courbure génère des circulations secondaires et l'écoulement est nettement plus rapide sur l'extérieur du canal que sur l'intérieur. Pour compenser cela, le nid d'abeille est en fait constitué d'un réseau de pailles, sur lequel est fixé un grillage métallique. Ce dernier est plus dense sur l'extérieur que sur l'intérieur du canal, afin de corriger la survitesses de l'écoulement.

Pour limiter l'accumulation de tartre, voire la corrosion, ces dispositifs sont régulièrement sortis du canal pour nettoyage. Le canal n'est pas non plus laissé en eau en dehors des périodes d'utilisation. À chaque remise en eau, un nettoyage du canal et de ses parois vitrées est nécessaire.

Une autre difficulté expérimentale rencontrée est l'accumulation de bulles d'air piégées sous le plafond de verre de la section d'essai, ce qui nuit grandement aux mesures optiques. Pour éviter ce phénomène, la paroi du plafond en contact avec l'eau est régulièrement enduite

de produit antibuée RainX™. Ce traitement rend le verre plus hydrophile, ce qui limite considérablement le piégeage des bulles d'air et leur permet d'être chassées par l'écoulement. Il faut également veiller à bien ajuster la hauteur du plafond, pour qu'il affleure bien la surface libre de l'eau sans laisser de poche d'air, ni être submergé. La difficulté étant que la hauteur d'eau dans la section d'essai varie de quelques millimètres en fonction de la vitesse de la roue à aubes.

2.2 Les grains

Lors des expériences d'affouillement, le tiroir au fond de la section d'essai est rempli de grains, modélisant le lit de la rivière. Différents types de grains ont été utilisés, correspondant à différentes granulométries et densités. Leur vitesse critique d'érosion en l'absence d'obstacle varie également. Les différents types de grains utilisés sont résumés dans le tableau 2.1.

Le type de grains n° 1 est celui qui est utilisé pour la très grande majorité des expériences. Il s'agit de billes de verre de sablage (CVP™, microbilles 200-300), tamisées entre 200 et 315 μm . La figure 2.3 représente la distribution de la taille des grains de type 1 (après tamisage), obtenue grâce à un analyseur de particules Malvern Morphologi G3S™.

Les autres billes de verre utilisées (types n° 2 et 3) proviennent du même fabricant, mais correspondent simplement à des calibres différents. Ces grains sont également tamisés afin de resserrer leur distribution de taille. Les grains de type n° 4 (Guyblast Media Type II, grade 20-30, Guyson™) sont quant à eux constitués d'un matériau plastique : ils sont nettement moins denses que les billes de verre, et présentent des formes plus irrégulières.

Type	Nature	d_{50} (mm)	ρ_g (kg m^{-3})	U_c (m s^{-1})
1	Billes de verre	$0,27 \pm 0,03$	$2,5 \times 10^3$	0,17
2	Billes de verre	$0,12 \pm 0,02$	$2,5 \times 10^3$	0,16
3	Billes de verre	$0,55 \pm 0,04$	$2,5 \times 10^3$	0,21
4	Plastique	$0,9 \pm 0,1$	$1,5 \times 10^3$	0,31

TABLEAU 2.1 – Les différents types de grains utilisés pour les expériences.

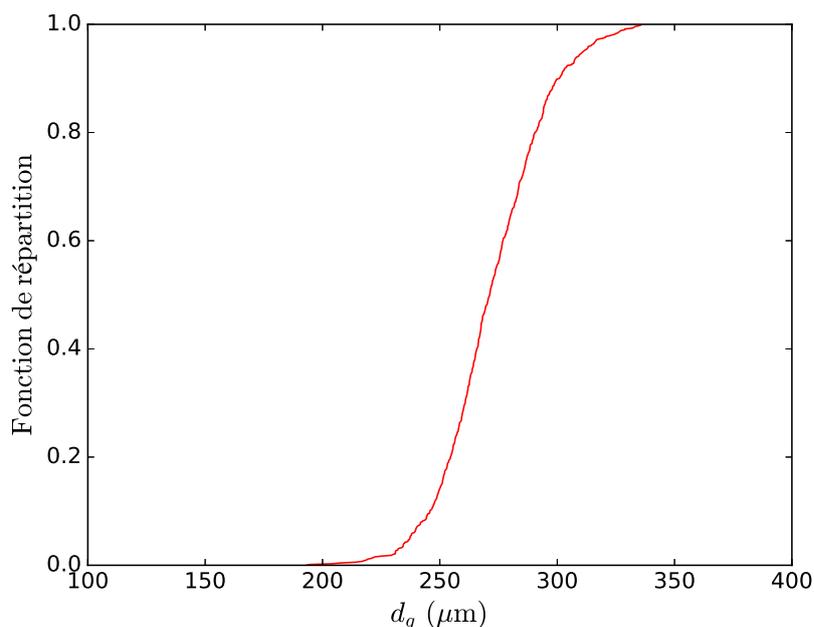


FIGURE 2.3 – Fonction de répartition de la taille des grains de type n° 1.

Lors des expériences de vélocimétrie sur l'écoulement, le fond rigide est rendu rugueux en y collant des grains de type n° 1, à l'aide de ruban adhésif double face. Cela permet de conserver une rugosité au fond comparable entre les expériences de vélocimétrie et celles d'affouillement sur fond granulaire érodable.

2.3 Les obstacles

Comme indiqué dans la section 2.1, la section d'essai peut accueillir un obstacle. On peut ainsi étudier l'effet de sa présence sur l'écoulement et l'érosion. Deux montages sont possibles selon le type d'étude (figure 2.4).

Trois formes d'obstacles sont utilisées : l'essentiel des expériences est mené avec des obstacles de section circulaire, mais nous réalisons également quelques essais avec des obstacles de forme carrée ou de forme plus profilée, en « aile d'avion ». On note H la hauteur émergente du cylindre, c'est-à-dire sa hauteur par rapport au lit non déformé. On appelle D le diamètre des obstacles circulaires (ou de la partie circulaire des obstacles en « aile d'avion »), ou la longueur de l'arête des obstacles de section carrée.

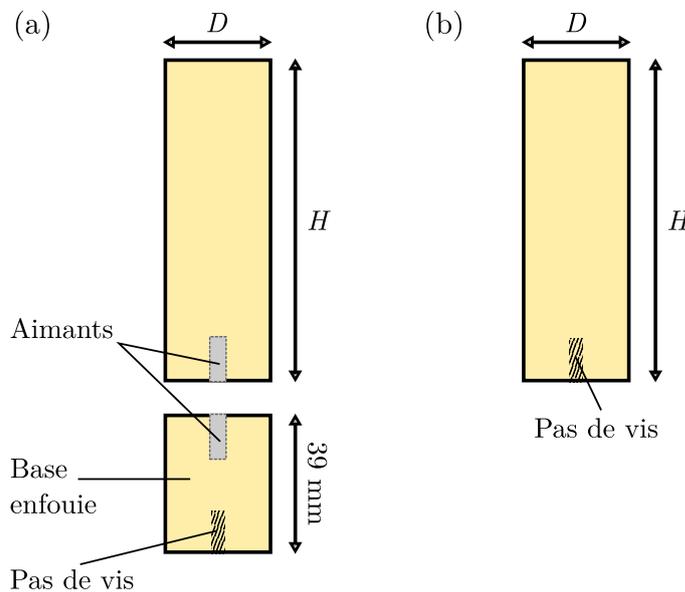


FIGURE 2.4 – Schéma en coupe transversale des obstacles utilisés pour (a) les expériences d'érosion, et (b) les expériences de vélocimétrie sur l'écoulement.

Les mesures sur l'écoulement sont faites avec un fond rigide indéformable. L'obstacle est dans ce cas simplement vissé sur le fond, grâce au pas de vis situé à l'une de ses extrémités (figure 2.4(b)).

Pour les mesures d'érosion, l'obstacle doit se prolonger jusqu'à la base du lit granulaire. La base de l'obstacle, initialement enfouie dans les grains, sera en partie découverte par l'affouillement au cours de l'expérience. Pour ces expériences, l'obstacle est en fait constitué de deux parties indépendantes (figure 2.4(a)) :

- une base, vissée au fond du tiroir, qui affleure le lit granulaire initial, car de même hauteur que celui-ci ;
- une partie haute, correspondant à la partie initialement hors-sol de l'obstacle.

Ces deux parties peuvent être facilement attachées ou séparées grâce à l'aimant qu'elles possèdent chacune à une extrémité. L'intérêt de ce montage est qu'il permet d'obtenir aisément un lit granulaire plat par lissage, lorsque la partie haute est enlevée. Celle-ci peut ensuite être replacée, délicatement, sans perturber les sédiments.

Caractéristiques			Expériences réalisées		
			Érosion		Vélocimétrie
Forme de la section	H (mm)	D (mm)	Seuils à l'œil	Profilométrie	PIV
Circulaire	90	5	Oui	-	-
		10	Oui	Oui	Oui
		15	Oui	-	Oui
		20	Oui	Oui	Oui
		30	Oui	-	Oui
		40	Oui	-	Oui
	40	20	Oui	-	-
	150	20	Oui	-	-
	200	20	Oui	-	-
Carrée	90	20	Oui	-	-
		14	Oui	-	-
« Aile d'avion »	90	20	Oui	-	-

TABLEAU 2.2 – Les différents types d'obstacles utilisés pour les expériences d'érosion et de vélocimétrie sur l'écoulement.

Le tableau 2.2 récapitule l'ensemble des obstacles utilisés au cours de cette thèse. Il faut noter que pour réaliser des expériences d'érosion et de vélocimétrie sur l'écoulement avec le même type d'obstacle (c'est-à-dire mêmes formes, D et H), il est en fait nécessaire de posséder les deux types de montage présentés précédemment (figure 2.4).

2.4 L'écoulement et sa caractérisation par vélocimétrie par images de particules

2.4.1 Principe de fonctionnement

La caractérisation de l'écoulement est réalisée par vélocimétrie par images de particules (PIV, *Particle Image Velocimetry*). Le but est de déterminer les propriétés de l'écoulement sans obstacle, et de mesurer les perturbations induites par la présence d'un obstacle.

Pour réaliser des mesures PIV, le fluide estensemencé de particules traceuses. À l'aide d'une caméra, on prend des images de particules dans un plan de l'écoulement : en corrélant deux images successives, on remonte aux mouvements des particules et donc du fluide environnant dans ce plan. Pour que l'éclairage soit puissant et se limite au plan de visualisation, on utilise une nappe laser.

2.4.2 Matériel utilisé

Pour nos expériences, le laser employé est un modèle Excel de la marque Laser QuantumTM. Il s'agit d'un laser Nd-YAG continu de 2 W, produisant un rayonnement vert ($\lambda = 532$ nm), classé en catégorie 4 du fait de sa puissance. Un barreau transparent à la sortie de l'appareil permet de transformer le faisceau en nappe, dont on peut changer l'orientation.

Les images sont enregistrées à l'aide d'une caméra rapide PhantomTM, modèle Miro 110. Celle-ci peut enregistrer jusqu'à 1630 images par secondes, à une résolution de 1280×800 pixels. Trois objectifs différents de marque NikonTM sont montés sur la caméra selon le niveau de zoom désiré.

L'ensemencement de l'écoulement se fait avec des billes de PMMA DynoseadsTM SpheromersTM CA 40 (diamètre 40 μ m, densité 1,2), teintées à la rhodamine. Du fait de cette teinture, les particules sont rendues fluorescentes : en les éclairant avec le laser vert, la lumière qu'elles

diffusent à une longueur d'onde plus élevée (typiquement 552 nm). En ajoutant à l'objectif de la caméra un filtre qui coupe le rayonnement à 532 nm, on ne garde ainsi que la lumière diffusée par les traceurs, sans être gêné par les réflexions et autres diffusions du laser. Ceci améliore grandement la qualité de la prise de vue, en évitant la saturation de la caméra

Pour chaque série d'images correspondant à une expérience, on soustrait l'image moyenne : ceci permet de supprimer la luminosité ambiante et de mieux voir les particules en mouvement. Le calcul des champs de vitesse se fait ensuite à l'aide du logiciel DPIVsoft, fonctionnant sous MATLAB™. Le traitement et l'analyse des données s'effectue également sous MATLAB™, à l'aide de la boîte à outils PIVMat.

2.4.3 Choix des paramètres de la PIV

Chaque paire d'images consécutives donne, après corrélation, le champ des vitesses instantanées de l'écoulement. Cependant, pour que les champs calculés par l'algorithme soient fiables, un certain nombre de paramètres doivent être bien ajustés lors de la prise de vue.

Pour déterminer le mouvement des particules, l'algorithme va en fait découper les images en petits carrés, appelés fenêtres d'interrogation. C'est en corrélant l'intensité lumineuse de ces boîtes entre les deux images de la paire que l'algorithme calcule le déplacement des particules, et donc la vitesse du fluide. Le choix de la taille de ces fenêtres est un compromis entre fiabilité des corrélations, et résolution du champ de vitesse. Pour nos expériences, nous choisissons systématiquement des fenêtres d'interrogation de 32 pixels. On utilise un recouvrement de 50 % entre les boîtes pour améliorer la résolution spatiale de l'écoulement, ce qui donne en fin de compte des champs de vitesse avec un vecteur tous les 16 pixels. Ainsi, plus le niveau de zoom employé est élevé, plus la résolution spatiale est fine.

Le temps d'exposition des images doit être assez long pour permettre de voir les particules, mais assez court pour éviter de saturer les pixels, ou d'avoir un flou de bougé sur les particules.

Pour permettre la corrélation entre les deux images d'une même paire, l'intervalle de temps les séparant doit être bien choisi. Il s'agit d'un paramètre essentiel pour une bonne détermination du champ de vitesse. Cet intervalle de temps doit être suffisamment long pour que les particules aient pu bouger significativement, mais pas trop pour que toutes les particules ne sortent pas de la fenêtre d'interrogation d'une image à l'autre. Il est communément admis que le déplacement idéal d'une particule correspond au tiers de la fenêtre d'interrogation. Pour des fenêtres d'interrogation de 32 pixels comme les nôtres, les particules doivent donc se déplacer de 10 pixels au maximum entre les deux images d'une paire. Le choix de l'intervalle Δt entre deux images à corrélérer va donc dépendre de la vitesse maximale de l'écoulement, ainsi que de la taille de la zone de visualisation. Il doit également être supérieur au temps d'exposition choisi.

L'intervalle ΔT entre deux champs de vitesse instantanés (c'est-à-dire le temps entre deux paires d'images), peut être choisi plus grand que Δt . Ceci permet d'échantillonner l'écoulement pendant une durée plus longue, avec un nombre limité de champs. Nous n'avons cependant qu'assez peu utilisé cette possibilité, en raison de problèmes apparaissant lors du pilotage externe de la caméra. De ce fait, pour la grande majorité de nos expériences de PIV, $\Delta T = \Delta t$, c'est-à-dire que le temps séparant deux images d'une paire est le même que celui séparant deux champs de vitesse.

2.4.4 Plans de visualisation

Comme nous venons de le décrire, la PIV utilisée ici est une méthode de vélocimétrie à deux dimensions, qui donne accès aux champs de vitesse dans le plan étudié. Il est donc nécessaire de réaliser des mesures dans plusieurs plans pour caractériser un écoulement tridimensionnel comme celui qui nous intéresse.

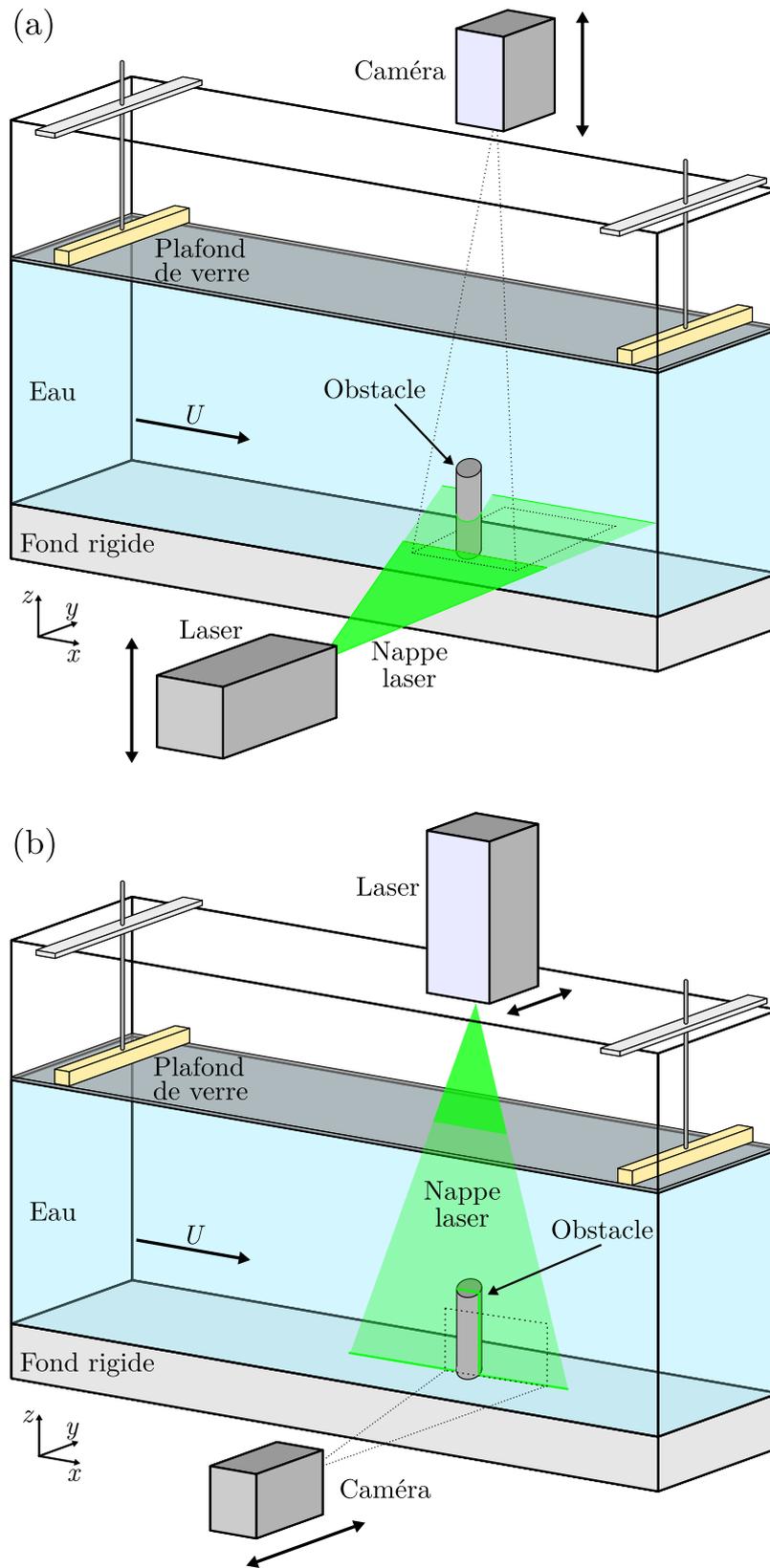


FIGURE 2.5 – Configurations expérimentales pour les expériences de PIV (a) horizontales et (b) verticales longitudinales.

Avec notre dispositif expérimental, nous pouvons faire de la vélocimétrie dans les plans horizontaux, ainsi que dans les plans verticaux longitudinaux à l'écoulement. Les plans verticaux transversaux ne sont pas accessibles à la visualisation dans notre canal.¹ Les configurations expérimentales correspondant aux deux types de visualisations possibles sont représentées sur la figure 2.5. Le laser et la caméra étant montés sur rails, il est possible, dans une configuration donnée, d'explorer des plans parallèles horizontaux à différentes altitudes z (figure 2.5(a)) ou des plans parallèles verticaux à différentes positions y entre les parois latérales (figure 2.5(b)). Cependant, étant donné le volume des données générées par une expérience de PIV et le temps nécessaire pour les traiter, nous nous sommes restreints à deux plans horizontaux (en proche paroi à $z = 5$ mm, et à mi-hauteur de cylindre en $z = 45$ mm) et trois verticaux ($y = 0, -5$ et -10 mm).

2.4.5 Protocole expérimental

La réalisation d'une expérience de vélocimétrie PIV se fait donc en suivant le protocole ci-dessous.

1. Préparation, nettoyage et mise en eau du canal.
2. Mise en place du fond rigide et de l'obstacle.
3. Choix de la vitesse d'écoulement
4. Mise en place du plafond de verre préalablement enduit d'antibuée.
5. Ensemencement de l'écoulement.
6. Choix du plan de mesure : placement du laser.
7. Choix de la zone de visualisation : choix de l'objectif, placement de la caméra, mise au point.
8. Réglage des paramètres d'acquisition de la caméra : temps d'exposition, intervalle entre images d'une paire, éventuellement entre deux paires si différent.
9. Acquisition des images et sauvegarde sur disque dur.
10. Changement de la vitesse, de l'obstacle ou du plan de visualisation ; et nouvelle acquisition.
11. En fin de session, vidange et nettoyage du canal. Le fond rigide est retiré et nettoyé, ainsi que le nid d'abeilles et le plafond de verre.
12. Soustraction de l'image moyenne pour chaque expérience et lancement des calculs de champs.

2.4.6 Calibration de l'écoulement

Les mesures PIV permettent de calibrer la relation entre la vitesse de rotation de la roue à aubes et la vitesse d'écoulement correspondante. Ceci est indispensable pour une étude quantitative de l'érosion. La calibration se fait à l'aide de mesures de PIV verticales, dans le plan médian de l'écoulement, en l'absence d'obstacle. On mesure la vitesse longitudinale de l'écoulement, moyennée sur toute la hauteur du canal. Cette vitesse notée U , est considérée comme étant la vitesse d'approche moyenne de l'écoulement. La figure 2.6 représente la variation de U avec la vitesse Ω de rotation de la roue à aubes.

Le contrôle du moteur de la roue à aubes nous permet donc bien d'imposer la vitesse d'écoulement. C'est à partir de cette relation de calibration que l'on détermine la vitesse d'approche pour nos différentes expériences, sur fond rigide ou érodable, avec ou sans obstacle. Les différentes grandeurs sans dimension faisant intervenir U sont aussi évaluées à

1. Dans la suite de cette thèse, la *PIV verticale longitudinale* sera donc simplement appelée *PIV verticale*, puisqu'il n'y a pas d'ambiguïté.

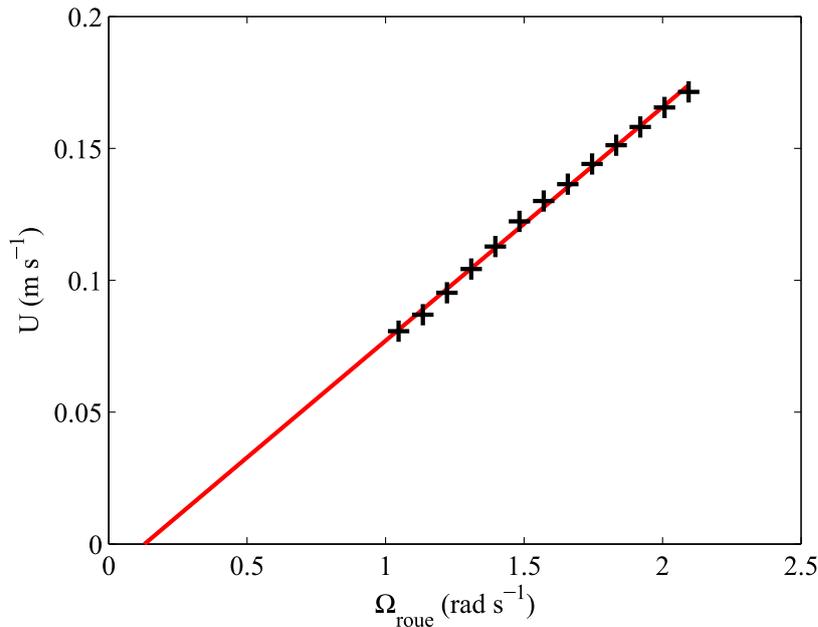


FIGURE 2.6 – Relation entre la vitesse d’approche moyenne de l’écoulement U et la vitesse de rotation de la roue à aubes Ω . Dans notre domaine d’étude, la calibration correspond à la relation affine $U [\text{m s}^{-1}] = 0,089 \times \Omega [\text{rad s}^{-1}] - 0,011 = 0,30 \times (R_{roue} \Omega) [\text{m s}^{-1}] - 0,011$.

partir de cette relation. Le tableau 2.3 donne quelques ordres de grandeurs des paramètres hydrodynamiques pour nos expériences.

Au vu des valeurs du nombre de Reynolds basé sur la largeur du canal, $Re_W = W U / \nu$, toutes nos expériences se font dans un régime d’écoulement turbulent. Le nombre de Reynolds de l’obstacle, est lui de l’ordre de $Re_D = D U / \nu \simeq 10^3$. Pour un cylindre infini non confiné, cette valeur correspond à un régime de sillage complètement turbulent, avec un détachement laminaire de la couche limite [105]. Pour un cylindre infini confiné entre deux parois parallèles avec des rapports de blocage comparables aux nôtres $0,05 \leq D/W \leq 0,4$, nos valeurs de nombre de Reynolds sont encore bien au-dessus de la plage de valeurs critiques de 50 à 110 de l’instabilité de Bénard-von Kármán [27]. Dans nos expériences, on a donc un écoulement turbulent autour de l’obstacle, avec de forts tourbillons de sillage non stationnaires.

On note également que nous avons systématiquement des valeurs de nombre de Froude $Fr = U / \sqrt{gh}$ inférieures à 0,2. Les interactions entre la surface libre et le lit granulaire sont donc négligeables. Cela nous assure que même si nos résultats sont obtenus en plaçant un plafond de verre à la surface de notre section d’essai, ils resteraient valides avec une surface libre, la présence du plafond ne perturbant *a priori* pas la déformation du lit, et réciproquement.

Grandeur	Plage de valeurs
U (mm s ⁻¹)	50 - 175
Re_W	5000 - 17 500
$Re_{D=20 \text{ mm}}$	1000 - 3500
Fr	0.040 - 0.14

TABLEAU 2.3 – Plages de valeurs explorées au cours de nos expériences pour différentes grandeurs hydrodynamiques.

2.5 Visualisation de l'érosion

La transparence des parois latérales de la section d'essai du canal permet d'observer directement le mouvement des grains du lit, et donc les phénomènes d'érosion. Bien que techniquement simples, de telles observations fournissent un grand nombre d'informations qualitatives et quantitatives.

2.5.1 Éclairage et prises de vues photographiques

L'utilisation en toute sécurité du laser Nd-YAG (de classe 4) impose que l'ensemble du dispositif expérimental (canal hydraulique et instruments de mesure) soit contenu dans une enceinte opaque. Celle-ci consiste en une structure Norcan™ dont le haut est clos par un plafond rigide et les côtés par des rideaux opaques. Cette enceinte facilite en outre les visualisations. En effet, il est possible de s'affranchir de la luminosité ambiante et d'obtenir l'éclairage souhaité grâce à des lampes judicieusement placées.

Dans ce but, deux lampes sont fixées face à la section d'essai. La première assure un éclairage rasant du lit granulaire. La deuxième, située au bout d'un bras articulé, sert lors de la préparation des expériences, ou pour éclairer plus précisément certaines parties du canal.

Un appareil photographique Nikon™ D3300 permet de réaliser des prises de vue du lit et des motifs d'érosion y apparaissant, et d'en garder une trace qualitative. L'éclairage rasant de la première lampe sert à obtenir un bon contraste qui rende les motifs bien visibles sur les photographies.

2.5.2 Détermination visuelle des seuils d'érosion

Un des objectifs principaux de notre étude est la détermination, dans différentes configurations, du seuil d'érosion, c'est-à-dire de la vitesse d'écoulement nécessaire à la mise en mouvement des grains. L'évaluation du seuil est une question délicate, aussi bien expérimentalement [20, 44, 81] que numériquement [30, 117], comme nous l'avons vu dans l'état de l'art à la section 1.3.4.

Pour notre étude, nous avons pris le parti de déterminer dans un premier temps les seuils à l'œil, c'est-à-dire d'estimer *de visu* la vitesse minimale d'écoulement nécessaire pour mettre en mouvement les grains. Le principe de la mesure est très simple, mais il se heurte à la difficulté d'une définition claire de la mise en mouvement des grains, qui est particulièrement criante dans le cas des écoulements turbulents. Le mouvement des grains est alors dépendant des fluctuations de vitesses de l'écoulement, par essence aléatoires. Même pour une vitesse d'approche bien en-dessous du seuil d'érosion, il est possible qu'une fluctuation importante et rare fasse bouger des grains, du fait du caractère intermittent de la turbulence. Le mouvement des grains devient de plus en plus fréquent et important à mesure que la vitesse de l'écoulement augmente.

Il est donc nécessaire d'imposer un critère déterminant si le mouvement des grains est assez fréquent et significatif pour pouvoir considérer que l'on a passé le seuil. Pour nos expériences, une fois la vitesse de l'écoulement imposé, nous considérerons que le seuil a été franchi si l'on observe au moins trois mouvements nets de grains en moins d'une minute. La confirmation de la valeur se fait en augmentant ensuite légèrement la vitesse d'approche, ce qui se traduit par une mobilisation plus forte des grains si le seuil a effectivement été franchi.

En pratique, pour réaliser une expérience, on commence par préparer un lit granulaire plat, avec les grains et l'obstacle désirés. Puis on augmente progressivement la vitesse de l'écoulement, par paliers de 8 mm s^{-1} . À chaque palier, on observe le lit en divers endroits, et l'on note un éventuel mouvement des grains. On arrête l'expérience quand tous les seuils à déterminer pour le couple grains et obstacle étudié ont été clairement franchis. On renouvelle

chaque détermination de seuil au moins trois fois, pour évaluer une valeur moyenne de seuil et l'incertitude associée.

En procédant de la sorte, on obtient des valeurs de seuils robustes. Cette méthode, bien que dépendante de l'opérateur, permet ainsi d'explorer rapidement et de façon fiable les valeurs de seuils d'érosion pour de grandes gammes de paramètres.

2.6 Suivi temporel topographique de l'érosion

2.6.1 Principe

En complément de l'observation directe des phénomènes d'érosion se produisant dans le canal, nous avons mis en œuvre une méthode de suivi temporel de la topographie du lit. On accède ainsi à de multiples grandeurs caractéristiques des motifs d'érosion au voisinage d'un obstacle et à leur évolution au cours du temps.

Pour réaliser ce suivi, il faut relever à intervalles de temps réguliers la topographie de la surface du lit granulaire. C'est dans ce but que nous avons mis au point notre technique de relevé topographique par laser. L'idée est de balayer régulièrement la surface du lit à l'aide d'un profilomètre laser monté sur une platine motorisée, et de reconstruire ensuite la carte topographique $\xi(x,y,t)$ du fond à différents instants. $\xi(x,y,t)$ désigne la variation d'altitude par rapport au profil plat initial au point (x,y) et à l'instant t .

2.6.2 Matériel et montage

L'appareil au cœur de notre méthode de relevé topographique est un capteur de profil à ligne laser par triangulation 2D, plus simplement appelé profilomètre laser. Il s'agit d'un

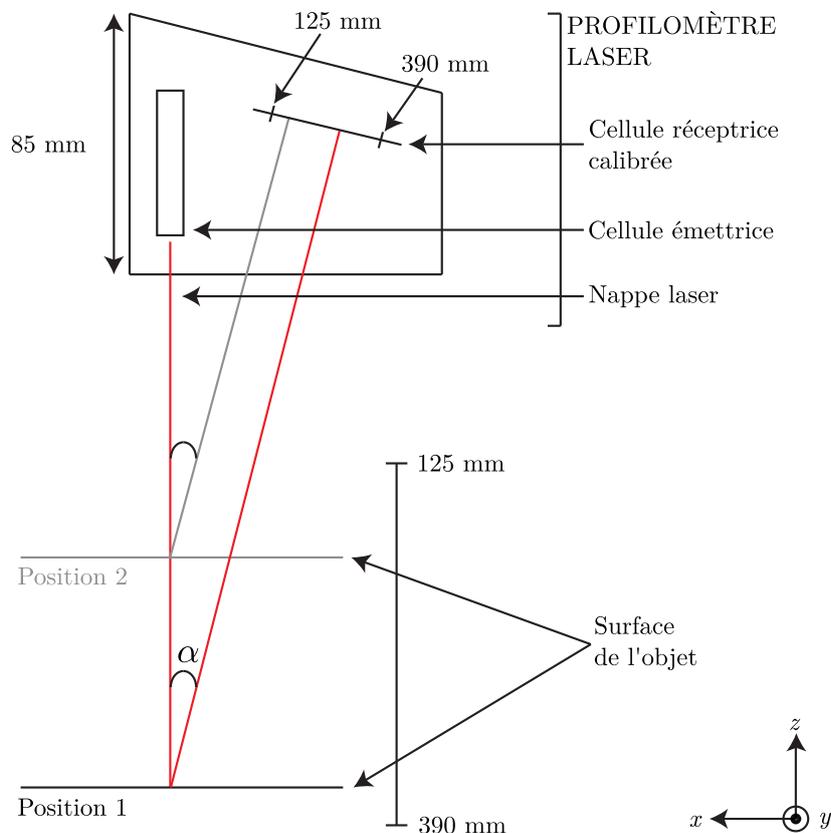


FIGURE 2.7 – Principe de fonctionnement du profilomètre laser, déduisant l'altitude de la surface étudiée par triangulation laser. Les échelles ne sont pas respectées.

scanner laser compact de marque Micro-Epsilon™, modèle scanCONTROL 2950-100. Il émet un faisceau laser rouge de longueur d'onde 658 nm, qui est élargi par un dispositif optique à l'intérieur de l'appareil pour former une nappe triangulaire d'ouverture $21,4^\circ$ et d'environ $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Cette nappe laser est émise perpendiculairement à la surface à étudier, sur laquelle une ligne statique est donc projetée. La lumière réfléchiée par l'objet atteint la cellule réceptrice sous un angle α . La position du point image sur le capteur permet de remonter à l'altitude du point objet sur la surface par triangulation, comme illustré sur la figure 2.7. On obtient ainsi pour chaque point de la ligne laser un couple de coordonnées (y, z) , où y est la position horizontale le long de la ligne et z l'altitude.

Pour étudier chaque motif d'érosion dans son ensemble, nous montons le profilomètre sur une platine motorisée de 300 mm de long. Il est ainsi possible de déplacer le profilomètre le long du canal, perpendiculairement à la ligne laser, et de balayer une grande partie de la surface du lit. Au fur et à mesure de son déplacement $x(t)$, le profilomètre enregistre une série de profils $z(y)$, à différents x . C'est en « recollant » ces profils successifs que l'on reconstruit les cartes topographiques $\xi(x, y, t)$, comme nous le verrons à la partie 2.6.4.

C'est avec le profilomètre utilisé dans cette configuration, représentée figure 2.8, que nous avons effectué nos mesures de suivi topographique. Le profilomètre est centré latéralement par rapport au canal, de façon à en suivre la ligne médiane, et situé à une distance de 416 mm du lit granulaire. La hauteur du profilomètre et de son guide est choisie de façon à ce que toute la largeur du canal se trouve dans la zone centrale du faisceau. Cette zone centrale est en effet la mieux résolue et cela laisse de la marge pour tronquer les points aberrants apparaissant au niveau des parois vitrées latérales.

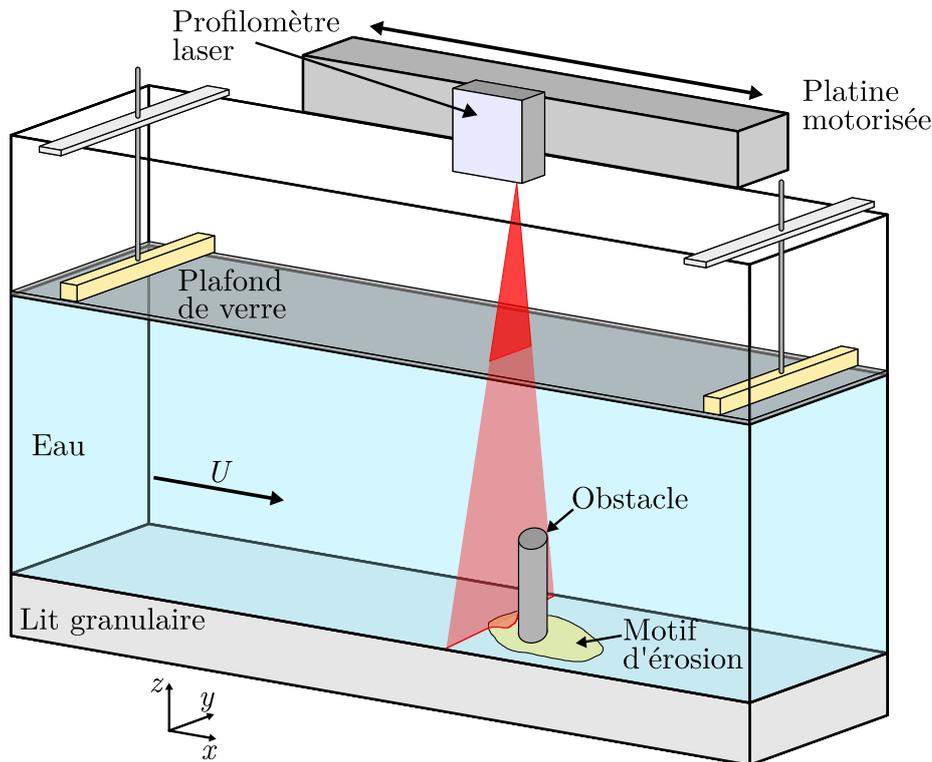


FIGURE 2.8 – Configuration expérimentale pour le balayage de la surface du lit granulaire par le profilomètre laser.

2.6.3 Subtilités expérimentales

L'utilisation du profilomètre laser dans cette configuration nécessite un certain nombre d'adaptations.

Tout d'abord, le profilomètre est conçu pour une utilisation dans l'air, et non avec un changement de milieu comme dans notre expérience, où le faisceau traverse de l'air, le verre du plafond, puis l'eau du canal avant de rencontrer le lit granulaire. Ces changements d'indice optique vont venir fausser l'estimation des altitudes z , et donc des valeurs de $\xi(x,y,t)$. Après plusieurs calibrations sur des objets étalons de formes connues (usinés en forme de marches), il s'est avéré suffisant d'appliquer un coefficient correctif systématique de 1,3 sur les valeurs de z mesurées pour compenser cette erreur.

Le fait que le lit granulaire soit fait de billes de verre, transparentes, a également des conséquences. La lumière du faisceau va fortement diffuser dans les grains. L'épaisseur effective de la nappe est donc plutôt de l'ordre de 1 mm que de 50 μm . Cela va aussi limiter la quantité de lumière parvenant au capteur, et ainsi diminuer la qualité du signal.

Le profilomètre permet en théorie d'acquérir 1280 points (y,z) le long de l'ensemble de la ligne laser. En pratique, le nombre de points acquis est plus faible et assez variable d'un profil à l'autre. Ces pertes variables semblent dues à un manque de lumière arrivant et ont pour origine les propriétés optiques du lit, les variations de topographie, et les quelques bulles d'air inévitablement présentes sous le plafond de verre. Or, pour une bonne reconstruction de nos topographies, il est nécessaire que chaque profil $z(y)$ compte le même nombre de points. Au cours du traitement des données, on interpole donc chaque profil $z(y)$ de sorte à ce qu'ils comptent tous 1280 points exactement.

Étant donné que la nappe laser a une épaisseur de 1 mm, on opte dans nos expériences pour une résolution d'un point par millimètre suivant x sur les topographies $\xi(x,y,t)$, c'est-à-dire qu'on enregistre un profil par millimètre en x . La longueur de la zone scannée est toujours de 300 mm. Le choix de la fréquence d'acquisition du profilomètre et de la vitesse de déplacement de la platine se fait en conséquence. Il faut également tenir compte du fait que le nombre de profils consécutifs pouvant être enregistrés par le profilomètre est limité à 100 000. Ainsi, plus la fréquence d'acquisition du profilomètre du laser sera élevée, plus la durée totale d'acquisition sera courte. C'est donc selon la durée totale d'acquisition désirée, et en s'assurant que le temps séparant deux relevés topographiques $\xi(x,y,t)$ est faible devant le temps caractéristique de l'érosion, que l'on fixe fréquence d'acquisition et vitesse de la platine : on choisira 1 Hz et 1 mm s⁻¹ pour les expériences les plus longues, d'un peu plus de 24 h ; 40 Hz et 40 mm s⁻¹ pour les plus rapides.

Il s'agit là des vitesses de la platine sur les trajets « allers », d'amont en aval. Seuls les profils enregistrés lors de ces trajets sont utilisés pour construire les topographies $\xi(x,y,t)$, les profils enregistrés lors des trajets retours ne sont pas exploités. Le profilomètre acquiert les profils $z(y)$ en continu, toujours à la même fréquence. On choisit donc une vitesse de retour de la platine plus élevée, toujours de 80 mm s⁻¹, pour limiter l'acquisition de profils inutilisés. Cela permet en fin de compte d'améliorer la résolution temporelle des $\xi(x,y,t)$, car on rend les retours rapides et les allers plus fréquents. Dans le cas des expériences les plus longues, de l'ordre de 24 h, on a ainsi une topographie quasiment toutes les 5 min, soit le temps d'un aller (le retour étant alors beaucoup plus rapide).

2.6.4 Traitement des données

Protocole de traitement

À l'issue d'une expérience d'érosion, on a donc une série temporelle de profils $y(z)$ qui a été enregistrée. Il est nécessaire de traiter ces données brutes pour les convertir en une suite temporelle de cartographies topographiques $\xi(x,y,t)$. Cela se fait à l'aide de codes développés

sous Python 3 au cours de cette thèse. Cette sous-partie présente le protocole de traitement des données.

Tout d'abord, la suite de profils enregistrés sous format .slk par le profilomètre est convertie au format .pickle intelligible et exploitable par Python.

Regroupement des profils par allers

Il faut ensuite regrouper les profils enregistrés au cours d'un même aller. On obtient une carte topographique du fond en mettant bout à bout les 270 profils correspondant à $-75 \leq x \leq 195$ mm lors d'un aller. Cette plage de valeurs de x correspond à la course de la platine, moins les 15 mm les plus en amont et en aval, où la vitesse de déplacement du profilomètre n'est pas constante.

On appelle $Z(x,y,t)$ la carte topographique enregistrée lors de l'aller commençant à l'instant t . Le principe de la méthode de repérage des allers et de regroupement des profils correspondant est schématisé sur la figure 2.9.

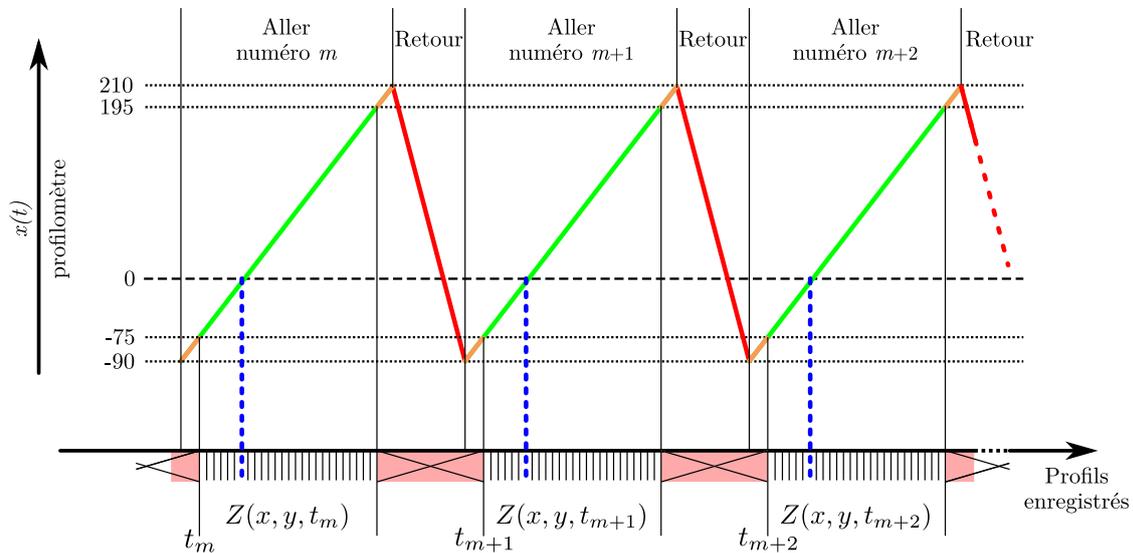


FIGURE 2.9 – Schéma de principe de l'algorithme de regroupement des profils par aller lors du traitement des données issues du profilomètre. On repère les passages au niveau du centre de l'obstacle (traits pointillés verticaux bleus) à chaque aller, et on sélectionne les profils qui correspondent à la bonne gamme de x . Les cartes $\xi(x,y,t)$ sont obtenues par concaténation des profils de chaque aller. Les profils enregistrés lors des retours et aux bords de la course de la platine sont écartés (profils dans les parties rose barrées).

Pour distinguer les différents allers, on utilise le fait que le profilomètre passe une et une seule fois par aller au-dessus de l'obstacle. Celui-ci a une hauteur nettement plus élevée que le lit granulaire, même déformé. On repère ainsi les profils pour lesquels le profilomètre se trouve le plus près du centre de l'obstacle, c'est-à-dire de $x = 0$. Il y en a un et un seul par aller, une fois éliminés les profils enregistrés pendant les retours.

Pour chaque aller, on a donc le profil correspondant à $x \simeq 0$. Le premier profil exploitable de cet aller, qui correspond à $x \simeq 75$ mm, peut donc être déterminé connaissant la vitesse de la platine et la fréquence d'acquisition du profilomètre. La carte $Z(x,y,t)$ se construit ensuite simplement par concaténation des 270 profils suivants, préalablement tous interpolés à 1280 points, et tronqués à la plage de valeurs de y correspondant à la largeur du canal. On écarte les profils correspondant aux retours et aux bords de la course de la platine.

Une fois que l'on a la série des $Z(x,y,t)$, on obtient la série des $\xi(x,y,t)$ par soustraction de $Z(x,y,0)$, c'est-à-dire : $\xi(x,y,t) = Z(x,y,t) - Z(x,y,0)$. Pour chaque trajet de la platine, le repérage du centre du cylindre se fait à un profil près, ce qui est à l'origine d'une incertitude

de 1 mm sur les valeurs de x . Cette incertitude est source d'erreurs lors de la soustraction du profil initial. Afin d'atténuer le bruit de mesure, la carte $\xi(x,y,t)$ est ensuite lissée spatialement à chaque pas de temps t , par moyenne glissante sur des fenêtres de 4 points suivant x et y .

Finalement, on mesure sur chaque carte $\xi(x,y,t)$ les grandeurs qui nous intéressent, d'une façon que nous détaillerons au chapitre 4 : profondeur maximale de la fosse d'érosion et sa localisation, extensions longitudinale et transversale du motif.

Résolution et incertitudes

Après reconstruction et troncature à la gamme de y correspondant à la largeur du canal, chaque carte $\xi(x,y,t)$ possède 270 points selon x et 740 suivant y . Soit une résolution de 1 mm en x , et de 0,12 mm en y . La résolution réelle est environ deux fois moindre, à cause des incertitudes introduites lors de la reconstruction des profils et du lissage.

L'incertitude nominale des mesures d'altitudes par le profilomètre dans l'air est de 2 μm . Sarah Badr qui avait utilisé le même appareil au cours de son doctorat avait estimé qu'en pratique l'incertitude était de 20 μm [8], toujours pour une utilisation dans l'air.

Dans notre expérience, l'utilisation à travers divers milieux optiques, les réflexions parasites, la présence de bulles et la méthode de reconstruction des cartographies augmentent la valeur de l'incertitude sur l'altitude. On considère qu'à l'issue du traitement des données, les variations d'altitudes $\xi(x,y,t)$ mesurées le sont avec une incertitude de 0,2 mm. Il faut également noter que les variations topographiques par rapport au fond plat initial inférieures à 1 mm ne peuvent pas être détectées de façon fiable.

Une autre limitation de notre dispositif est la présence d'une zone aveugle au niveau de l'obstacle et de son voisinage, qui empêche d'accéder à la topographie de l'érosion dans cette

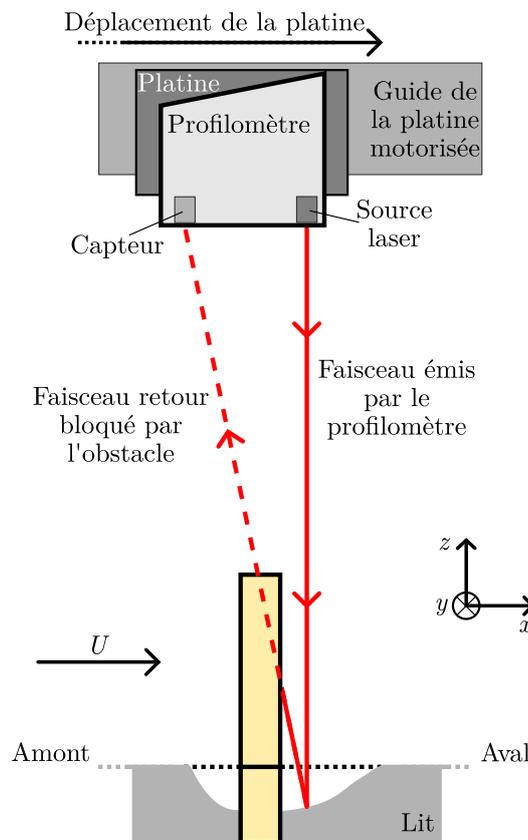


FIGURE 2.10 – Schéma expliquant l'existence d'une zone aveugle dans nos relevés topographiques. Vue dans le plan médian de l'écoulement. Par souci de lisibilité, l'eau et le plafond de verre ne sont pas représentés, et certaines échelles non respectées.

région. Cette zone non résolue est représentée par un masque blanc sur les topographies présentées dans la suite de cette thèse. La présence de cette zone aveugle s'explique par le fait que, pour certaines positions du profilomètre, la hauteur de l'obstacle cache au capteur une partie de la ligne laser (figure 2.10). Son étendue est augmentée par l'incertitude sur les valeurs de x et par le lissage spatial, à l'origine de son extension suivant y . La taille de cette région non résolue dépend du diamètre D de l'obstacle.²

2.6.5 Intérêts de la technique

Malgré ses limitations présentées précédemment, la technique de relevés topographiques développée au cours de cette thèse présente plusieurs avantages :

- elle est automatisée, et permet donc de suivre aisément des phénomènes à l'échelle de 24 heures ;
- elle est optique et ne perturbe donc ni les grains, ni l'écoulement ;
- elle permet de suivre l'érosion dans son développement, sans qu'il y ait besoin d'interrompre l'écoulement ;
- elle permet de saisir la dynamique du processus d'affouillement, l'intervalle de temps entre deux relevés topographiques étant régulier et petit devant le temps total de l'expérience ;
- elle donne des informations sur une grande partie de la surface du lit, et non juste en quelques points.

Cette méthode de suivi se distingue ainsi de la plupart des techniques employés sur des canaux hydrauliques à plus grande échelle. Si les dimensions réduites de notre canal, notamment sa largeur, nous limitent dans nos expériences, elles nous ont aussi permis de mettre au point des techniques de suivi précises et performantes.

2.6.6 Protocole expérimental

La réalisation d'une expérience de suivi topographique de l'érosion se fait en respectant le protocole suivant :

1. Préparation, nettoyage et mise en eau du canal.
2. Mise en place du tiroir, que l'on remplit des grains désirés, si ce n'est pas déjà en place.
3. Choix de l'obstacle à étudier. Sa base est vissée au fond du tiroir, enfouie dans les grains.
4. On remue le lit granulaire pour avoir une compaction reproductible.
5. À l'aide d'une raclette en caoutchouc, on lisse le lit afin qu'il présente une surface horizontale plate.
6. À l'aide d'une seringue, on aspire les grains qui se trouvent sur le haut de la base de l'obstacle, et on vient délicatement fixer magnétiquement la partie haute de l'obstacle sur sa base.
7. Mise en place du plafond de verre préalablement enduit d'antibuée.
8. Choix de la vitesse de la platine et de la fréquence d'acquisition du profilomètre.
9. Lancement de l'acquisition profilométrique pour scanner la topographie initiale.
10. Une fois le relevé initial effectué, on lance l'écoulement à la vitesse souhaitée. La vitesse U désirée est atteinte au cours du deuxième aller-retour de la platine. Il est nécessaire d'ajuster la hauteur du plafond de verre pour qu'il affleure bien la surface libre, sans être submergé, ni laisser de poche d'air en-dessous.

2. Et bien plus fortement de la hauteur H de l'obstacle, mais celle-ci sera systématiquement de 90 mm dans nos expériences de suivi topographique.

11. L'expérience tourne ensuite en autonomie. On effectue cependant quelques prises de vues photographiques régulières, pour garder une trace visuelle du motif développé. On remet également régulièrement un peu d'eau dans le canal, afin de compenser les pertes par évaporation et garantir une hauteur d'eau constante.
12. À la fin de l'expérience, on arrête le profilomètre, la platine et la roue à aubes. On prend en photo le motif final.
13. Il est très facile de relancer une nouvelle expérience, à une vitesse d'écoulement différente, en reprenant ce protocole à l'étape 4.
14. À la fin d'une série d'expériences, on vide le canal et on nettoie les parois. Le nid d'abeilles est retiré et nettoyé, ainsi que le plafond de verre. Le tiroir et le lit granulaire sont laissés en place, mais recouverts d'un centimètre d'eau pour éviter qu'ils ne sèchent (ce qui provoquerait une agglomération des grains).

2.6.7 Expériences réalisées

La durée des expériences de suivi topographique est choisie afin que l'affouillement ait atteint un régime stationnaire, où la topographie du lit n'évolue plus. Pour nos expériences, on peut considérer qu'au bout de 24 h un tel régime a été atteint, ou du moins raisonnablement approché, les variations de topographie du lit étant suffisamment faibles.

La difficulté à observer le régime d'érosion aux temps longs tient plus aux dimensions réduites du canal, en particulier sa largeur. En effet, la taille du motif d'érosion croissant avec celle de l'obstacle, il n'est pas rare pour les obstacles les plus larges que l'érosion se développe jusqu'aux bords de la section d'essai. La dynamique de l'affouillement s'en retrouve alors perturbée.

Pour pouvoir mener des expériences de suivi topographique jusqu'au régime permanent, il faut donc que l'obstacle choisi ne soit pas trop large. Mais il faut aussi que le motif soit assez grand pour être détecté de façon fiable, et donc que l'obstacle ne soit pas trop petit. Si l'on ajoute à cela la durée des expériences, et la nécessité de les réaliser pour différentes vitesses d'écoulement U , on comprend que l'on ne peut mener une étude topographique de l'affouillement que sur un nombre limité d'obstacles.

Au cours de nos travaux, nous nous sommes donc concentrés sur le suivi topographique de l'érosion au voisinage de deux types de cylindre de section circulaire et de hauteur $H = 90$ mm : ceux de diamètres $D = 20$ mm et $D = 10$ mm.

2.7 Synthèse

Ce chapitre a permis de présenter le dispositif expérimental ainsi que les différentes méthodes de mesure utilisées pour obtenir nos résultats. L'étude du phénomène d'affouillement s'appuie notamment sur des mesures PIV de l'écoulement, dont les résultats seront détaillés dans le chapitre 5. Le chapitre 4 synthétisera les résultats issus de l'analyse des données topographiques de l'érosion. Mais tout d'abord, commençons par présenter les différentes observations et mesures visuelles de l'érosion que nous avons effectuées : c'est l'objet du chapitre 3.

Chapitre 3

Typologie des motifs d'érosion

Sommaire

3.1	Conditions expérimentales	57
3.1.1	Paramètres à explorer	57
3.1.2	Seuil d'érosion sans obstacle	57
3.1.3	Affouillement en <i>eau claire</i>	58
3.2	Affouillement en fer à cheval	58
3.3	Affouillement en oreilles de lapin	60
3.3.1	Description	60
3.3.2	Domaine d'existence	60
3.3.3	Extension du domaine d'existence	61
3.4	Comparaison avec la littérature	61
3.4.1	L'AOL, un phénomène jamais décrit en tant que tel?	61
3.4.2	De la difficulté d'observer l'AOL	62
3.4.3	Étude de motifs en aval de l'obstacle en présence d'AFC	62
3.4.4	Quelques observations de l'AOL sans AFC	63
3.4.5	Importance de tout l'écoulement dans l'affouillement	64
3.5	Influence de divers paramètres sur les seuils d'affouillement . . .	65
3.5.1	Influence de la hauteur de l'obstacle	65
3.5.2	Influence du diamètre de l'obstacle	66
3.5.3	Essais avec des grains en plastique (type n° 4)	71
3.5.4	Motifs d'affouillement pour d'autres formes d'obstacle	72
3.6	Synthèse	76

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de nos observations directes de l'érosion. Une caractérisation visuelle rapide du phénomène d'affouillement donne déjà de nombreuses informations, et permet de guider les mesures techniquement plus lourdes. Après avoir détaillé les conditions expérimentales utilisées, nous décrirons les deux types de motifs observés : l'affouillement en fer à cheval, ainsi qu'un nouveau motif, appelé affouillement en oreilles de lapin. Nous présenterons ensuite une technique expérimentale pour découpler ces deux modes d'érosion. Après avoir mis ces observations en regard avec la littérature, nous exposerons pour finir les résultats des mesures visuelles de seuils d'érosion pour ces deux motifs, et leurs dépendances avec la géométrie de l'obstacle, et les propriétés des grains.

3.1 Conditions expérimentales

3.1.1 Paramètres à explorer

Nous avons vu dans notre état de l'art au chapitre 1 que l'affouillement est un phénomène complexe, dépendant de multiples paramètres. On peut regrouper ceux-ci en trois catégories :

- ceux liés au fluide : densité, viscosité, vitesse d'approche ;
- ceux liés à l'obstacle : forme, hauteur, largeur ;
- et ceux liés aux grains : forme, densité, diamètre.

Au cours de cette thèse, nous nous sommes concentrés sur certains de ces paramètres. Notamment, nous avons réalisé toutes nos expériences dans l'eau, ne faisant varier que la vitesse d'approche de l'écoulement. Afin de séparer les diverses dépendances, il convient de réaliser des études en ne faisant varier qu'un seul paramètre à la fois.

Dans un premier temps, on s'intéresse à l'influence de la vitesse de l'écoulement sur l'érosion. On fixe donc le type de grains et d'obstacle utilisés. Tous les résultats présentés dans les premières parties de ce chapitre ont été obtenus avec les grains de type n° 1 (billes de verre, $d = 0,27 \text{ mm} \pm 0,03 \text{ mm}$, $\rho_g = 2,5 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$), et un obstacle cylindrique circulaire, de hauteur $H = 90 \text{ mm}$ et de diamètre $D = 20 \text{ mm}$.

3.1.2 Seuil d'érosion sans obstacle

Pour commencer, nous caractérisons l'érosion en l'absence d'obstacle : nous recherchons donc la vitesse critique d'écoulement U_c nécessaire à la mise en mouvement des grains dans cette configuration. Nous étudierons ensuite comment ce comportement de référence est perturbé par la présence d'un obstacle.

Le seuil de mise en mouvement des grains sans cylindre est mesuré à $U_c = 0,17 \text{ m s}^{-1}$. Il est toutefois préférable d'exprimer la valeur des seuils d'érosion à l'aide du nombre de Shields $\text{Sh} = \sigma_0 / \Delta \rho g d$, que nous avons introduit dans notre état de l'art au chapitre 1. Le nombre de Shields tient compte des propriétés du fluide et des sédiments, et permet donc une comparaison des seuils dans des configurations diverses. Exprimé en nombre de Shields inertiel global, basé sur la vitesse d'approche U , le seuil d'érosion sans obstacle vaut $\text{Sh}_c = \rho U_c^2 / \Delta \rho g d \simeq 7,5$.

L'utilisation d'un nombre de Shields inertiel se justifie par le fait que la contrainte s'exerçant sur les grains est, dans nos expériences, de nature inertielle et non visqueuse. En effet,

dans notre étude, le nombre de Reynolds particulière est de l'ordre de $Re_d = dU/\nu \simeq 30$. Il est systématiquement supérieur à l'unité, nous indiquant donc que l'écoulement au niveau des grains est dans un régime inertiel.

La contrainte inertielle exercée par le fluide au niveau du lit se note $\sigma_0 = \rho u_*^2$, où u_* est la vitesse de frottement. Nous verrons dans le chapitre 5 comment évaluer cette contrainte à la paroi. Il ressort de l'analyse de nos données que l'on a une simple relation linéaire entre vitesse moyenne de l'écoulement et vitesse de frottement : $u_* \simeq U/14$. En utilisant cette relation, on trouve que le Shields local critique pour la mise en mouvement des sédiments de type n° 1 vaut $Sh_{*,c} \simeq 0,038$. Cette valeur se trouve dans la gamme de seuils rapportée pour un nombre de Reynolds de cisaillement valant ici $Re_* = d u_*/\nu \simeq 3$ [20, 30].

Ceci étant l'existence d'une simple relation de proportionnalité entre u_* et U nous incite à utiliser plutôt cette dernière. Par le contrôle de la roue à aubes, c'est en effet la vitesse macroscopique U qui est imposée dans notre dispositif. Cette proportionnalité des vitesses locale et globale se traduit par une proportionnalité des contraintes, et donc des nombres de Shields associés : $Sh_* \simeq Sh/200$. Cette simple relation de proportionnalité justifie l'utilisation préférentielle du nombre de Shields global dans nos travaux.

3.1.3 Affouillement en eau claire

En présence d'un obstacle, la perturbation de l'écoulement provoque une augmentation localisée de la contrainte, dont résulte l'affouillement. L'érosion s'amorce donc localement pour une vitesse d'approche plus faible que pour l'écoulement libre.

Comme nous l'avons présenté au chapitre 1, il convient de distinguer deux régimes d'affouillement, selon que le transport des grains s'effectue uniquement au voisinage de l'obstacle (affouillement en *eau claire*, *clear-water scour*), ou qu'il se produit également au loin (affouillement sur *lit mobile*, *live-bed scour*). Le seuil d'érosion déterminé en l'absence d'obstacle nous sert de référence pour déterminer le régime d'affouillement. Notre étude se restreint au cas de l'affouillement en *eau claire*, c'est-à-dire pour $U < U_c$ ou, de façon équivalente, pour $Sh < Sh_c$.

Pour caractériser la force érosive de l'écoulement, nous utiliserons dans la suite le nombre de Shields réduit Sh/Sh_c . En *eau claire*, ce paramètre prend des valeurs qui vont de 0, ce qui correspond à l'absence d'écoulement, jusqu'à $Sh/Sh_c = 1$, qui marque la transition avec le régime de *lit mobile*. Il faut noter que, pour une expérience donnée, le nombre de Shields global réduit Sh/Sh_c a la même valeur que le nombre de Shields local réduit $Sh_*/Sh_{*,c}$, étant donnée la relation de proportionnalité mesurée entre Sh et Sh_* .

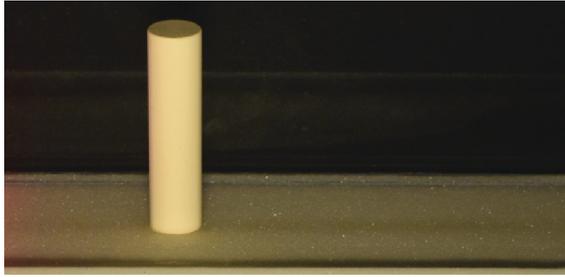
À type de grains fixé, changer la valeur du paramètre Sh/Sh_c se fait en changeant la valeur de U . Les différents seuils d'affouillement mesurés seront donc exprimés en termes de Sh/Sh_c . La présence d'un obstacle facilitant le processus d'érosion, les seuils d'affouillement prendront des valeurs de Sh/Sh_c inférieures à 1.

3.2 Affouillement en fer à cheval

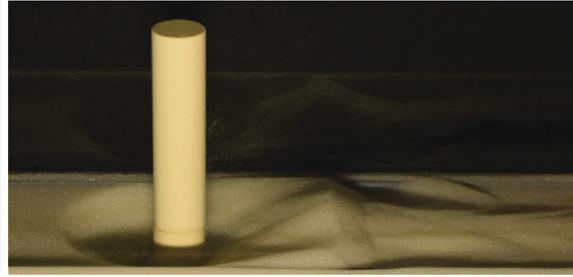
Selon la vitesse d'écoulement, on distingue différents motifs d'érosion.

Tant que la valeur de Sh/Sh_c reste suffisamment faible, aucune érosion ne se produit, même en présence d'un obstacle (figure 3.1(a)). La surface du lit granulaire demeure donc plate, même aux temps longs. La perturbation de l'écoulement ne crée pas d'excès de contrainte suffisant pour mettre en mouvement les grains.

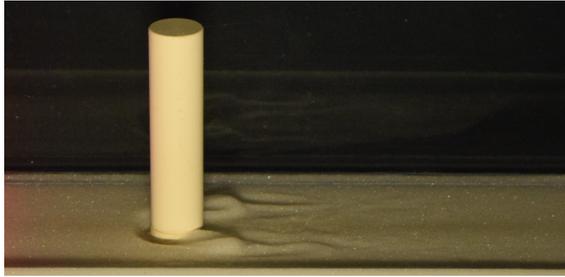
Pour des valeurs de Sh/Sh_c suffisamment grandes, on observe la formation d'une large fosse d'érosion tout autour du cylindre, telle celle montrée sur la figure 3.1(b). Les sédiments sont érodés sur tout le voisinage de l'obstacle, et redéposés après avoir été transportés par l'écoulement : c'est pour cela qu'on observe un creux près du cylindre, ainsi qu'une dune



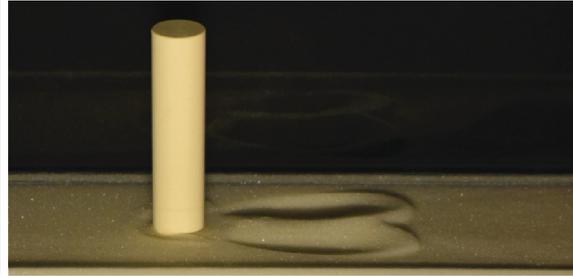
(a) Lit non érodé, même en présence d'un obstacle. $Sh/Sh_c = 0,10$; $Re_D \simeq 1000$; $t = 3,0$ h.



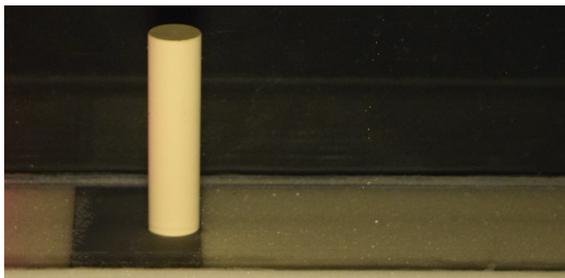
(b) Affouillement en fer à cheval (AFC). $Sh/Sh_c = 0,85$; $Re_D \simeq 3200$; $t = 0,17$ h.



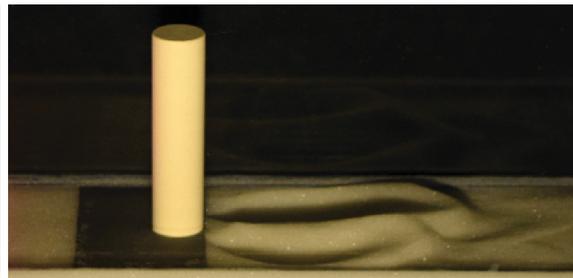
(c) Premiers instants de l'AFC. Prise de vue antérieure à (b). $Sh/Sh_c = 0,85$; $Re_D \simeq 3200$; $t = 70$ s.



(d) Affouillement en oreilles de lapin (AOL). $Sh/Sh_c = 0,37$; $Re_D \simeq 2100$; $t = 6,9$ h.



(e) Remplacement du lit granulaire en pied d'obstacle par un sabot rigide en PVC, afin de prévenir l'AFC.



(f) AOL en présence du sabot rigide, pour les mêmes conditions d'écoulement qu'en (b). $Sh/Sh_c = 0,85$; $Re_D \simeq 3200$; $t = 0,72$ h.

FIGURE 3.1 – Photographies latérales du lit granulaire, au voisinage d'un cylindre de diamètre $D = 20$ mm, de hauteur $H = 90$ mm, et des grains de type n° 1. L'écoulement se fait de gauche à droite. Différents types d'affouillement sont observés.

en aval. La fosse entoure entièrement l'obstacle. Sa profondeur croît quand on s'approche de l'obstacle. Les zones les plus profondes se trouvent au pied du cylindre, à l'amont et sur les flancs. À l'aval, la fosse est aplatie, et se prolonge par une dune, formée des sédiments redéposés. L'érosion est symétrique selon le plan médian du canal, tout comme l'écoulement.

La photographie 3.1(a) a été prise pour un nombre de Shields réduit $Sh/Sh_c = 0,85$. On est donc proche de la transition entre *eau claire* et *lit mobile*, l'affouillement est par conséquent quasiment maximal.

Ce motif d'érosion situé à la base de l'obstacle a été largement observé et étudié [19, 34, 69, 92]. Sa formation est traditionnellement imputée à la survitesse liée à la contraction des lignes de courant, ainsi qu'à l'action érosive du tourbillon en fer à cheval. De ce fait, ce type de motif sera dans la suite appelé « affouillement en fer à cheval », abrégé en « AFC ». Le nom de motif en fer à cheval fait également référence à la forme de la fosse d'érosion dans les premiers instants de son développement. On peut le voir sur la photographie de la figure 3.1(c), qui correspond à une prise de vue à un temps antérieur de la même expérience

que pour la figure 3.1(b).

La taille du motif AFC diminue quand on réduit la vitesse d'approche de l'écoulement. Pour le cylindre et les grains utilisés, il disparaît en-dessous de $Sh_c^{AFC} = 2,1$, ce qui correspond à une valeur de seuil exprimé en Shields réduit de $Sh_c^{AFC}/Sh_c = 0,28$.

3.3 Affouillement en oreilles de lapin

3.3.1 Description

Lors de la recherche du seuil d'apparition du motif d'AFC, nous avons mené des expériences à des vitesses d'écoulement de plus en plus faibles. Nous nous attendions à déterminer le seuil d'érosion de l'AFC comme étant la transition entre un lit granulaire plat, et l'apparition d'une fosse en pied d'obstacle.

Mais en menant ces expériences, au voisinage du seuil de l'AFC sur des temps longs, nous avons constaté l'apparition d'un nouveau motif d'érosion, présenté à la figure 3.1(d). Ce motif se forme à l'aval du cylindre, et se constitue de deux fosses allongées, situées côte-à-côte. Ces renforcements sont séparés par une zone de moins érodée, se trouvant dans le plan médian du canal. Les fosses s'élargissent légèrement vers l'aval, et se terminent chacune par un petit monticule. En raison de la forme des fosses ainsi créées, nous appelons ce type d'érosion de « l'affouillement en oreilles de lapin », désigné également dans la suite de cette thèse sous le sigle « AOL ».

Ce motif se forme sous l'effet des tourbillons de sillage. Sa localisation en aval du cylindre, et sa symétrie, sont compatibles avec celles de l'allée tourbillonnaire de Bénard-von Kármán. De plus, lors de la formation du motif, on observe que les sédiments sont mis en mouvement par bouffées, alternées d'un côté et de l'autre de l'obstacle : de petits groupes de grains sont mis en suspension, en suivant un mouvement tourbillonnaire, puis advectés vers l'aval, où ils se redéposent. Ces observations sont complétées par l'étude de champs PIV horizontaux, pris à 5 mm du fond, que nous détaillerons au chapitre 5.

3.3.2 Domaine d'existence

À l'instar de l'AFC, l'AOL diminue également quand on réduit l'intensité de l'écoulement d'approche. Avec ce cylindre et ces grains, il disparaît en-dessous de la valeur critique $Sh_c^{AOL} = 0,9$, correspondant à $Sh_c^{AOL}/Sh_c = 0,12$. Pour des écoulements plus faibles, aucune déformation du lit n'est observée. L'AOL se développe donc à partir de vitesses plus faibles que l'AFC.

L'expérience correspondant à la figure 3.1(d) a été menée à $Sh/Sh_c = 0,37$, juste au-dessus du seuil de l'AFC $Sh_c^{AFC}/Sh_c = 0,28$. Ceci explique la présence d'une petite fosse d'AFC au pied du cylindre sur la photo. Ici les deux motifs coexistent sans interférer.

Mais pour des écoulements plus intenses, l'AFC se développe de manière plus rapide et plus importante : le motif d'AOL est alors perturbé dans sa croissance par la déformation du lit liée à l'AFC. Il faut cependant remarquer qu'un AOL partiel peut être observé sur la figure 3.1(b) : en aval de la dune, près des parois du canal, on note la présence de deux petites fosses allongées. L'AOL n'a donc pas disparu, il ne peut simplement pas se développer normalement en raison de la formation de la fosse d'AFC en pied d'obstacle.

Ainsi, pour les valeurs de Sh/Sh_c assez élevées (telle $Sh/Sh_c = 0,85$ de l'image 3.1(b)), le motif d'affouillement dans son ensemble est une combinaison de l'AFC et de l'AOL. Si le développement rapide de l'AFC n'est pas perturbé par l'AOL, la formation de l'AOL, plus lente, est fortement affectée par l'AFC.

3.3.3 Extension du domaine d'existence

La gamme de vitesses d'écoulement pour lesquelles l'AOL peut être observé sans être perturbé par l'AFC est assez étroite. Afin d'étendre le domaine d'observation de l'AOL seul et le caractériser indépendamment de l'AFC, nous ajoutons un sabot rigide en PVC à la base du cylindre, comme illustré sur la figure 3.1(e). Dans cette configuration, on inhibe la formation de l'AFC, le lit granulaire au pied de l'obstacle ne pouvant plus être érodé sous l'effet de la contraction des lignes de courant et du tourbillon en fer à cheval. En l'absence de déformation du lit au niveau de l'obstacle, l'AOL se développe alors librement.

On peut ainsi obtenir des motifs d'AOL plus grands, pour des vitesses plus élevées, comme on peut le voir sur la figure 3.1(f), qui correspond à la même vitesse d'approche que la photographie 3.1(b).

3.4 Comparaison avec la littérature

3.4.1 L'AOL, un phénomène jamais décrit en tant que tel ?

À notre connaissance, l'existence d'un motif d'érosion se développant seul en aval d'un obstacle est quelque chose de très peu documenté dans la littérature.

Dans leur étude expérimentale et numérique, ROULUND et collab. [92] déplorent l'absence de données expérimentales concernant l'influence de la turbulence de sillage sur l'affouillement au voisinage d'un cylindre vertical. Ils notent cependant que SUMER et collab. [107] avaient montré l'importance des tourbillons de sillage, et de leur caractère non stationnaire, dans l'affouillement au voisinage d'un *pipe-line* (c'est-à-dire d'un cylindre horizontal).

KOTHYARI et collab. [51] se sont intéressés à l'affouillement au voisinage d'une pile fixée dans un lit de sédiments cohésifs. En faisant varier la composition du lit, et donc sa cohésion, ils ont remarqué qu'il existait des cas où des fosses se formaient dans le sillage de l'obstacle, sans qu'une fosse se soit développée au pied de la pile. À noter qu'ils n'ont mis ce phénomène en évidence que pour certains types de sédiments : en particulier, dans le cas de sédiments non-cohésifs comme les nôtres, ils ont systématiquement observé une fosse en pied d'obstacle. Ces auteurs remarquent également que le phénomène d'affouillement dans la zone de sillage a été très peu étudié. Selon eux, seuls SHEN et collab. [97] ont essayé de le quantifier dans des sédiments non-cohésifs.

Ces travaux sont également cités par STEVENS et collab. [104]. Par des mesures de terrain, ces auteurs relèvent la formation de fosses en aval des piles de deux ponts sur le Nil au Caire, sans érosion en pied d'obstacle. Ils nomment ce phénomène « affouillement de sillage », et l'attribuent à la rencontre des sillages de différentes piles, combinée à la confluence de deux bras du fleuve sur un des ouvrages. De façon annexe, ces auteurs remarquent la présence de petites fosses nettement en aval des piles dont les sillages ne s'intersectent pas, motifs d'érosion qui peuvent évoquer l'AOL que nous décrivons, bien que leur morphologie semble différente.

Nous n'avons malheureusement pas eu accès à l'étude de SHEN et collab. [97], datant de 1966 et de diffusion assez restreinte. Elle est toutefois rapidement évoquée par BREUSERS et collab. [19]. Selon ces derniers, SHEN et collab. [97] auraient observé la formation sous l'effet du sillage de fosses d'affouillement importantes, en aval d'un obstacle profilé. La forme de celui-ci aurait réduit l'intensité du tourbillon en fer à cheval, diminuant son action érosive. À notre sens, il pourrait s'agir de la seule observation en laboratoire d'un phénomène d'AOL tel que nous le décrivons. Sans accès au document, cela nous est impossible à vérifier. On note également que, dans les quelques études postérieures le citant, aucune autre ne développe cet aspect, qui semble avoir été considéré comme relevant du détail.

3.4.2 De la difficulté d'observer l'AOL

En fin de compte, le phénomène d'AOL que nous présentons dans cette thèse ne semble pas avoir été un objet d'études en tant que tel. À l'exception peut-être des expériences de SHEN et collab. [97], et dans une certaine mesure des observations de terrain de STEVENS et collab. [104], travaux qui paraissent tous deux quelque peu tombés dans l'oubli. Même s'il est impossible de passer exhaustivement en revue toute l'abondante littérature scientifique traitant de l'affouillement, plusieurs facteurs peuvent expliquer cet état de fait.

Tout d'abord, la gamme de paramètres permettant un développement de l'AOL sans AFC est étroite. Dans notre dispositif expérimental, observer l'AOL seul nécessite un choix judicieux des différents paramètres dont dépend l'affouillement : sédiments, obstacle et écoulement. C'est sans doute également le cas pour les expériences menés dans des canaux de plus grande taille. Cette difficulté est encore plus marquée dans le cas des études de terrain, où les paramètres ne sont pas contrôlés.

Il faut également se souvenir que l'affouillement est un phénomène abondamment étudié en raison des enjeux économiques et applicatifs associés. En effet, l'affouillement, en détarrant les fondations d'un édifice, peut le mettre en péril. De ce point de vue, la problématique est de connaître la profondeur maximale d'affouillement au pied de l'obstacle (pile de pont, monopieu d'éolienne, *etc.*). Or, les profondeurs maximales d'affouillement sont obtenues pour des vitesses proches de la transition entre *eau claire* et *lit mobile* ($U \simeq U_c$). La plupart des études vont donc se placer dans cette gamme de vitesses, pour lesquelles l'AOL n'existe pas seul, mais coexiste avec l'AFC [19, 34].

Les vitesses d'écoulement nécessaires à l'observation de l'AOL seul semblent se trouvent au voisinage du seuil de l'AFC. Or comme nous l'avons exposé dans le chapitre 1, la question du seuil d'affouillement a été peu étudiée : peu d'expériences ont donc été menées dans des gammes de vitesses *a priori* favorables à l'observation de l'AOL. Cela étant, ni HANCU [40], ni NICOLLET [76], qui ont mené les seules expériences de recherche de seuils d'affouillement à notre connaissance, ne rapportent d'observation d'un phénomène d'érosion en aval.

À supposer que les conditions de développement de l'AOL sans AFC soient réunies, son long temps de formation et sa localisation atypique n'en favorisent pas l'observation. Ces deux caractéristiques le rendent par ailleurs moins menaçant pour un ouvrage d'art que l'érosion se produisant en pied d'obstacle, et peuvent également expliquer que son existence n'ait pas été rapportée. Dans le cas d'obstacles situés proches les uns des autres, par exemple un pont à piles multiples ou une ferme d'éoliennes *off-shore*, l'AOL représente cependant une menace potentielle.

3.4.3 Étude de motifs en aval de l'obstacle en présence d'AFC

Comme nous l'avons noté, de nombreux travaux portant sur l'affouillement se concentrent sur la fosse principale se formant au pied de l'obstacle. Néanmoins certaines études portent sur les motifs d'érosion apparaissant en aval d'un cylindre, comme les travaux de AUZERAIS et collab. [7] ainsi que de SARKAR et collab. [94].

Ces auteurs ont constaté, qu'en plus de la fosse d'affouillement se formant en pied d'obstacle, il se forme en aval des fosses et des monticules de sédiments (voir figure 3.2). Ces formes, en « oreilles de lapin », sont semblables à celles que nous pouvons observer dans notre canal en aval de la fosse principale (figure 3.1(b)). La répétition spatiale du motif, sujet au cœur de l'étude d'AUZERAIS et collab. [7], peut aussi s'observer, quoique de façon moins nette, sur nos photographies 3.1(b) et 3.1(f).

Cependant, on ne peut dire que ces auteurs aient montré l'existence du phénomène d'AOL. En effet, leurs observations sont toutes menées bien au-delà du seuil de l'AFC. Ils n'observent donc des motifs en aval qu'en présence d'une fosse en pied d'obstacle. L'AOL que nous décrivons n'est quant à lui pas dû à la déformation du lit en pied d'obstacle par l'AFC, et

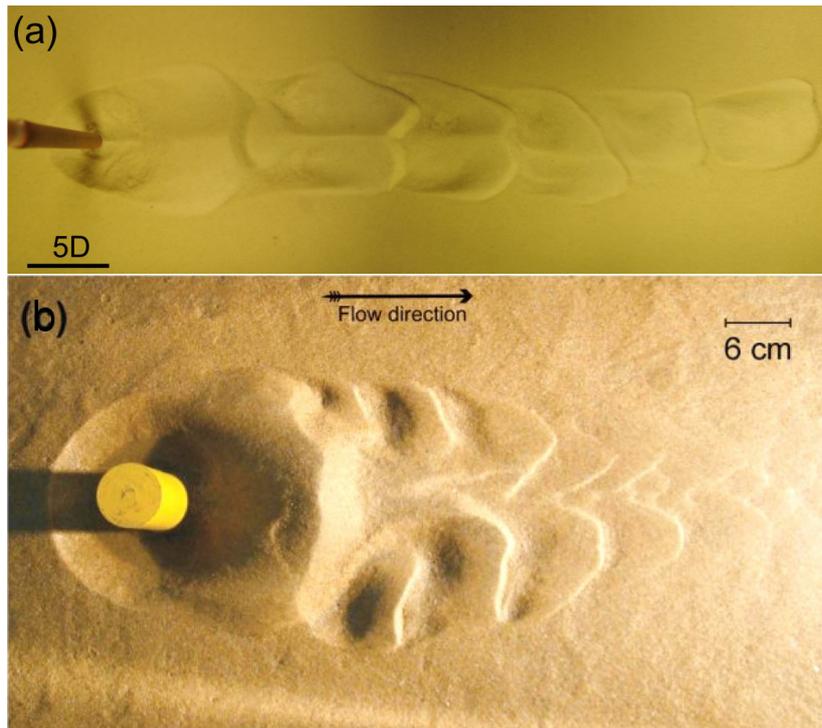


FIGURE 3.2 – Motifs d'érosion, constitués de fosses et de monticules, observés en aval d'une fosse d'AFC par (a) AUZERAIS [6] avec un cylindre émergent de diamètre $D = 14$ mm et (b) SARKAR et collab. [94] avec un cylindre immergé de diamètre $D = 60$ mm. La forme des motifs observés, bien au-delà du seuil de l'AFC, évoque l'AOL partiel observé sur la figure 3.1(b).

peut exister indépendamment de ce dernier. Lorsque les deux mécanismes coexistent, comme dans les cas présentés sur la figure 3.2, les motifs d'AOL sont perturbés par l'AFC en pied de cylindre.

3.4.4 Quelques observations de l'AOL sans AFC

Bien que leurs auteurs ne semblent pas avoir identifié le phénomène en tant que tel, certaines observations en canal hydraulique ou sur le terrain nous indiquent que l'AOL sans AFC existe dans des configurations très différentes de notre dispositif expérimental.

PETERSEN et collab. [87] ont étudié l'érosion induite par les protections contre l'affouillement de type enrochements. Ils ont noté la formation d'une « fosse d'affouillement aval ». Cette observation est faite sur des expériences en canal hydraulique (figure 3.3(a)), ainsi que sur le terrain (figure 3.3(b)), grâce à des relevés bathymétriques à proximité d'une éolienne *off-shore*. Cette « fosse aval » semble en fait constituée de deux fosses symétriques, dont la forme nous rappelle l'AOL que nous décrivons. Ces fosses diffèrent toutefois de l'AOL que nous observons dans notre dispositif par l'absence de monticule de dépôt et la convergence des fosses vers l'aval. Ces différences peuvent être liées au fait que le régime d'affouillement est ici de type *lit mobile*. On remarque également que le temps de formation des motifs sur le terrain est de l'ordre de plusieurs années, nettement plus long que dans nos expériences.

Dans leur analyse, PETERSEN et collab. [87] considèrent le motif aval observé comme une conséquence de la présence des enrochements qui émergent du lit, et non du cylindre. Les enrochements seraient à l'origine des tourbillons contrarotatifs horizontaux mesurés par PIV auxquels les auteurs attribuent la formation du motif aval. On peut toutefois considérer que c'est bien le cylindre qui est à l'origine de l'érosion aval : les enrochements agissent simplement de façon semblable au sabot rigide utilisé dans nos expériences, empêchant la formation de l'AFC en pied d'obstacle, et laissant à l'affouillement aval la possibilité de se développer sans

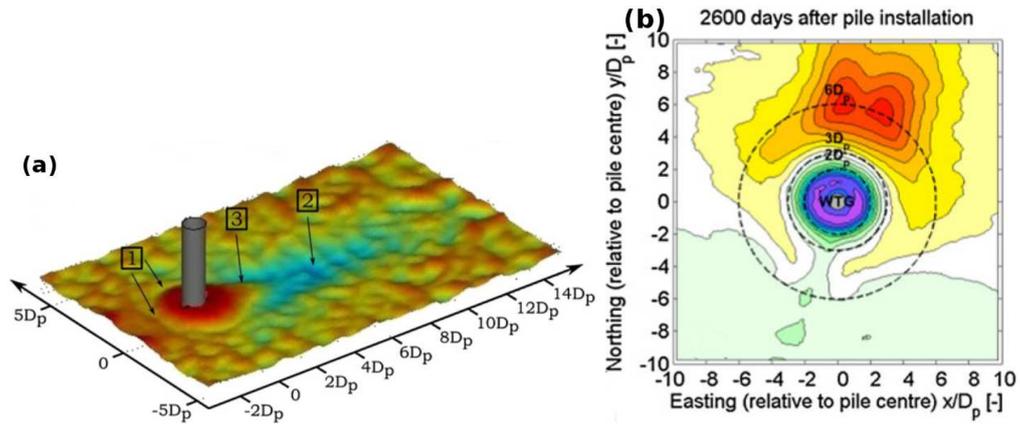


FIGURE 3.3 – Observation d'une « fosse d'affouillement aval » par PETERSEN et collab. [87], en présence d'une protection par enrochement en laboratoire (a) et sur le terrain (b). L'échelle de couleur est inversée entre les deux figures : la fosse correspond à la zone bleue en (a), aux zones rouges en (b).

être perturbé.

Un autre exemple d'observation sur le terrain nous a été donné dans le cadre des collaborations du projet ANR SSHEAR : nous avons eu accès au relevé bathymétrique au voisinage du *Spijkenisserbrug* (figure 3.4). Ce pont est situé aux Pays-Bas, sur la Vieille Meuse, dans les environs de Rotterdam. On note la présence de plusieurs fosses de forme semblable à l'AOL en aval des piles du pont. Même si nous ne disposons pas d'informations précises sur la configuration exacte de cet ouvrage d'art, ce relevé topographique constitue un exemple d'AOL à échelle réelle. Le cas de cette infrastructure indique que les conditions pour obtenir de l'AOL seul peuvent être réunies sur le terrain. On remarque entre autres que, sur ce pont, l'AOL se développe en aval de piles aux profils non circulaires mais allongés. L'effet de la forme des piles, ainsi que de différents rapports d'échelles, sera exploré à la section 3.5.

3.4.5 Importance de tout l'écoulement dans l'affouillement

Même s'il est rare de l'observer non accompagné d'AFC, l'AOL semble ainsi pouvoir se développer dans une large gamme de paramètres. Le motif d'affouillement dans son ensemble

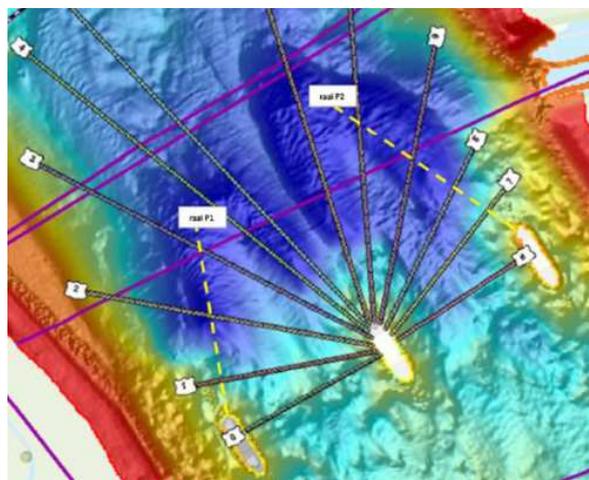


FIGURE 3.4 – Relevé bathymétrique à proximité du *Spijkenisserbrug* sur la Vieille Meuse, aux environs de Rotterdam (Pays-Bas), montrant plusieurs fosses de formes semblables à l'AOL. La rivière coule du bas vers le haut de l'image.

est donc en général issu de deux mécanismes d'érosion agissant concomitamment.

Ce que nous appelons AFC est l'érosion due à l'action du tourbillon au fer à cheval et de la contraction des lignes de courant. Il agit sur l'amont et les flancs de l'obstacle, ainsi que sur la partie immédiatement à l'aval.

L'AOL est l'érosion provoquée par les tourbillons de sillage. Il intervient uniquement à l'aval, un peu détaché de l'obstacle. À noter que juste à l'aval de l'obstacle, AFC et AOL sont tous deux actifs. La présence d'une fosse d'AFC importante perturbe l'action de l'AOL : la forme du motif d'érosion créé par celui-ci s'en trouve changée.

Si l'action érosive du sillage a été constatée expérimentalement par certains auteurs lors du début du processus d'affouillement [32, 70], elle est ensuite considérée comme dominée par ce que nous appelons l'AFC. Le sillage se voit plutôt attribuer un rôle de convoyeur, qui transporte les grains érodés vers l'aval [19, 32, 69, 70]. Toutefois, certaines études récentes notent que le sillage apporte une contribution notable à la contrainte exercée par le fluide sur le lit et donc à l'érosion, en grande partie de par son caractère non stationnaire [49, 92, 118]. L'importance du sillage dans le processus d'affouillement est confirmée par l'existence du motif d'AOL seul.

3.5 Influence de divers paramètres sur les seuils d'affouillement

Après avoir identifié les deux types d'érosion pouvant avoir lieu au voisinage d'un obstacle, nous présentons maintenant les mesures visuelles de seuils. Ces mesures sont menées en suivant le protocole détaillé au chapitre précédent, section 2.5.2.

Pour différents types de grains et d'obstacles, nous observons le développement des deux motifs d'affouillement et rapportons le nombre de Shields réduit Sh/Sh_c qui correspond à leur apparition. Le seuil de l'AOL est déterminé en guettant les mouvements des grains en aval de l'obstacle. Pour évaluer le seuil de l'AFC, on scrute le lit au pied de l'obstacle, juste en amont et sur ses flancs. Tous les obstacles utilisés dans cette section sont de forme circulaire cylindrique, sauf dans la dernière partie qui explore l'influence de la forme de l'obstacle sur l'affouillement.

3.5.1 Influence de la hauteur de l'obstacle

Une première série d'expériences consiste à tester l'effet de la hauteur de l'obstacle sur les seuils d'érosion. Pour cela, on utilise des cylindres circulaires de diamètre $D = 20$ mm, et de différentes hauteurs ($40 \text{ mm} \leq H \leq 200 \text{ mm}$). La figure 3.5 représente les résultats obtenus, pour un lit constitué de grains de type n° 1. L'incertitude sur les mesures de seuils exprimée en Sh/Sh_c est estimée à $\pm 0,02$, ce qui correspond à la taille des points utilisés sur le graphique.

On remarque que la hauteur de l'obstacle n'influence pas la valeur des seuils d'érosion, sauf pour les faibles rapports d'aspects ($H/D \lesssim 3$). Pour les obstacles de faibles hauteurs, les effets de taille finie influencent l'écoulement au niveau du lit. On s'attend également à ce que lorsque $H \rightarrow 0$, les valeurs de seuil d'érosion tendent vers la valeur en l'absence d'obstacle, c'est-à-dire $Sh/Sh_c = 1$. La hauteur $H = 90$ mm correspond à $H/D = 4,5$ sur la figure 3.5 : utilisée dans toutes nos autres expériences, cette hauteur est suffisante pour éviter les effets de taille finie de l'obstacle.

On note aussi que les seuils pour l'obstacle de hauteur la plus élevée ($H = 200$ mm, soit $H/D = 10$) sont les mêmes que pour les cylindres intermédiaires. Or, les seuils pour l'obstacle le plus grand, qui émerge de la surface libre, ont été mesurés sans plafond de verre à la surface de la section d'essai. Pour ce qui est de la détermination des seuils, l'utilisation d'obstacles

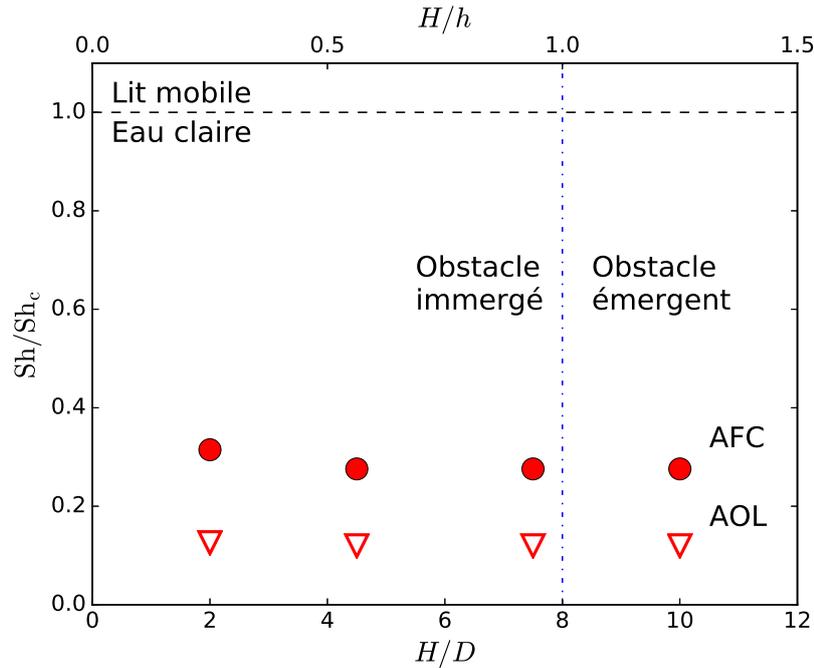


FIGURE 3.5 – Seuils d'érosion en fonction de la hauteur H de l'obstacle, pour les deux types de motifs : AFC (●) et AOL (▽). Les obstacles sont tous des cylindres circulaires de diamètre $D = 20$ mm, montés dans un lit de grains de type n° 1. La hauteur la plus élevée ($H = 200$ mm) correspond à un obstacle émergent de la surface libre ($H/h > 1$) : pour cette hauteur uniquement, les seuils ont été mesurés sans plafond de verre affleurant l'écoulement. Le rapport d'aspect $H/D = 4,5$ correspond à la hauteur $H = 90$ mm, utilisée dans toutes nos autres expériences.

immergés et d'un plafond de verre n'introduit donc pas de biais par rapport à des conditions de terrain ou d'expériences en canaux de plus grande taille.

3.5.2 Influence du diamètre de l'obstacle

Mesures pour les grains de type n° 1

On sait d'après la littérature que la profondeur maximale de la fosse d'affouillement augmente avec le diamètre de l'obstacle [34, 69], même si la dépendance exacte demeure toujours un sujet d'études (voir chapitre 1). Étudier son influence sur le seuil d'affouillement est donc de première importance. Nous utilisons des cylindres circulaires de hauteur $H = 90$ mm et de différents diamètres ($5 \text{ mm} \leq D \leq 40 \text{ mm}$). On se place donc dans la gamme $2.3 \leq H/D \leq 18$ pour laquelle l'influence de H/D est négligeable, ou alors légère (pour $D = 40$ mm). Les seuils obtenus, avec des grains de type n° 1, sont montrés sur la figure 3.6. L'incertitude sur leur mesure, de $\pm 0,02$ en Sh/Sh_c , correspond à la taille des points utilisés sur le graphique. Les diamètres sont adimensionnés par la largeur du canal W , qui est une constante dans l'ensemble de notre étude.

Sur la gamme étudiée, le seuil de l'AFC Sh_c^{AFC} dépend faiblement du diamètre du cylindre. On observe toutefois qu'il décroît graduellement de $Sh_c^{\text{AFC}}/Sh_c = 0,38$ pour le plus petit cylindre à $Sh_c^{\text{AFC}}/Sh_c = 0,22$ pour le plus grand.

Les seuils pour l'AOL, représentés sur la même figure, décroissent également avec le diamètre du cylindre, de façon un peu plus prononcée. Les valeurs de seuils, plus faibles, s'étalent entre 0,09 et 0,29. Pour un cylindre donné, le seuil de l'AOL se trouve systématiquement inférieur à celui de l'AFC. En-dessous de Sh_c^{AOL} , aucune érosion n'est observée. Pour $Sh_c^{\text{AOL}} \leq Sh < Sh_c^{\text{AFC}}$, seul l'AOL est à l'œuvre. Pour $Sh \geq Sh_c^{\text{AFC}}$, AOL et AFC contribuent tous deux à l'érosion. On remarque bien que la gamme d'observation de l'AOL seul est très

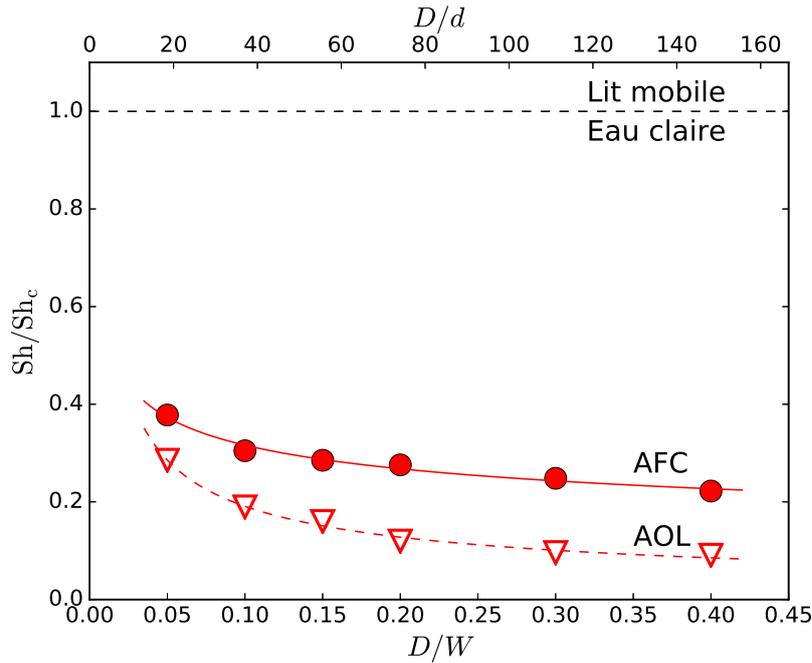


FIGURE 3.6 – Seuils d'érosion en fonction du diamètre D de l'obstacle, pour les deux types de motifs : AFC (●) et AOL (▽). Les obstacles sont tous des cylindres circulaires de hauteur $H = 90$ mm, montés dans un lit de grains de type n° 1. Les courbes en traits continu et pointillé correspondent aux lois de puissance $Sh/Sh_c = \alpha(D/W)^\beta$, avec les valeurs d'ajustement $\alpha = 0,18$ et $\beta = -0,24$ pour l'AFC (—) et $\alpha = 0,05$ et $\beta = -0,58$ pour l'AOL (- -).

réduite.

Il est possible d'ajuster nos deux séries de points expérimentaux par une loi de puissance $Sh/Sh_c = \alpha(D/W)^\beta$. Les meilleures valeurs d'ajustement sont $\alpha = 0,18$ et $\beta = -0,24$ pour l'AFC, et $\alpha = 0,05$ et $\beta = -0,58$ pour l'AOL. Le diamètre du cylindre a donc une influence plus prononcée sur le début de l'AOL que sur celui de l'AFC.

Une conséquence de la décroissance des seuils avec D est que, pour une même vitesse d'approche supercritique (c'est-à-dire correspondant à une valeur de Sh/Sh_c permettant l'affouillement), l'écart au seuil d'affouillement est d'autant plus grand que l'obstacle est large. Ceci contribue à l'augmentation de la taille de la fosse d'affouillement avec celle de l'obstacle (à vitesse imposée), phénomène largement rapporté dans la littérature [19, 34].

Par ailleurs, on remarque que l'allure du motif d'AOL change avec le diamètre du cylindre D . Si l'on observe deux fosses allongées bien distinctes en aval des cylindres les plus larges ($15 \text{ mm} \leq D \leq 40 \text{ mm}$), ces fosses allongées ont tendance à fusionner pour $D = 10 \text{ mm}$. Pour le plus petit cylindre ($D = 5 \text{ mm}$), le motif d'AOL consiste en une seule fosse aval de faible extension.

Avec d'autres billes de verre (types n° 2 et 3)

Pour mieux comprendre les variations observées avec le diamètre du cylindre, nous reproduisons ces mesures de seuils en changeant les grains. Nous utilisons des billes de verre de diamètres différents : le type n° 2 correspond à des sédiments plus fins ($d = (0,12 \pm 0,02) \text{ mm}$), et le type n° 3 à des sédiments plus gros ($d = (0,55 \pm 0,04) \text{ mm}$). Densité et formes des grains sont inchangées (voir tableau 2.1, p. 39). Ces expériences ont été réalisées par Yasmine Ouabed dans le cadre de son stage de M1.

Sans obstacle, on constate que la mise en mouvement des grains plus petits se fait pour une vitesse plus faible ($U_c = 0,16 \text{ m s}^{-1}$), tandis que celle des grains plus gros se fait à une

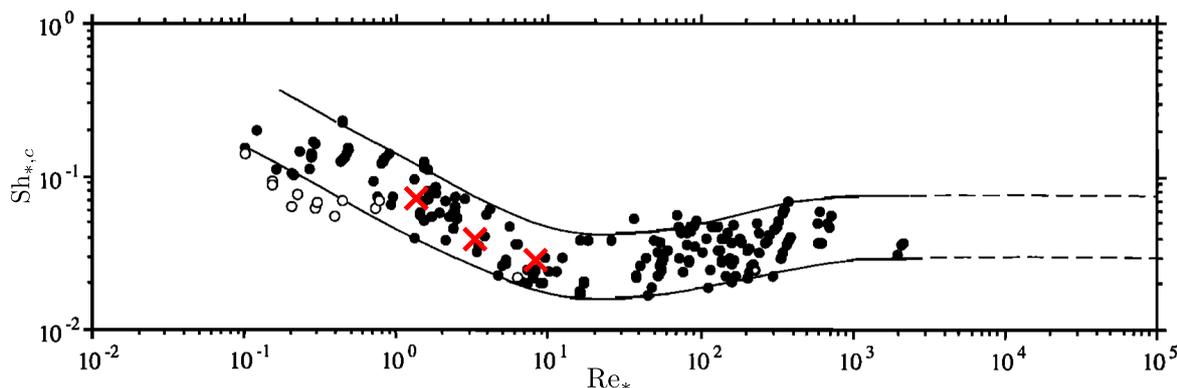


FIGURE 3.7 – Comparaison des valeurs de seuils sans obstacle (\times) pour les trois types de billes de verre avec la courbe de Shields $Sh_{*,c} = f(Re_*)$, telle que tracée par BUFFINGTON et MONTGOMERY [20].

vitesse plus élevée ($U_c = 0,21 \text{ m s}^{-1}$). Les nombres de Shields globaux associés à ces seuils sont $Sh_c \simeq 14,4$ pour le type n° 2, et $Sh_c \simeq 5,5$ pour le type n° 3. Pour rappel, le seuil d'érosion sans obstacle des grains de type n° 1 est $U_c = 0,17 \text{ m s}^{-1}$, soit $Sh_c \simeq 7,5$. Ces valeurs de seuils sans obstacle peuvent être comparées avec la courbe de Shields $Sh_{*,c} = f(Re_*)$ telle que tracée par BUFFINGTON et MONTGOMERY [20] à partir d'une large compilation de données. On constate que les variations que nous mesurons sont tout à fait en accord avec celles rapportées dans la littérature.

Au voisinage de l'obstacle, les phénomènes d'AFC et d'AOL sont également observés avec ces autres billes de verre. Pour un même cylindre, les vitesses critiques d'affouillement croissent avec la taille des grains. On peut également exprimer ces seuils en termes de Sh/Sh_c , où Sh et Sh_c sont relatifs au type de grains étudié. C'est ce qui est fait sur la figure 3.8, où l'on trace les seuils des deux motifs, obtenus pour les différents grains et les différents diamètres de cylindre. Afin de mieux distinguer les points de mesure correspondant aux différents grains, l'échelle verticale est agrandie par rapport à la figure 3.6.

L'expression des seuils en termes de Sh/Sh_c permet un remarquable regroupement des données lorsqu'elle sont tracées en fonction de D/W (figure 3.8(a)).¹ Les ajustements en loi de puissance de l'ensemble des données sont proches de ceux obtenus avec le seul type n° 1 : $\beta = -0,18$ contre $\beta = -0,24$ précédemment pour l'AFC ; $\beta = -0,52$ contre $\beta = -0,58$ pour l'AOL.

On constate sur cette courbe que, dans la gamme explorée et à cylindre donné, le déclenchement de l'affouillement se fait pour une valeur du paramètre d'érosion Sh/Sh_c fixée. Ainsi, pour un type de grains donné, seuils d'affouillement et seuil d'érosion sans obstacle sont directement liés. Le cylindre joue donc un rôle d'amplificateur local de contrainte, d'autant plus fort que son diamètre D est grand.

Indépendance des seuils au rapport D/d entre tailles de l'obstacle et des grains

Les trois types de billes de verre utilisés nous permettent de faire varier la taille d des grains d'un facteur proche de 5. À obstacle fixé, le rapport D/d varie donc du même facteur.

On observe sur la figure 3.8(a) que la variation des seuils avec D est plus forte que la dispersion des seuils correspondant aux différents d à cylindre donné. Ainsi, pour ces grains, les seuils d'affouillement ne semblent pas dépendre du rapport de taille D/d entre obstacle

1. On note une certaine dispersion pour le seuil de l'AFC au voisinage du cylindre de diamètre $D = 5 \text{ mm}$, mais celle-ci résulte en pratique des incertitudes de mesure. Déceler des mouvements de grains au pied d'un obstacle si petit est une tâche délicate pour l'œil humain, et l'incertitude associée à ces points (en Sh/Sh_c) est plutôt de l'ordre de $\pm 0,04$.

et sédiments, qui prend ici des valeurs dans la gamme $9 \lesssim D/d \lesssim 350$. Ceci se confirme en traçant les seuils en fonction de D/d (figure 3.8(b)) : les données associées aux trois types de grains ne se regroupent pas sur une même courbe. Les variations de seuils avec D ne proviennent donc pas d'un effet d'échelle entre sédiments et cylindre.

Hormis son effet sur le seuil d'érosion sans obstacle, la taille des grains d ne semble donc pas avoir d'influence sur le déclenchement de l'affouillement dans la gamme étudiée.

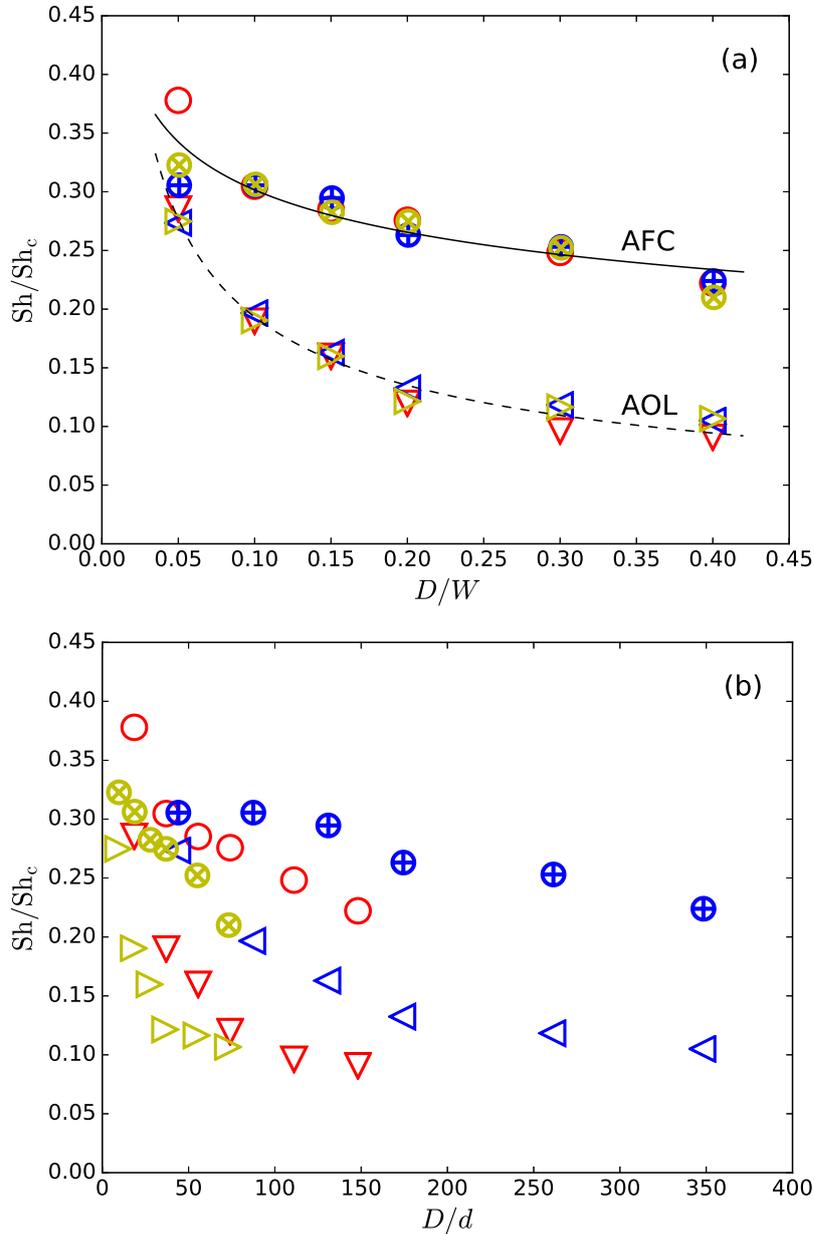


FIGURE 3.8 – Seuils d'érosion en fonction du diamètre D de l'obstacle, pour différentes tailles de billes de verre. (a) Tracé en D/W , (b) tracé en D/d . Seuils d'AOL et d'AFC pour (∇ et \circ , rouge) les grains de type n° 1, (\triangleleft et \oplus , bleu) les grains de type n° 2 et (\triangleright et \otimes , jaune) les grains de type n° 3. Les seuils sont exprimés en termes de Sh/Sh_c , relatif au type de grains étudié. Pour le tracé en D/W (a), l'ensemble des données est ajusté par des lois de puissance $Sh/Sh_c = \alpha(D/W)^\beta$: $\alpha = 0,20$ et $\beta = -0,18$ pour l'AFC (—), et $\alpha = 0,06$ et $\beta = -0,52$ pour l'AOL (- -).

Seuils d'affouillement et nombre de Reynolds Re_D

La valeur des seuils et leur diminution avec le diamètre D de l'obstacle découlent donc essentiellement de l'influence du cylindre sur l'écoulement, et de l'amplification de contrainte qui en résulte.

Ces effets peuvent provenir du blocage du canal par l'obstacle, quantifié par le rapport D/W entre diamètre du cylindre et largeur de la section d'essai. Mais ils peuvent également être liés à la variation du nombre de Reynolds Re_D lors du changement de cylindre. Bien que les vitesses aux seuils ne soient pas tout à fait les mêmes, les cylindres les plus grands sont globalement associés à des nombres de Reynolds plus élevés, et donc à des écoulements plus turbulents. Après avoir tracé les seuils en fonction de D/W à la figure 3.8, nous traçons sur la figure 3.9 les seuils en fonction du nombre de Reynolds de cylindre associés à ces seuils.

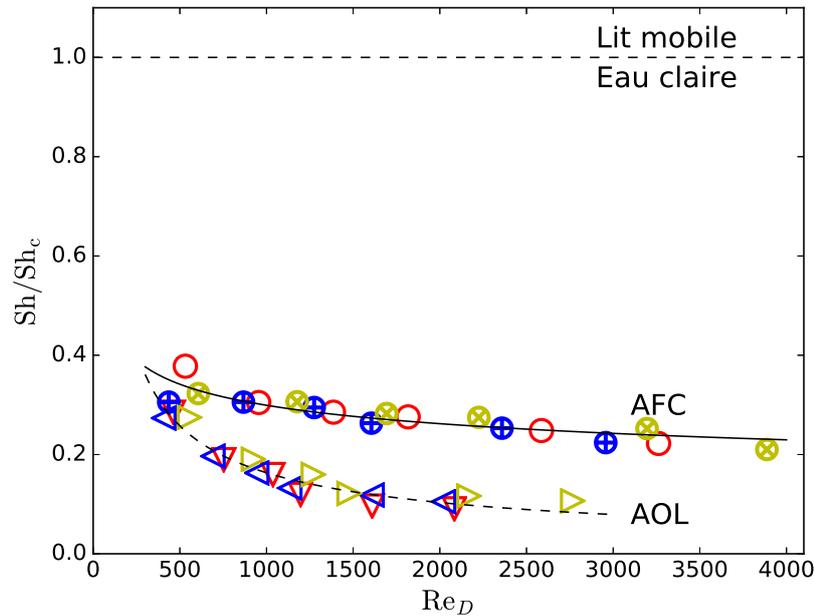


FIGURE 3.9 – Seuils d'érosion en fonction du nombre de Reynolds de cylindre Re_D associé, pour différentes tailles de billes de verre. Seuils d'AOL et d'AFC pour (∇ et \circ , rouge) les grains de type n° 1, (\triangleleft et \oplus , bleu) les grains de type n° 2 et (\triangleright et \otimes , jaune) les grains de type n° 3. Les seuils sont exprimés en termes de Sh/Sh_c , relatif au type de grains étudié. Les courbes en traits continu et pointillé correspondent aux lois de puissance $Sh/Sh_c = \alpha Re_D^\beta$, avec les valeurs d'ajustement $\alpha = 1,12$ et $\beta = -0,19$ pour l'AFC (—) et $\alpha = 16$ et $\beta = -0,66$ pour l'AOL (- -).

Les données se regroupent également bien suivant une courbe maîtresse pour chaque motif. Les seuils d'affouillement diminuent lorsque le nombre de Reynolds de cylindre Re_D associé croît. On peut ajuster nos deux séries de points expérimentaux par une loi de puissance $Sh/Sh_c = \alpha Re_D^\beta$. Les meilleures valeurs d'ajustement sont $\alpha = 1,12$ et $\beta = -0,19$ pour l'AFC, et $\alpha = 16$ et $\beta = -0,66$ pour l'AOL. On remarque que les exposants sont assez proches de ceux obtenus par ajustement en fonction du diamètre de l'obstacle (figure 3.8).

L'augmentation du diamètre de l'obstacle tend à accroître le nombre de Reynolds au seuil. L'influence de D sur les seuils apparaît cohérente avec un effet sur l'écoulement par le biais du nombre de Reynolds. Nous approfondirons le lien entre écoulement et seuils au chapitre 5.

3.5.3 Essais avec des grains en plastique (type n° 4)

Pour élargir la gamme de paramètres explorés, nous menons des essais avec des grains en plastique, qui diffèrent assez fortement des billes de verre utilisées précédemment. Ces grains de type n° 4 sont plus grands ($d = (0,9 \pm 0,1)$ mm), moins denses ($\rho_g = 1,5 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$), et de formes plus irrégulières, non sphériques. Ces tests ont été effectués par Yasmine Ouabed.

Sans obstacle, la vitesse de mise en mouvement des grains se fait pour une vitesse de la roue à aubes nettement plus élevée que pour les billes de verre, située au-delà de la plage de calibration $U = f(\Omega)$ effectuée par PIV. On utilise tout de même cette loi de calibration pour estimer la vitesse critique d'érosion $U_c \simeq 0,3 \text{ m s}^{-1}$ (soit $Sh_c \simeq 22$). On remarque que cette valeur de seuil, qui correspond à $Sh_{*,c} \simeq 0,11$ et $Re_* \simeq 20$, se situe nettement au-dessus de la courbe de Shields (figure 3.7). Ceci semble indiquer que l'utilisation de notre relation de calibration conduit à surestimer les vitesses d'écoulement effectives dans cette gamme de rotation de la roue à aubes. Les valeurs de seuils présentées pour ces grains sont donc soumises à une forte incertitude.

Les phénomènes d'AOL et d'AFC se produisent également pour un lit constitué de ces grains en plastique. La figure 3.10 présente une estimation des seuils des deux motifs, pour les différents diamètres de cylindre.

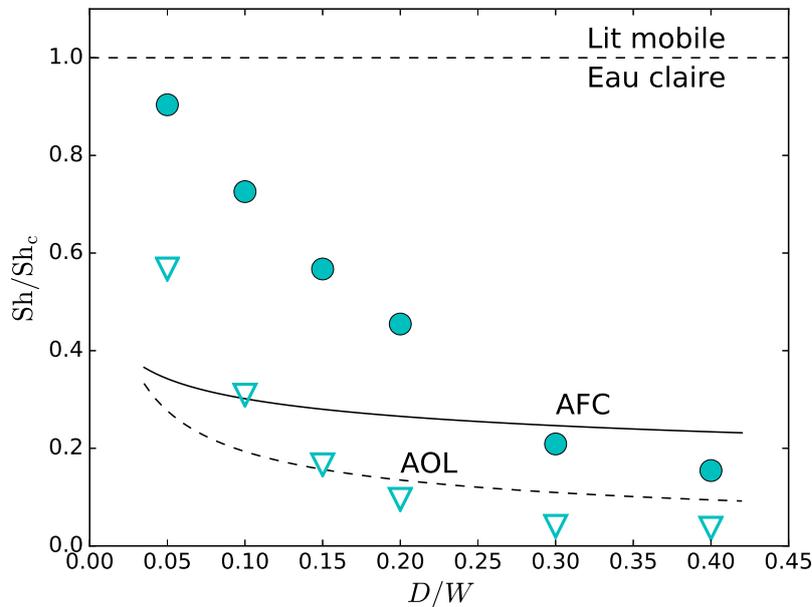


FIGURE 3.10 – Seuils d'érosion en fonction du diamètre D de l'obstacle, pour les grains en plastique de type n° 4 : (∇) AOL et (\bullet) AFC. Les ajustements des seuils pour les billes de verre (types n° 1, 2 et 3) sont rappelés : (---) AOL et (—) AFC.

Les seuils pour l'AFC ne se regroupent pas très bien avec ceux mesurés pour les billes de verre, en particulier pour les petits diamètres de cylindre où l'on obtient des seuils nettement plus élevés. Pour l'AOL, l'accord est un peu moins mauvais, même si l'on observe encore une nette divergence de comportement à petits D .

En parallèle de ces mesures de seuils, on observe également l'allure des motifs d'érosion. La fosse d'AFC ne se forme qu'à des vitesses élevées, mais prend sa morphologie habituelle. Concernant l'AOL, on constate bien l'existence de deux fosses allongées distinctes pour les trois obstacles les plus larges (figure 3.11). En revanche, pour $D \leq 15$ mm, le motif d'AOL prend la forme d'une seule fosse de faible extension juste en aval de l'obstacle. Cette forme est proche de celle observée pour les grains de type n° 1 et l'obstacle de diamètre $D = 5$ mm. Dans les deux cas, cette modification dans l'allure du motif d'AOL intervient pour $D/d \lesssim 18$.

Ces observations sur la valeur des seuils et la morphologie de l'AOL semblent toutes deux

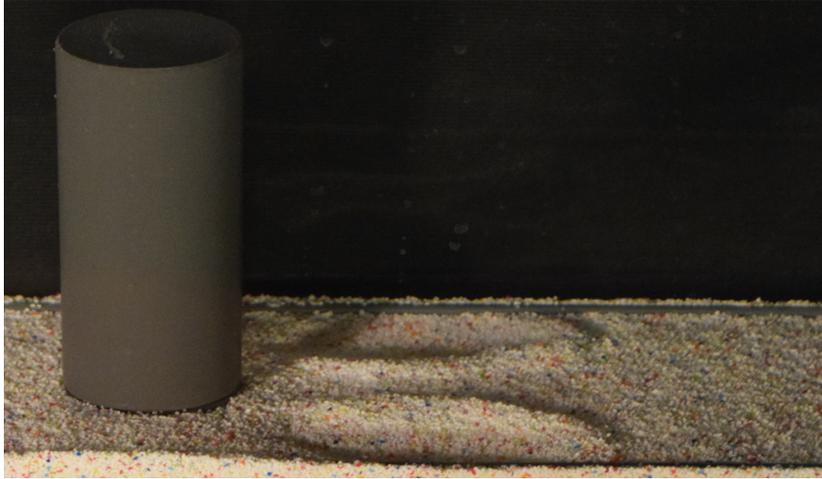


FIGURE 3.11 – Affouillement en oreilles de lapin pour des grains en plastique (type n° 4), et un cylindre de diamètre $D = 40$ mm. La photographie est prise après une hausse par paliers de la vitesse d'écoulement, correspondant ici à $Sh/Sh_c \simeq 0,15$.

en partie s'expliquer par un effet du rapport de tailles D/d , qui se situe ici dans la gamme $5 \lesssim D/d \lesssim 45$. Si celui-ci ne semble pas affecter l'affouillement dans une gamme de valeur intermédiaire (cf. *supra*), il est attendu qu'il joue un rôle pour $D/d \rightarrow 0$, le phénomène d'affouillement cessant alors d'exister. En pratique, on constate que pour $D/d \lesssim 5$, l'érosion n'est plus guère favorisée au voisinage de l'obstacle.

La différence de comportement entre billes de verre et grains en plastique ne résulte cependant pas que du facteur D/d . En effet, pour les grains de type n° 3 au voisinage du cylindre de diamètre $D = 10$ mm ($D/d \simeq 18$) les seuils sont proches des courbes pilotes, alors que ce n'est pas le cas pour les grains en plastique et le cylindre $D = 20$ mm ($D/d \simeq 22$). La forme des sédiments en plastique, plus grands et irréguliers que les billes de verre, modifie la rugosité du lit et peut avoir une influence sur l'écoulement au voisinage de celui-ci et de l'obstacle. Mais il faut aussi se rappeler que l'on travaille ici avec des vitesses de roue à aubes très élevées, en dehors de la gamme pour laquelle l'écoulement a été calibré. Les vitesses d'écoulement et les valeurs des seuils sont donc estimées avec une grande incertitude.

3.5.4 Motifs d'affouillement pour d'autres formes d'obstacle

Le profil d'obstacle cylindrique utilisé dans nos travaux est simple et assez répandu parmi les structures soumises aux risques d'affouillement. Il apparaît donc comme une bonne référence. Cependant, sur le terrain, les ouvrages présentent des formes assez variées, et l'on s'attend à ce que le profil de l'obstacle, qui a une influence sur l'écoulement, joue un rôle dans le phénomène d'affouillement. Nous explorons maintenant cet effet grâce à des expériences menées pour deux formes d'obstacles, avec des grains de type n° 1. Ces essais ont été menés dans le cadre du stage de Yasmine Ouabed.

Obstacles de section carrée

Commençons par présenter les visualisations de l'érosion au voisinage d'un obstacle de section carrée. La géométrie de l'obstacle reste simple, mais l'on s'attend à ce que la présence d'angles droits ait un impact important sur l'écoulement. La perturbation induite dépend aussi de l'orientation du profil par rapport à l'écoulement d'approche.

Deux tailles d'obstacle sont testées (carrés de côté 14 et 20 mm), ainsi que deux orientations. Dans la première orientation, dite « perpendiculaire » (figure 3.12(a)), la face amont du

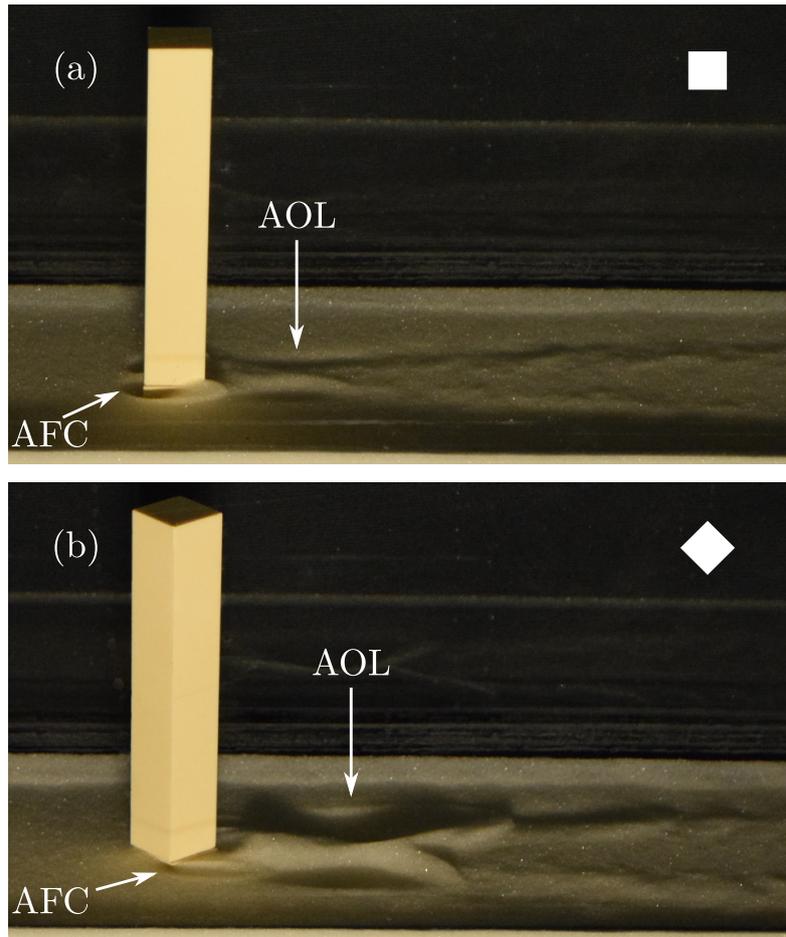


FIGURE 3.12 – Affouillage d'un lit de grains de type n° 1 au voisinage d'un obstacle carré de côté 14 mm, (a) en orientation perpendiculaire à $Sh/Sh_c = 0,31$, (b) en orientation oblique à $Sh/Sh_c = 0,45$. Les photographies sont prises après une hausse par paliers de la vitesse d'écoulement.

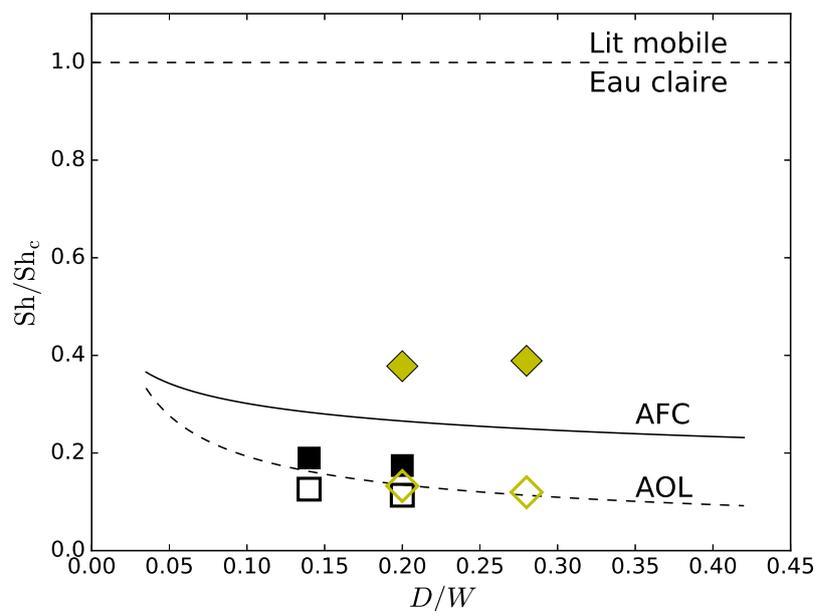


FIGURE 3.13 – Seuils d'érosion pour des obstacles de section carrée, en fonction de leur largeur transverse à l'écoulement D , pour des grains de type n° 1. Seuils d'AOL (□) et d'AFC (■) pour une orientation perpendiculaire et (◇, ◆) une orientation oblique. Les ajustements des seuils pour les obstacles circulaires sont rappelés : (---) AOL et (—) AFC.

carré est perpendiculaire à l'écoulement d'approche. La deuxième orientation, dite « oblique » (figure 3.12(b)), s'obtient par rotation de l'obstacle de 45° .

Pour les deux orientations, l'AOL diffère peu de celui se produisant en aval d'un cylindre, à section transverse égale. Le seuil d'érosion est le même et l'allure du motif reste semblable. Le motif est toujours implanté en aval, un peu détaché de l'obstacle. Les longues traînées observées en aval des fosses principales sur les photographies figure 3.12(a) et (b) se forment juste au-dessus du seuil de l'AOL. Leur présence sur les photographies est due au fait que celles-ci ont été prises après une hausse par paliers de la vitesse d'écoulement : les traînées sont d'abord apparues, avant que les fosses principales ne se forment à une vitesse plus élevée.

L'AFC est en revanche fortement affecté par l'utilisation d'un obstacle carré, d'une façon qui diffère fortement selon son orientation. Pour l'orientation perpendiculaire, l'AFC débute à une vitesse plus faible que pour le cylindre de même section transverse. La localisation du motif varie également : celui-ci s'amorce sur les faces latérales du carré, au niveau des zones de recirculation latérales potentiellement présentes pour cette géométrie d'écoulement [60]. La fosse remonte ensuite vers l'amont : l'érosion est la plus forte au niveau des deux coins amont du carré, et reste faible au centre de la face amont. Pour l'orientation oblique, l'amorçage de l'AFC nécessite des vitesses d'approche plus élevées. L'érosion débute alors sur les flancs de l'obstacle, au niveau des arêtes, avant de remonter vers l'amont.

La figure 3.13 compare les seuils des motifs d'affouillement pour les obstacles de section carrée avec ceux obtenus pour les cylindres. Les deux orientations sont rapportées, la valeur de D étant prise égale à la largeur de l'obstacle transversalement à l'écoulement.

Obstacle profilé en « aile d'avion »

Nous avons également mené des expériences avec une forme d'obstacle profilée, schématiquement en « aile d'avion ». Celle-ci est constituée d'un demi-cercle de diamètre $D = 20$ mm, prolongé par un triangle isocèle d'angle au sommet 30° . L'obstacle présente ainsi une asymétrie amont-aval, le côté triangulaire étant hydrodynamiquement plus profilé que le côté circulaire. Nous testons les deux orientations « pointe en aval » (figure 3.14(a)) et « pointe en amont » (figure 3.14(b)), pour lesquelles nous observons AOL et AFC.

Pour les deux orientations, le seuil de l'AOL est très proche de celui pour le cylindre de même diamètre, et l'allure des fosses est semblable. L'implantation des fosses semble varier : elles sont bien détachées de l'obstacle pour l'orientation pointe vers l'amont, mais se retrouvent accolées au profil triangulaire quand celui-ci se retrouve en aval. Cela étant, une observation attentive semble indiquer que les fosses d'AOL se développent à une certaine distance en aval du point de largeur maximale de l'obstacle. Ceci semble conforme au comportement observé pour les obstacles circulaires et carrés.

Concernant l'AFC, celui-ci se développe sur l'amont de l'obstacle pour les deux orientations. Lorsque la partie profilée pointe vers l'amont, le seuil de l'AFC est plus élevé que dans le cas du cylindre de même largeur D , ce qui est attendu. En revanche, on observe une diminution du seuil de l'AFC lorsque c'est la partie arrondie qui fait face à l'amont. Ceci peut être dû à la modification du rapport d'aspect largeur sur longueur de l'obstacle, qui influence l'interaction existant entre sillage et tourbillon en fer à cheval [60].

La figure 3.15 résume les seuils obtenus pour les deux orientations. On remarque que les seuils correspondant à l'orientation pointe en amont sont très proches de ceux obtenus pour le carré oblique de largeur transverse $D = 20$ mm. L'implantation du motif d'AFC diffère néanmoins entre ces deux cas (voir photos 3.12(b) et 3.14(b)).

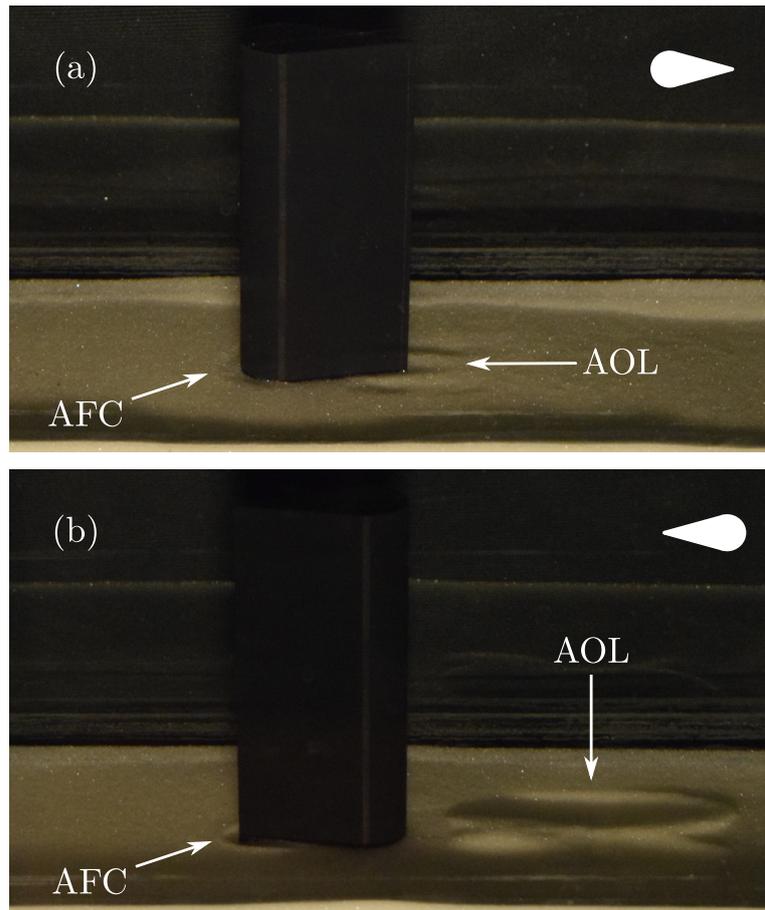


FIGURE 3.14 – Affouillement d'un lit de grains de type n°1 au voisinage d'un obstacle en « aile d'avion », de largeur transverse $D = 20$ mm. (a) Orientation pointe en aval $Sh/Sh_c = 0,42$, (b) orientation pointe en amont à $Sh/Sh_c = 0,48$. Les photographies sont prises après une hausse par paliers de la vitesse d'écoulement.

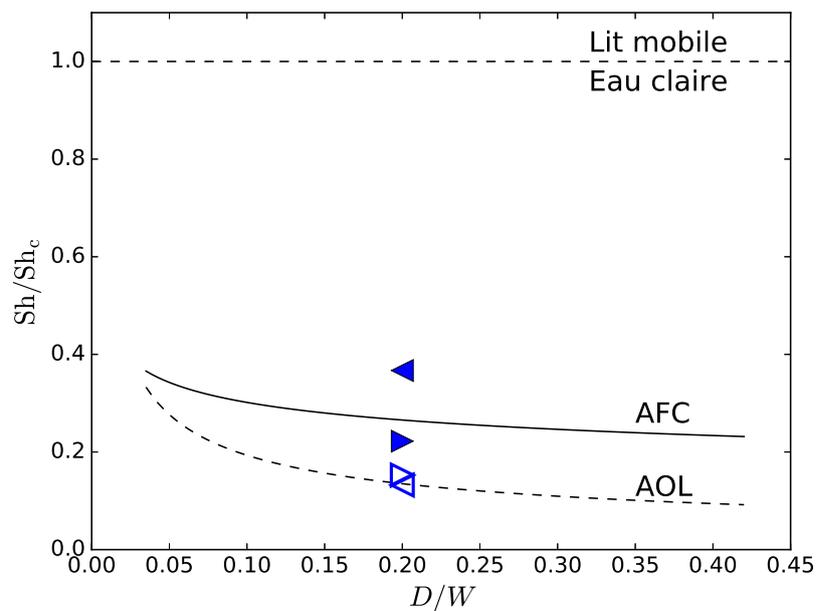


FIGURE 3.15 – Seuils d'érosion pour un obstacle profilé en « aile d'avion », de largeur transverse à l'écoulement $D = 20$ mm, pour des grains de type n°1. Seuils d'AOL (▶) et d'AFC (▲) une orientation pointe en aval et (◀, ▼) une orientation pointe en amont. Les ajustements des seuils pour les obstacles circulaires sont rappelés : (---) AOL et (—) AFC.

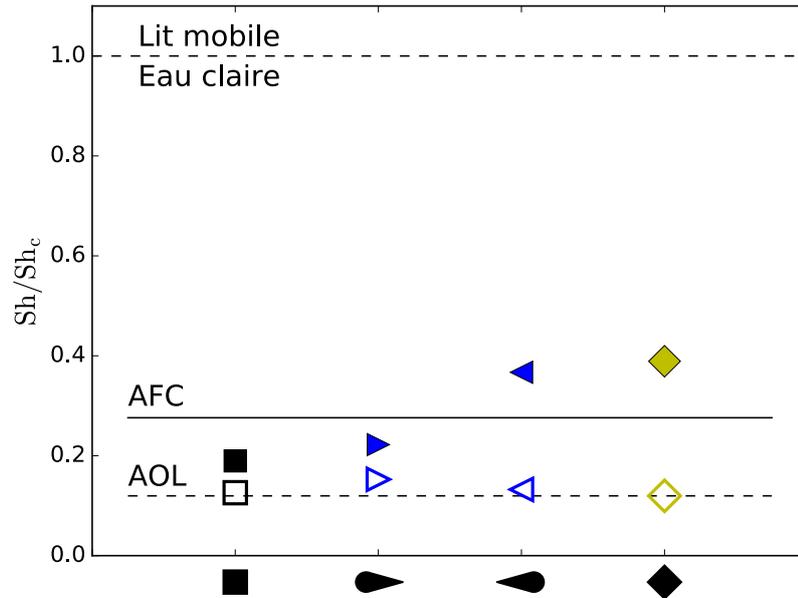


FIGURE 3.16 – Récapitulatif des seuils d'affouillement pour des grains de type n°1 et différentes formes d'obstacle, de même largeur transverse $D = 20$ mm. Les symboles utilisés sont les mêmes qu'aux figures 3.13 et 3.15, les symboles creux représentant le seuil de l'AOL et les symboles pleins celui de l'AFC. Les lignes horizontales rappellent les valeurs des seuils pour un obstacle cylindrique de même largeur : (- - -) AOL et (—) AFC.

Bilan

AFC et AOL existent donc pour différentes formes d'obstacles. L'allure des motifs et leur seuil d'apparition sont en revanche influencés par la géométrie de l'objet perturbant l'écoulement. La figure 3.16 récapitule les valeurs des seuils pour différentes formes d'obstacle, de même largeur transverse $D = 20$ mm.

Si l'AFC est très sensible au profil amont de l'obstacle, l'AOL ne l'est que très peu et semble ne dépendre essentiellement que de la largeur transverse de celui-ci. Ceci est à rapprocher des structures de l'écoulement associées à ces motifs. L'AOL est lié à l'écoulement de sillage proche de l'obstacle, directement lié à la taille de celui-ci. L'AFC naît quant à lui sous l'action du tourbillon en fer à cheval et de la contraction des lignes de courant. L'utilisation d'un obstacle profilé en amont diminue la perturbation de l'écoulement à ce niveau et les survitesses en décollant, ce qui se traduit par une atténuation de l'AFC [19, 34].

3.6 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de nos visualisations directes de l'affouillement en *eau claire*.

- Deux motifs d'érosion peuvent se développer au voisinage d'un cylindre : l'affouillement en fer à cheval (AFC) et l'affouillement en oreilles de lapin (AOL). Ils sont liés à différentes structures de l'écoulement : tourbillon en fer à cheval et effet de contraction des lignes de courant pour l'AFC, sillage pour l'AOL.
- Si l'AFC a été largement étudié dans la littérature, l'AOL ne semble pas avoir été identifié auparavant, au moins en tant que motif indépendant. Le motif d'affouillement dans son ensemble est en général issu des deux mécanismes d'érosion agissant concomitamment.
- Les seuils d'apparition des deux motifs ont été mesurés en faisant varier un certain

nombre de paramètres. Dans nos expériences, l'AOL apparaît systématiquement pour une vitesse plus faible que l'AFC, toutes choses égales par ailleurs.

- La hauteur de l'obstacle n'influence pas l'apparition de l'affouillement, sauf aux très faibles rapports d'aspects.
- Les seuils d'AOL et d'AFC décroissent avec le diamètre D de l'obstacle. Cette décroissance des seuils résulte d'une hausse de l'amplification locale de la contrainte, compatible avec un effet du nombre de Reynolds de cylindre Re_D . Pour une même vitesse d'écoulement permettant l'affouillement, l'écart au seuil d'érosion est plus grand pour les obstacles plus larges : ceci contribue à l'accroissement de la taille de la fosse avec D .
- L'AOL et l'AFC sont observés pour différents grains. Dans la gamme étudiée, le rapport entre tailles de l'obstacle et des grains D/d n'intervient que lorsqu'il prend de faibles valeurs.
- L'AOL et l'AFC existent pour diverses formes d'obstacles. La géométrie de l'obstacle a cependant une influence sur l'affouillement, différente suivant le motif considéré.

Dans le chapitre 4, en nous appuyant sur des expériences de suivi topographique, nous présenterons la confirmation des valeurs de seuils déterminées à l'œil, ainsi que les caractéristiques des motifs au-delà de leur seuil d'apparition. Au chapitre 5, nous approfondirons le lien entre écoulement et seuils.

Chapitre 4

Caractérisation de l'érosion par suivi topographique

Sommaire

4.1	Quelques exemples de topographies d'érosion	81
4.2	Mesures de l'érosion	85
4.2.1	Profondeur maximale d'affouillement ξ_m	85
4.2.2	Extensions latérales des fosses L_x et L_y	86
4.2.3	Volume érodé et volume déposé	88
4.3	Dynamique d'affouillement	89
4.3.1	Quelques exemples de courbes $\xi_m(t)$, $L_x(t)$ et $L_y(t)$	89
4.3.2	Comportement aux temps longs	89
4.3.3	Loi d'évolution temporelle de l'affouillement	91
4.4	Compétition entre les deux motifs d'affouillement	93
4.4.1	Mesure quantitative des seuils d'érosion	93
4.4.2	Deux dynamiques en compétition	94
4.4.3	Effets de la protection en pied d'obstacle	96
4.5	Avec un obstacle plus large	96
4.5.1	Des processus d'érosion similaires	96
4.5.2	Comparaison qualitative de l'AOL pour les deux cylindres	97
4.5.3	Position des fosses d'AOL	97
4.5.4	Dynamique et dimensions des fosses	98
4.5.5	Diamètre de l'obstacle : quelles influences ?	101
4.6	Synthèse	102

Nous exposons maintenant les résultats des expériences de suivi topographique de l'érosion. Celles-ci permettent de caractériser la géométrie des motifs d'érosion et leur évolution au cours du temps, pour différentes vitesses d'écoulement. Après avoir présenté quelques topographies d'affouillement, nous verrons quelles informations il est possible d'en extraire. Nous utiliserons ensuite le suivi temporel de ces données pour retrouver les valeurs de seuils d'érosion déterminées à l'œil, et mieux comprendre la compétition entre AFC et AOL. Pour finir, nous nous intéresserons à l'érosion au voisinage d'un obstacle plus large.

L'ensemble des résultats exposés dans cette partie ont été obtenus sur un lit granulaire de type n° 1 (tableau 2.1 : billes de verre, $d = (0,27 \pm 0,03)$ mm, $\rho_g = 2,5 \times 10^3$ kg m⁻³). L'obstacle utilisé est un cylindre circulaire de hauteur $H = 90$ mm et de diamètre $D = 10$ mm, sauf dans la dernière section de ce chapitre, où un obstacle cylindrique de diamètre $D = 20$ mm est également employé.

4.1 Quelques exemples de topographies d'érosion

Le principe de la méthode de suivi topographique et le protocole expérimental ont été présentés à la section 2.6. On obtient, toutes les 5 min, une carte $\xi(x,y,t)$ de la variation d'altitude du lit par rapport à son état plat initial.

Les figures 4.1 et 4.2 montrent deux exemples de relevés topographiques $\xi(x,y,t)$, chacun accompagné d'une photographie du lit prise au même instant t . Les deux figures correspondent aux deux types de motif d'affouillement : l'AFC (figure 4.1) et l'AOL (figure 4.2). La vitesse d'écoulement est la même pour les deux exemples : l'AFC domine normalement, mais l'utilisation d'un sabot rigide en pied d'obstacle permet d'obtenir de l'AOL seul dans le deuxième cas.

Les cartographies $\xi(x,y,t)$ correspondent à une vue par le dessus des motifs photographiés par le côté. Les zones érodées, pour lesquelles $\xi < 0$, apparaissent en bleu, tandis que les zones de dépôt ($\xi > 0$) ressortent en rouge. L'emplacement du cylindre est indiqué par un cercle noir. La zone blanche correspond à la zone aveugle du profilomètre, pour laquelle les valeurs de $\xi(x,y,t)$ ne peuvent être mesurées. On constate que, malheureusement, une partie du motif d'érosion se développe dans cette zone aveugle, surtout dans le cas de l'AFC.

Les lignes tracées sur les cartes topographiques correspondent aux profils en coupe dans la direction x (resp. y) représentés sur la figure 4.3 page 83 (resp. 4.4 p. 84). Les traits de coupe sont ici choisis en fonction de la localisation des motifs, et illustrent la variation de relief le long d'une ligne. Les coupes représentées en traits discontinus passent par le point de profondeur maximale. On trace également pour chaque motif une coupe supplémentaire dans la direction y , indiquée par des pointillés.

Ces coupes permettent quelques observations. Les deux motifs sont ici obtenus pour une même vitesse d'écoulement ($Sh/Sh_c = 0,69$), en plaçant ou non le sabot rigide. Le temps écoulé depuis le début de l'affouillement est comparable dans les deux cas ($t = 2,4$ h pour l'AFC et $t = 2,6$ h pour l'AOL). On constate que la profondeur d'érosion, et la hauteur de dépôt, de l'AFC sont environ doubles de celles de l'AOL. Les dimensions horizontales des deux motifs sont semblables, l'AOL se formant cependant plus en aval.

Concernant l'AFC, le point de profondeur maximale se trouve au pied du cylindre, dans la zone aveugle. Le tracé en coupe plus en amont ($x = -9$ mm) permet d'obtenir l'allure du

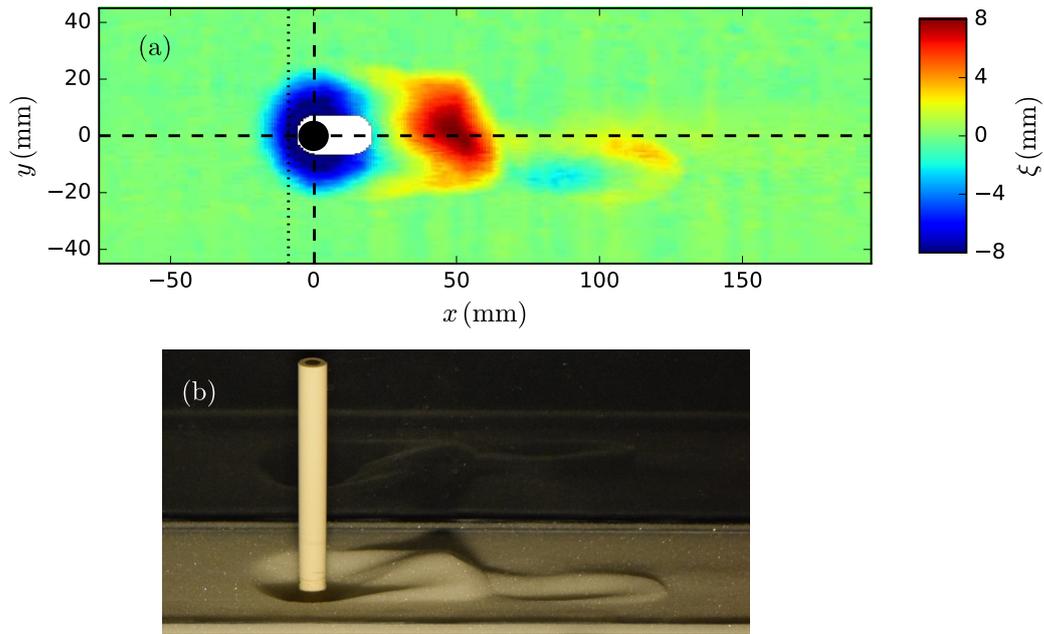


FIGURE 4.1 – (a) Relevé topographique $\xi(x,y,t)$ et (b) photographie latérale de l'AFC, pour un cylindre de diamètre $D = 10$ mm. L'écoulement se fait de gauche à droite. $Sh/Sh_c = 0,69$, $Re_D \approx 1400$, $t = 2,4$ h. Les lignes en trait discontinu en $y = 0$ mm et $x = 0$ mm correspondent respectivement aux profils en coupe des figures 4.3(a) et 4.4(a). La ligne pointillée en $x = -9$ mm correspond au profil en coupe de la figure 4.4(b).

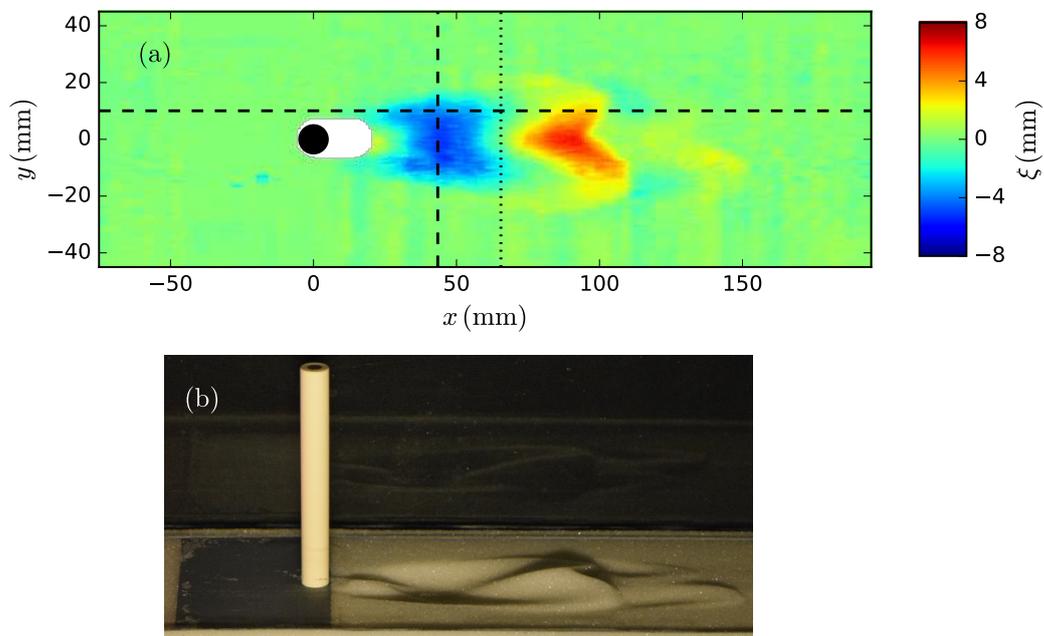


FIGURE 4.2 – (a) Relevé topographique $\xi(x,y,t)$ et (b) photographie latérale de l'AOL. Mêmes conditions qu'à la figure 4.1, mais avec utilisation d'un sabot rigide en pied d'obstacle. Les lignes en trait discontinu en $y = 10$ mm et $x = 43$ mm correspondent respectivement aux profils en coupe des figures 4.3(b) et 4.4(c). La ligne pointillée en $x = 65$ mm correspond au profil en coupe de la figure 4.4(d).

profil de la fosse d'AOL (figure 4.4(b)). On observe que les bords de celle-ci sont constitués de pentes rectilignes, présentant une inclinaison d'environ 30° proche de l'angle d'avalanche granulaire [4]. Au niveau du fond, la fosse est en revanche plus arrondie. Ceci est compatible avec un processus d'érosion se déroulant essentiellement au pied de l'obstacle, l'élargissement de la fosse se faisant par avalanche des flancs, qui se retrouvent sapés à leur base [32, 92, 118].

On remarque que les deux lobes de l'AOL présentés ici sont partiellement fusionnés. Les deux fosses d'AOL sont séparées par un monticule surélevé sur une partie de leur longueur seulement (voir figure 4.2). Au niveau de la coupe transverse en $x = 43$ mm, la séparation entre les fosses n'est pas marquée par la présence d'une zone de hauteur plus élevée. Ceci explique l'allure du profil de la figure 4.4(c), qui ne présente qu'un seul minimum, au milieu du canal. On constate en revanche que plus en aval ($x = 65$ mm), la séparation entre les deux fosses est visible (figure 4.4(d)). En outre, nous verrons que pour un cylindre de diamètre plus élevé, les fosses sont nettement séparées sur toute leur longueur (section 4.5.2) : les profils transverses présentent deux minima, symétriques en y , séparés par une zone d'altitude plus élevée.

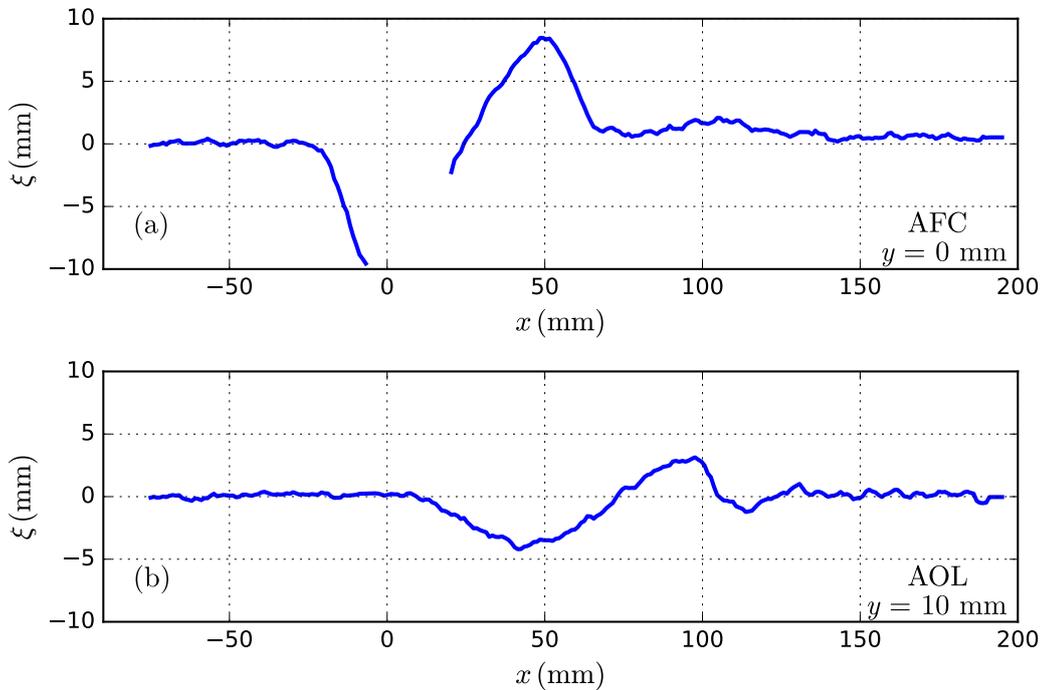


FIGURE 4.3 – Profils d'altitude dans la direction de l'écoulement $\xi(x)$ pour (a) l'AFC (correspondant à la figure 4.1) et (b) l'AOL (correspondant à la figure 4.2). Les profils sont tracés suivant les lignes horizontales en traits discontinus indiquées sur les cartes topographiques respectives. Les valeurs de ξ ne sont pas connues pour les x dans la zone aveugle.

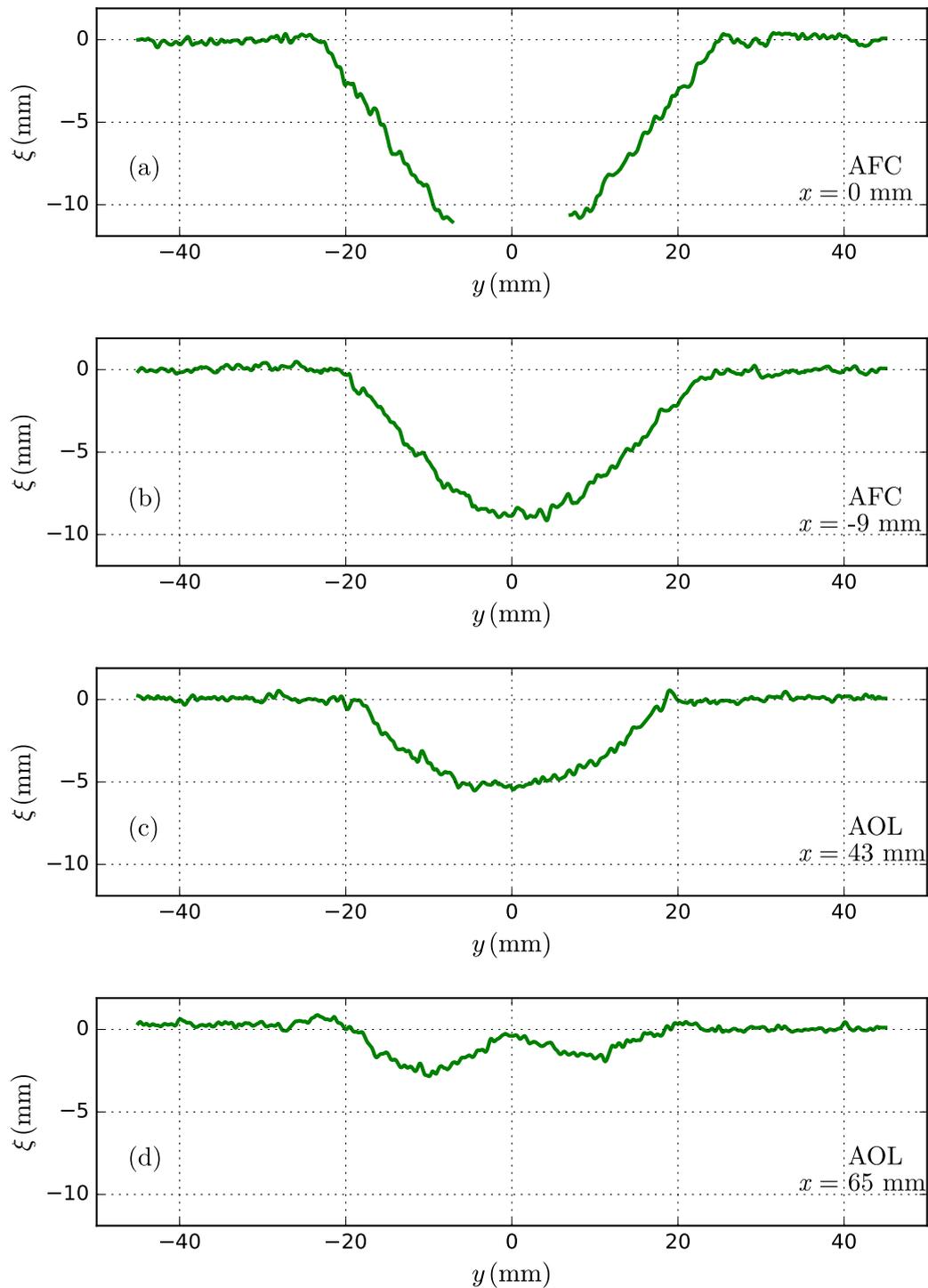


FIGURE 4.4 – Profils d'altitude suivant la largeur du canal $\xi(y)$ pour l'AFC (correspondant à la figure 4.1) et l'AOL (correspondant à la figure 4.2). (a) AFC en $x = 0$ mm, (b) AFC en $x = -9$ mm, (c) AOL en $x = 43$ mm et (d) $x = 65$ mm. Les valeurs de ξ ne sont pas connues pour les y dans la zone aveugle.

4.2 Mesures de l'érosion

Sur chaque topographie $\xi(x,y,t)$, il nous est possible de déterminer diverses caractéristiques des motifs d'érosion. Nous détaillons dans cette section les différentes grandeurs étudiées, ainsi que la manière de les mesurer, avant d'en faire usage dans les sections suivantes.

4.2.1 Profondeur maximale d'affouillement ξ_m

L'estimation de la profondeur maximale de la fouille est au cœur de très nombreuses études portant sur l'affouillement [19, 34, 69]. Il est en effet nécessaire de connaître la hauteur de sédiments érodés pour évaluer le risque auquel les fondations d'un ouvrage d'art sont exposées.

Dans nos expériences, pour chaque pas de temps t , on détermine la profondeur maximale d'affouillement $\xi_m(t)$ comme étant la valeur minimale de la carte topographique $\xi(x,y,t)$.¹ On enregistre également la position $(x_m, y_m)(t)$ de ce minimum.

Lors du traitement des données, la recherche de cette valeur minimale est restreinte à une zone d'intérêt, correspondant à la région du lit effectivement érodée. On limite ainsi fortement le risque de détecter comme minimum un point aberrant, ne correspondant pas à de l'érosion. La plupart de ces aberrations apparaît en effet sur les bords des cartes $\xi(x,y,t)$, au niveau des parois latérales du canal : c'est là que des réflexions parasites, ou des bulles d'air coincées sous le plafond, sont le plus susceptibles de fausser les altitudes mesurées par le profilomètre.

Pour l'AFC

Lors de l'étude de l'AFC, le motif se forme en pied d'obstacle : on exclut donc simplement de la recherche les zones situées à plus de 30 mm de l'axe médian du canal. On évite ainsi les aberrations dues aux parois.

La principale difficulté vient de la présence d'une zone non résolue par le profilomètre au voisinage de l'obstacle. En effet, le point de profondeur maximale se trouvant au pied de l'obstacle [32, 92, 118], la profondeur maximale mesurée est sous-estimée, et sa localisation faussée. Ceci est surtout problématique pour les mesures quand le motif d'AFC est petit, et donc largement inclus dans la zone d'ombre. Ces situations se rencontrent pour des vitesses proches du seuil, ou dans les premiers instants de l'érosion.

Pour l'AOL

Le choix de la zone d'intérêt pour l'AOL est un peu plus restrictif. En plus d'exclure les points trop près des parois, il faut s'assurer que le point de profondeur maximal mesuré correspond bien à l'AOL principal. D'autres fosses peuvent en effet se former : un léger AFC en pied de cylindre, ou une répétition plus en aval du motif d'AOL. La recherche du minimum de $\xi(x,y,t)$ se fait donc pour $30 \text{ mm} \leq x \leq 120 \text{ mm}$. Lors du traitement de chaque expérience, on vérifie que cette plage correspond bien à la zone dans laquelle se trouve le maximum de profondeur.

Le motif d'AOL présentant deux fosses, il existe en fait deux maxima de profondeur, un pour chaque lobe. Pour éviter les sauts dans la position du maximum de profondeur, nous avons choisi de nous restreindre à l'étude de la seule fosse de gauche (en regardant dans le sens de l'écoulement), c'est-à-dire celle dans le domaine $y > 0$. La profondeur maximale d'affouillement pour l'AOL est donc celle du lobe de gauche.

Les autres tailles typiques de l'AOL que nous allons présenter (L_x et L_y) sont également définies par rapport à la fosse de gauche. En pratique, l'asymétrie des différentes tailles entre les deux fosses est de moins de 10%.

1. Les zones érodées correspondant $\xi < 0$, la profondeur maximale ξ_m prend des valeurs négatives.

4.2.2 Extensions latérales des fosses L_x et L_y

Outre la profondeur maximale, il est possible, à l'aide des relevés topographiques $\xi(x,y,t)$, de déterminer l'extension horizontale des motifs d'affouillement. Pour chaque pas de temps t , on caractérise celle-ci par deux longueurs L_x et L_y , tailles typiques de la fosse suivant x et y respectivement. Ces longueurs correspondent essentiellement à une largeur à mi-profondeur des fosses, longitudinalement et transversalement. La détermination précise de leurs valeurs n'est cependant pas la même pour les deux motifs, qui ont des localisations et des géométries différentes.

Fosse d'AFC

La fosse d'AFC se développant autour de l'obstacle, la détermination de L_x et L_y se fait en prenant le centre du cylindre $(x,y) = (0,0)$ comme centre du motif. On cherche les points de mi-profondeur sur les lignes $x = 0$ et $y = 0$. La figure 4.5 représente schématiquement la manière dont L_x et L_y sont évaluées pour l'AFC.

Pour déterminer l'extension longitudinale L_x du motif, on cherche le point x_{am} sur la ligne $y = 0$ tel que $\xi(x_{am}, y = 0, t) = \xi_m(t)/2$. Cette recherche n'est effectuée qu'en amont de l'obstacle (c'est-à-dire pour $x < -D/2$), la partie aval de la fosse d'affouillement se trouvant dans la zone non résolue. La longueur L_x est définie comme étant la distance entre le point de mi-profondeur et le bord du cylindre, c'est-à-dire :

$$L_{x,AFC} = \left| x_{am} + \frac{D}{2} \right| = -x_{am} - \frac{D}{2}.$$

L'extension transversale L_y de la fosse est évaluée de façon similaire, sur les côtés droit et gauche de l'obstacle. On cherche $y_{dr} < -D/2$ et $y_{ga} > D/2$ sur la ligne $x = 0$ tels que $\xi(x = 0, y_{\{dr,ga\}}, t) = \xi_m(t)/2$. L_y est définie comme étant la distance entre le point de mi-profondeur et le bord du cylindre, moyennée sur les deux côtés :

$$L_{y,AFC} = \frac{1}{2} (L_{y,dr} + L_{y,ga}) = \frac{1}{2} (y_{ga} - y_{dr} - D).$$

Les longueurs L_x et L_y ainsi définies tendent bien vers 0 quand la fosse d'AFC disparaît. En pratique, la présence de la zone d'ombre rend impossible la détermination de L_x et L_y

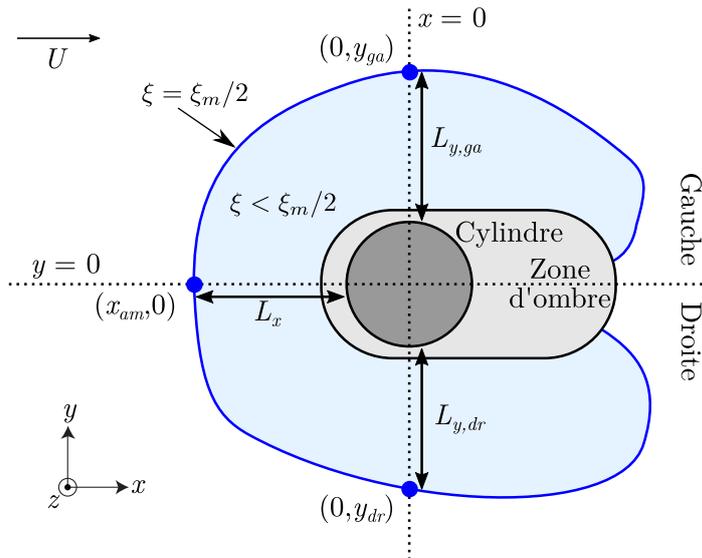


FIGURE 4.5 – Définition schématique de L_x et L_y pour l'AFC. La fosse est simplement représentée par la ligne de niveau $\xi(x,y) = \xi_m/2$, en bleu. La dimension transversale L_y est la moyenne de $L_{y,dr}$ et $L_{y,ga}$, chacune mesurée d'un côté du cylindre.

pour les fosses d'AFC trop petites. La résolution des cartes $\xi(x,y,t)$ étant meilleure en y qu'en x , les mesures de L_y sont plus précises que celles de L_x .

Fosse d'AOL

Afin d'estimer L_x et L_y pour l'AOL, seule la fosse de gauche (située en $y > 0$) est considérée. Contrairement à la fosse d'AFC toujours située en pied d'obstacle, le motif d'AOL voit sa localisation varier, comme nous le verrons par la suite (section 4.5.3). Le point de profondeur maximale (x_m, y_m) sert de point de référence pour la localisation de la fosse et la détermination de ses dimensions horizontales. Les définitions L_x et L_y pour l'AOL sont décrites schématiquement sur la figure 4.6

La détermination de L_x se fait à l'aide du profil d'altitude le long de la ligne $y = y_m$. On cherche les deux valeurs x_{am} et x_{av} , avec $x_{am} < x_m < x_{av}$, telles que $\xi(x_{\{am,av\}}, y = y_m, t) = \xi_m(t)/2$. L'extension longitudinale L_x est simplement définie comme étant la distance entre ces deux points de mi-profondeur :

$$L_{x,AOL} = x_{av} - x_{am}.$$

Dans les cas où les deux fosses d'AOL sont bien séparées, la détermination de L_y se fait de façon similaire. On cherche les deux valeurs y_{dr} et y_{ga} , avec $y_{dr} < y_m < y_{ga}$, telles que $\xi(x = x_m, y_{\{dr,ga\}}, t) = \xi_m(t)/2$. L_y est alors la distance entre ces deux points de mi-profondeur :

$$L_{y,AOL \text{ séparé}} = y_{ga} - y_{dr}.$$

Mais dans les cas où les deux fosses d'AOL sont partiellement fusionnées (comme sur la figure 4.2), cette définition conduirait à mesurer une largeur L_y correspondant à celle des deux lobes. On rencontrerait par exemple ce problème en cherchant y_{dr} sur le profil $\xi(y)$ de la figure 4.4(c). Pourtant, même si elles ne sont pas aussi bien séparées que sur la figure 3.1(d), on distingue bien deux fosses d'érosion sur la figure 4.2, situées de part et d'autre de l'axe $y = 0$.

Pour éviter des incohérences dans la mesure de L_y , on décide donc de restreindre la recherche de y_{dr} à la plage $y > 0$. Si la condition $\xi(x = x_m, 0 < y < y_m, t) = \xi_m/2$ ne peut être réalisée, c'est-à-dire si les deux fosses sont fusionnées,² alors on prendra $y_{dr} = 0$. Ce choix garantit que la valeur de L_y correspond bien à l'extension latérale d'une seule fosse,

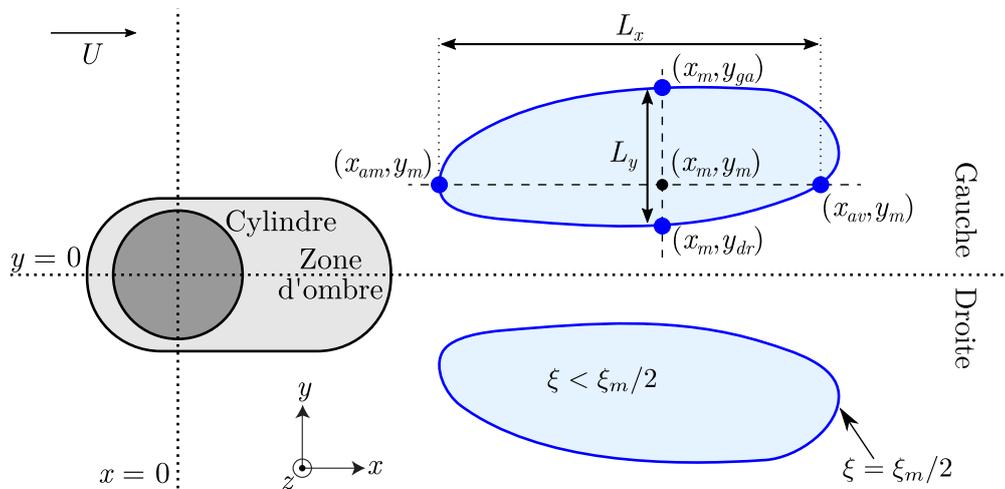


FIGURE 4.6 – Définition schématique de L_x et L_y pour l'AOL, dans le cas de deux fosses nettement séparées. Les fosses sont simplement représentées par la ligne de niveau $\xi(x,y) = \xi_m/2$, en bleu.

2. Ou qu'en tout cas, elles ne sont pas séparées par une dune de hauteur supérieure à $\xi_m/2$.

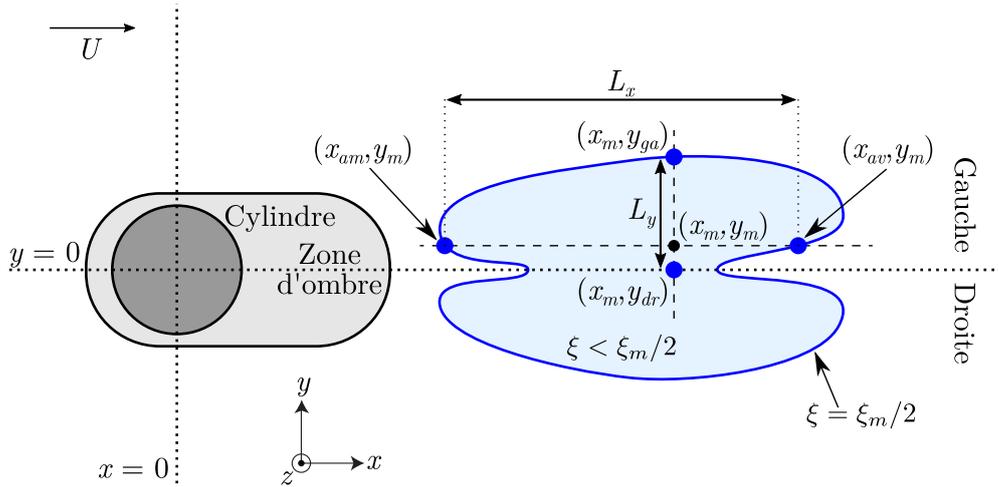


FIGURE 4.7 – Définition schématique de L_x et L_y pour l'AOL, dans le cas de deux fosses partiellement fusionnées. Les fosses sont simplement représentées par la ligne de niveau $\xi(x,y) = \xi_m/2$, en bleu.

celle de gauche. La figure 4.7 présente les longueurs L_x et L_y déterminées dans le cas de fosses d'AOL partiellement fusionnées.

Des définitions différentes pour les deux motifs

L'idée de base servant à la détermination de L_x et L_y est la même pour les deux types de motif, à savoir la recherche des points de mi-profondeur autour du « centre » du motif. toutefois, la différence de localisation, la présence du cylindre au cœur du motif d'AFC, et la potentielle fusion partielle des fosses d'AOL conduisent à introduire des différences dans les définitions pour les deux motifs.

Pour les deux motifs, les définitions de L_y sont assez semblables : il s'agit de l'extension selon y de la fosse, d'un côté du cylindre. Pour l'AOL, on ne mesure que le côté gauche par simplicité. Pour l'AFC, cette valeur est obtenue par moyenne de la mesure à droite, et de celle à gauche, pour s'affranchir au mieux de l'effet de la zone d'ombre pour les petites fosses. Le fait que les motifs soient centrés sur $y = 0$ nous permet d'avoir des définitions proches.

Les définitions de L_x sont un peu plus éloignées, les motifs étant situés à des x différents, et ne présentant pas de symétrie amont-aval. Pour l'AOL, on considère toute l'extension longitudinale du motif. Pour l'AFC, on ne mesure que l'extension amont : l'extension aval, non symétrique de celle amont, ne peut être mesurée en raison de l'existence de la zone d'ombre du profilomètre. Une comparaison directe des valeurs de L_x obtenues pour l'AFC et l'AOL est donc peu pertinente.

4.2.3 Volume érodé et volume déposé

La mesure, à chaque pas de temps t , de la profondeur maximale du motif d'érosion $\xi_m(t)$ et de ses dimensions longitudinale et transversale $L_x(t)$ et $L_y(t)$, fournit une bonne caractérisation de l'affouillement.

En complément de ces trois grandeurs, et afin de caractériser de façon plus globale le phénomène d'affouillement, nous avons cherché à évaluer les volumes de grains érodé et déposé. Pour chaque point (x,y) et chaque instant t , $\xi(x,y,t)$ correspond à la variation de hauteur de grains par rapport au lit initial. Le volume érodé (resp. déposé) peut donc s'estimer à partir de la somme des valeurs de ξ négatives (resp. positives).

Cependant, l'évaluation des volumes totaux érodé et déposé s'est avérée peu concluante, pour deux raisons essentiellement. La première est la présence de la zone d'ombre à proximité du cylindre : les grains érodés et déposés dans cette zone, nombreux, ne sont pas pris en

compte dans le volume total. La deuxième difficulté tient à la longueur relativement courte (70 mm) de la section du canal topographiée : si celle-ci est suffisante la plupart du temps, le motif d'affouillement peut en sortir, faussant alors les estimations de volume. Ce problème se rencontre particulièrement pour l'AOL, aux temps longs, pour des vitesses d'écoulement élevées ($Sh/Sh_c \rightarrow 1$).

Ces deux problèmes étant difficilement contournables avec notre dispositif expérimental, nous nous sommes concentrés sur le suivi temporel de ξ_m , L_x et L_y , déjà riche en informations.

4.3 Dynamique d'affouillement

La série des cartes $\xi(x,y,t)$ enregistrée au cours d'une expérience d'érosion nous permet d'en suivre l'évolution temporelle, nous donnant ainsi des informations sur la dynamique de l'affouillement, notamment à travers le suivi de la profondeur maximale de la fosse ξ_m et de ses dimensions longitudinale L_x et transverse L_y .

4.3.1 Quelques exemples de courbes $\xi_m(t)$, $L_x(t)$ et $L_y(t)$

La figure 4.8 présente l'évolution temporelle des trois grandeurs ξ_m , L_x et L_y , pour quatre expériences : une d'AOL à $Sh/Sh_c = 0,40$, une d'AFC à $Sh/Sh_c = 0,55$, ainsi qu'une d'AOL et une d'AFC pour le même paramètre d'érosion $Sh/Sh_c = 0,69$. Ces deux dernières expériences sont celles dont sont issues les images des figures 4.1 et 4.2 : l'utilisation ou non d'un sabot rigide en pied d'obstacle change le type d'affouillement obtenu. La durée des expériences est de 24 h.

Pour les deux types d'affouillement, le développement du motif d'érosion se traduit par la croissance de ξ_m (en valeur absolue), L_x et L_y avec le temps. Cette croissance diminue au cours du temps, et la taille des motifs d'érosion semble tendre vers une valeur stable aux temps longs.

Avant de développer davantage ces aspects temporels, on peut également remarquer que l'augmentation de la vitesse d'écoulement, correspondant ici à une hausse de Sh/Sh_c , se traduit par un motif d'affouillement plus grand. Ceci se constate pour ξ_m et L_y , pour l'AFC ($Sh/Sh_c = 0,55$ et $0,69$) comme pour l'AOL ($Sh/Sh_c = 0,40$ et $0,69$). L'extension en x croît également, mais en raison des difficultés de mesure de L_x , la figure 4.8(b) est peu explicite à ce sujet.

L'utilisation du sabot nous permet de comparer les deux types d'affouillement pour un même écoulement d'approche, à $Sh/Sh_c = 0,69$. Pour un lit purement granulaire, c'est le motif d'AFC qui se développe. En présence du sabot, l'AOL qui se forme est moins profond, mais nettement plus étendu horizontalement, que l'AFC correspondant à la même vitesse d'écoulement.

4.3.2 Comportement aux temps longs

À mesure que le temps écoulé depuis le début de l'affouillement augmente, l'érosion ralentit. Les différentes tailles du motif croissent de moins en moins vite, comme on peut le voir sur les graphes de la figure 4.8.

Comme nous l'avons évoqué au chapitre 1, ce ralentissement de l'affouillement avec le temps a été largement observé, du moins en ce qui concerne la profondeur maximale de la fosse. Mais la question de l'atteinte d'un état d'équilibre est, elle, plus discutée. Pour certains auteurs, l'affouillement en *eau claire* atteint un état d'équilibre en un temps fini [50, 71]. Pour d'autres, la profondeur d'affouillement n'atteint sa valeur d'équilibre qu'asymptotiquement [56, 98]. Ces observations se rapportent à la fosse se formant en pied d'obstacle, c'est-à-dire à l'AFC.

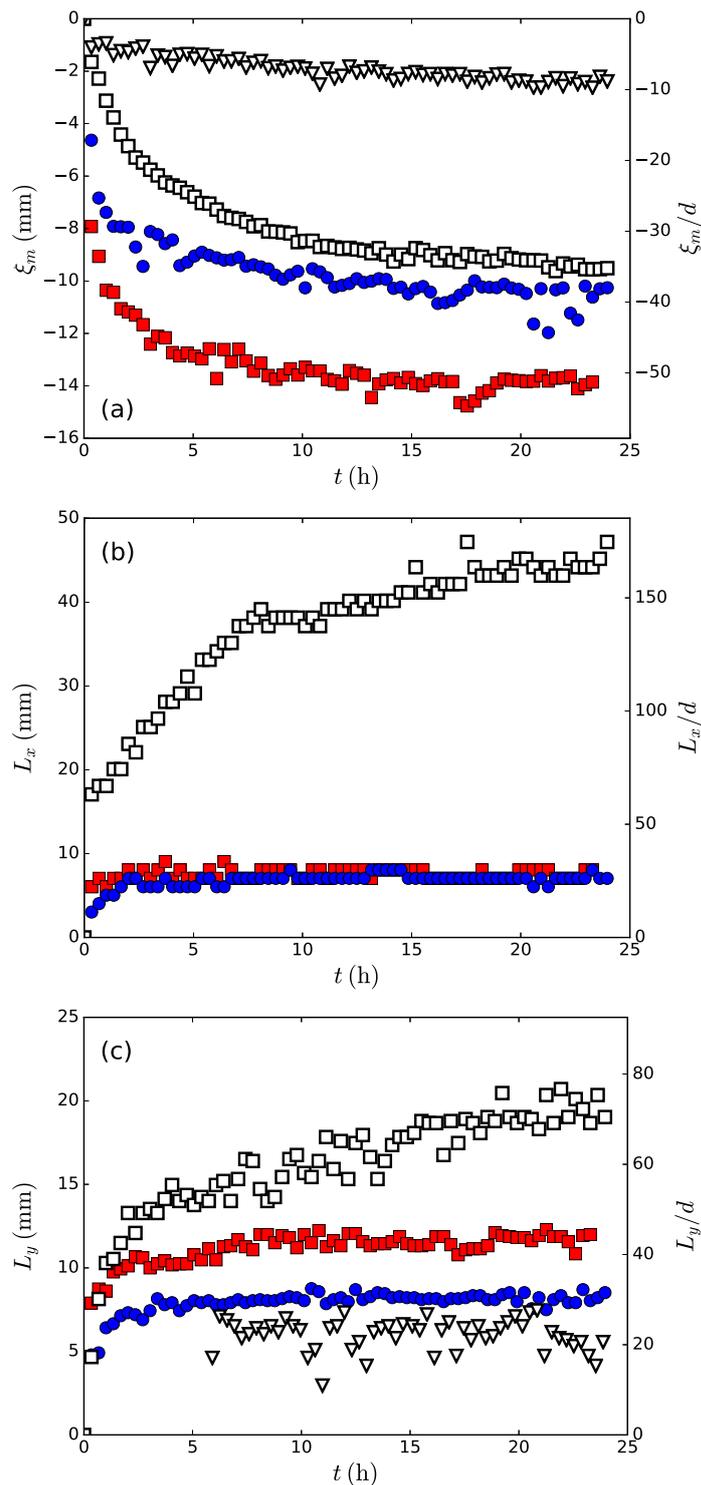


FIGURE 4.8 – Évolution temporelle de (a) la profondeur maximale d'affouillement ξ_m , (b) l'extension longitudinale L_x du motif d'érosion, et (c) son extension transverse L_y . Les mesures sont réalisées au voisinage d'un cylindre de diamètre $D = 10$ mm pour le motif d'AFC à $Sh/Sh_c = 0,55$ (●) et $Sh/Sh_c = 0,69$ (■), ainsi que pour le motif d'AOL à $Sh/Sh_c = 0,40$ (▽) et $Sh/Sh_c = 0,69$ (□) grâce à l'ajout d'un sabot rigide en pied d'obstacle. Par souci d'intelligibilité, les tailles sont rapportées dimensionnées en mm, ainsi qu'adimensionnées par le diamètre des grains d . Pour améliorer la lisibilité des courbes, on ne trace ici qu'un point de mesure sur quatre. Les valeurs de L_x , ainsi que le début de l'évolution de L_y , pour l'AOL à $Sh/Sh_c = 0,40$ (▽) ne sont pas rapportées car trop bruitées.

Dans nos expériences, on peut considérer qu'au-delà de $t = 20$ h, l'AFC est dans un état proche de l'équilibre. Hormis quelques fluctuations de mesure, les différentes dimensions de la fosse d'AFC n'évoluent plus guère sur les dernières heures de nos expériences.

Pour ce qui est de l'AOL, il semble qu'il y ait parfois une lente évolution résiduelle du motif au bout de 24 h. Le plateau sur les courbes $\xi_m(t)$, $L_x(t)$ et $L_y(t)$ est moins net pour l'AOL que pour l'AFC. Une observation de la série des cartes $\xi(x,y,t)$ pour l'AOL montre aussi que le relief global du lit subit encore quelques légères modifications en fin d'expérience, notamment pour les vitesses d'écoulement les plus élevées. Ainsi, dans nos expériences, l'existence d'un état d'équilibre pour l'AOL n'est pas aussi claire que pour l'AFC.

Cependant, quand elles existent, ces variations résiduelles de l'AOL sont lentes et faibles. On définit donc, pour l'AOL comme pour l'AFC, un état aux temps longs, correspondant au motif final observé au bout de 24 h. Même si celui-ci peut ne pas tout à fait correspondre à un état d'équilibre, il semble en être toujours proche. En pratique, les valeurs aux temps longs des différentes grandeurs mesurées sont définies comme étant la moyenne des 20 derniers points de mesure, c'est-à-dire des 100 dernières minutes d'expérience. Cette définition, qui est la même pour toutes nos expériences, permet des comparaisons entre les motifs obtenus pour différents paramètres. Pour toutes les expériences où la résolution des cartes $\xi(x,y,t)$ le permet, on mesure donc les valeurs aux temps longs pour ξ_m , L_x et L_y , notées respectivement ξ_∞ , $L_{x,\infty}$ et $L_{y,\infty}$.

4.3.3 Loi d'évolution temporelle de l'affouillement

En plus des informations sur l'état final des motifs d'érosion, notre méthode de suivi topographique nous renseigne sur la dynamique de l'affouillement. Les mesures de ξ_m étant moins bruitées que celles de L_x et L_y , nous nous sommes concentrés, dans nos travaux, sur l'évolution temporelle de la profondeur maximale d'affouillement. Ce choix permet de plus une comparaison avec la littérature, car c'est cette grandeur qui est utilisée par de multiples auteurs pour caractériser l'affouillement et sa dynamique.

Lois empiriques complexes dans la littérature

En effet, dans une perspective de prévention des risques, connaître la profondeur que peut atteindre la fosse en pied d'ouvrage est une question essentielle. Cette profondeur est difficilement mesurable sur le terrain, notamment en période de crue. Ainsi de nombreuses études ont cherché à déterminer sa loi d'évolution temporelle, pour divers paramètres, dans une optique de prédiction de la profondeur maximale atteinte.

Comme nous l'avons déjà rapporté au chapitre 1, une grande variété de fonctions a été proposée pour ajuster au mieux les données $\xi_m(t)$ obtenues dans des configurations diverses, principalement en canal hydraulique. De fait, les fonctions analytiquement les plus simples (loi de puissance, logarithme, ou exponentielle) n'ajustent pas de façon satisfaisante les courbes $\xi_m(t)$ de la plupart des auteurs. Les fonctions d'ajustement utilisées sont donc de formes analytiques plus complexes et diverses, présentant ou non une saturation aux temps longs. Elles font intervenir un certain nombre de paramètres ajustables, jusqu'à six [100]. Mais cette complexification mathématique des fonctions employées semble à nos yeux davantage dictée par la volonté d'obtenir un bon ajustement empirique des données expérimentales que par des considérations physiques.

Définition d'un temps caractéristique τ pour nos données $\xi_m(t)$

Si l'on considère nos données $\xi_m(t)$, pour l'AFC et l'AOL, on constate qu'elles non plus ne peuvent être ajustées par une fonction analytique simple.

Il nous a donc semblé préférable de définir le temps τ caractéristique de la dynamique d'affouillement comme étant le temps nécessaire pour atteindre la moitié de la profondeur

aux temps longs. Pour chaque expérience, on détermine τ tel que :

$$\xi_m(\tau) = \xi_\infty/2.$$

Pour être fiable, cette détermination doit cependant se faire sur une courbe suffisamment lisse : nous utilisons pour cela un ajustement empirique des données. Empiriquement, il s'avère que les courbes s'ajustent bien à l'aide de la fonction

$$\xi_m(t) = A \left(1 - B \exp\left(-\frac{t}{T_a}\right) - (1 - B) \exp\left(-\frac{t}{10T_a}\right) \right),$$

où A , B et T_a sont trois paramètres ajustables, avec $0 \leq B \leq 1$. La valeur de A est contrainte pour bien s'ajuster sur la valeur de profondeur aux temps longs mesurée, à savoir qu'on impose $0,9 \xi_\infty \leq A \leq 1,1 \xi_\infty$.

La figure 4.9 représente l'évolution de la profondeur maximale au cours du temps pour l'AFC et l'AOL, et montre qu'elle semble relativement bien décrite par la somme pondérée de deux exponentielles, de temps caractéristiques différents. Ici, le rapport entre les deux temps caractéristiques est imposé égal à 10, afin de réduire le nombre de paramètres ajustables. Nous nous sommes aperçus *a posteriori* que cette fonction d'ajustement est analogue à l'une des deux utilisées par SHEPPARD et collab. [98], ces auteurs laissant libre le rapport entre les deux temps caractéristiques. Cela étant, même si cet ajustement empirique fonctionne bien pour nos données sur les deux motifs d'affouillement, sa signification physique n'est pas solidement établie. La détermination par ajustement du temps caractéristique T_a n'est de plus pas très robuste, en raison de la liberté laissée sur le coefficient B .

Ainsi, pour les deux motifs d'érosion et pour chaque jeu de paramètres, nous quantifions la dynamique d'affouillement par la valeur de τ , temps nécessaire à l'érosion pour atteindre la moitié de sa profondeur maximale. Ce temps caractéristique τ n'est pas lié à T_a , paramètre d'ajustement empirique ne servant qu'à obtenir une courbe lissée. Nous faisons usage du temps τ dans les sections suivantes.

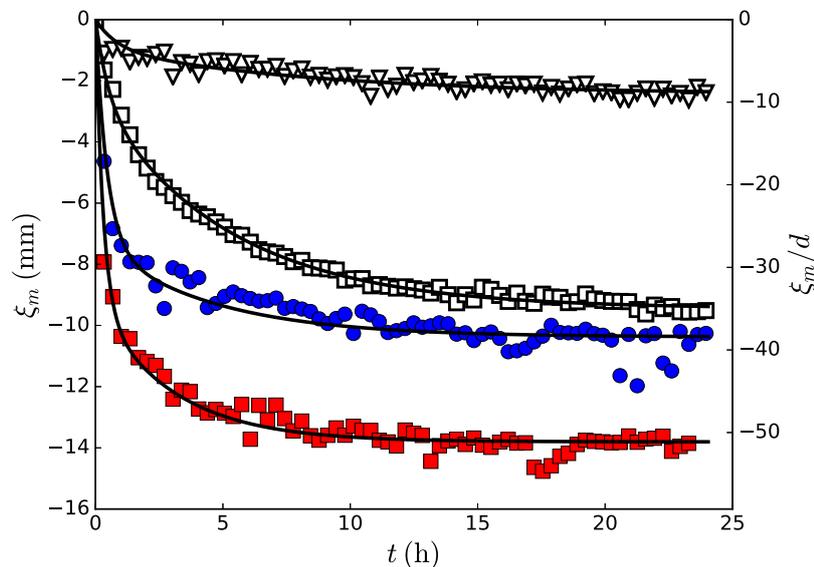


FIGURE 4.9 – Évolution temporelle de la profondeur maximale d'affouillement ξ_m , ajustée par une fonction de la forme $\xi_m(t) = A \left(1 - B \exp\left(-\frac{t}{T_a}\right) - (1 - B) \exp\left(-\frac{t}{10T_a}\right) \right)$, avec A , B et T_a paramètres empiriques. Mêmes données et symboles qu'à la figure 4.8. Par souci d'intelligibilité, les tailles sont rapportées dimensionnées en mm, ainsi qu'adimensionnées par le diamètre des grains d . Pour améliorer la lisibilité des courbes, on ne trace ici qu'un point de mesure sur quatre. Les ajustements sont indiqués par les lignes noires (—).

4.4 Compétition entre les deux motifs d'affouillement

Pour chaque expérience d'affouillement, les mesures par relevés topographiques sont résumées par l'évaluation de quatre grandeurs : les trois dimensions spatiales typiques du motif final d'érosion ($|\xi_\infty|$, $L_{x,\infty}$ et $L_{y,\infty}$), et le temps τ , caractéristique de la dynamique d'évolution de $\xi_m(t)$.

La comparaison de ces quatre grandeurs pour différentes vitesses d'écoulement nous renseigne quantitativement sur la compétition existant entre les deux motifs d'érosion.

4.4.1 Mesure quantitative des seuils d'érosion

On représente sur les graphes de la figure 4.10 les extensions aux temps longs des motifs d'affouillement ($|\xi_\infty|$, $L_{x,\infty}$ et $L_{y,\infty}$), ainsi que l'inverse des temps caractéristiques d'érosion ($1/\tau$), en fonction du nombre de Shields réduit Sh/Sh_c . Pour l'AOL et l'AFC, lorsque Sh/Sh_c diminue, on observe que l'efficacité de l'affouillement décroît : $|\xi_\infty|$, $L_{x,\infty}$ et $L_{y,\infty}$ décroissent, tandis que τ augmente. Au seuil, on s'attend à ce que $|\xi_\infty|$, $L_{x,\infty}$ et $L_{y,\infty}$ s'annulent, tandis que τ diverge, et que donc $1/\tau$ s'annule.

Les données expérimentales présentent une certaine dispersion, mais $|\xi_\infty|$, $L_{x,\infty}$, $L_{y,\infty}$ et $1/\tau$ peuvent être approximés pour chaque motif par une fonction affine s'annulant au seuil. Les

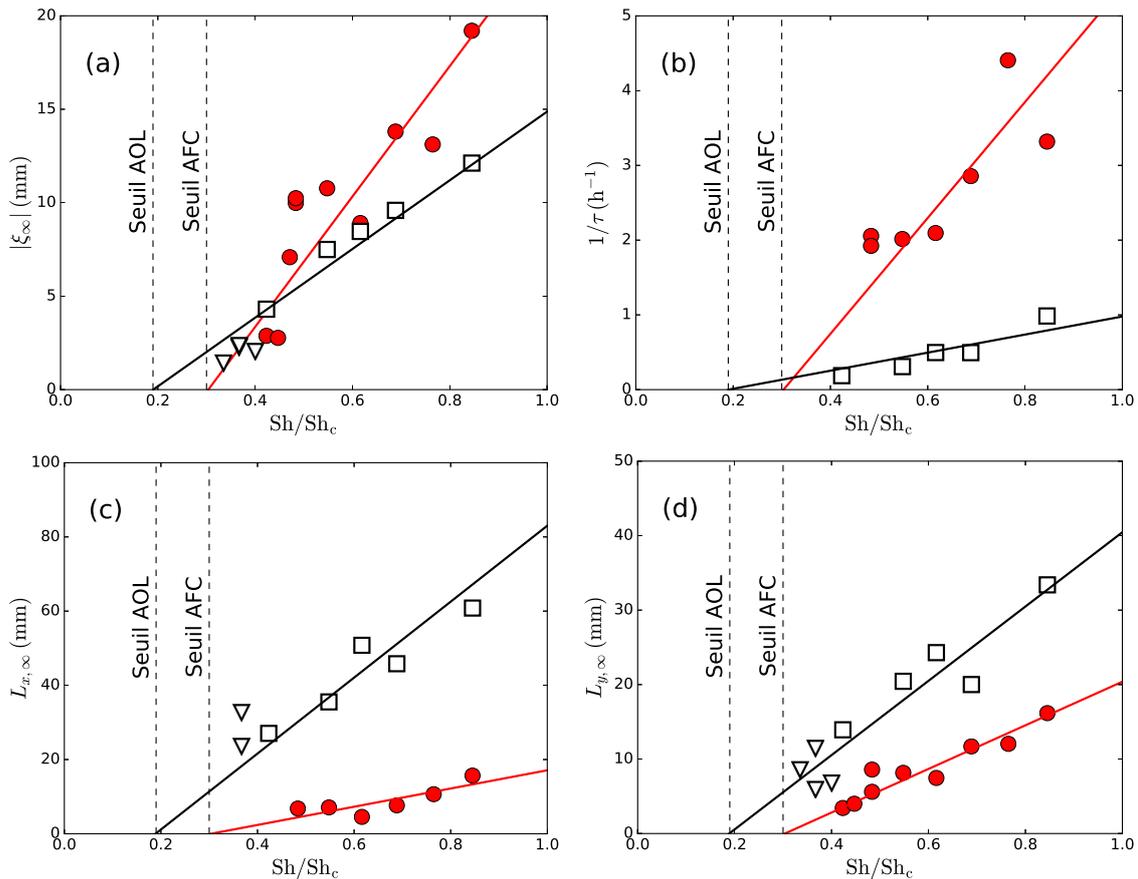


FIGURE 4.10 – Évolution de (a) la profondeur d'affouillement aux temps longs $|\xi_\infty|$, (b) l'inverse du temps caractéristique d'affouillement $1/\tau$, (c) l'extension longitudinale aux temps de longs $L_{x,\infty}$ et (d) l'extension transverse aux temps longs $L_{y,\infty}$, en fonction du nombre de Shields réduit Sh/Sh_c . Les expériences sont menées au voisinage d'un cylindre de diamètre $D = 10$ mm. Ne sont rapportées que les valeurs pouvant être mesurées de façon fiable pour l'AFC (\bullet), ainsi que pour l'AOL, avec (\square) ou sans (∇) base rigide en pied d'obstacle. Les lignes continues correspondent aux ajustements affines des données passant par les seuils déterminés à l'œil, qui sont rappelés par les traits discontinus.

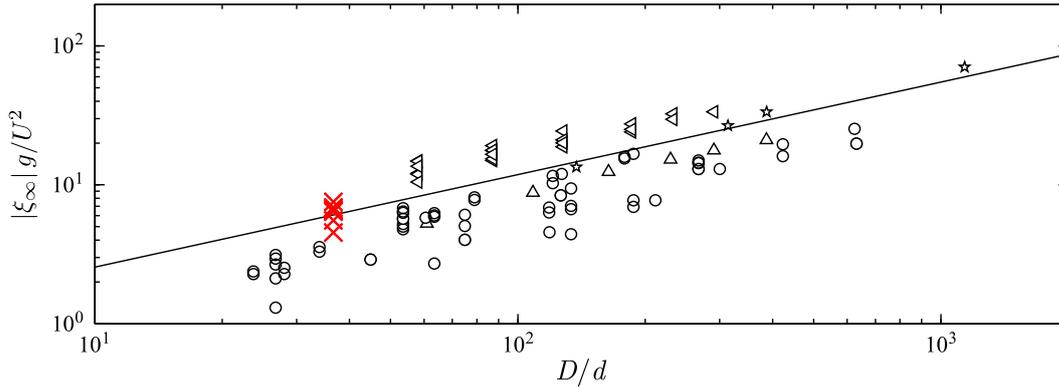


FIGURE 4.11 – (—) Modèle théorique de la profondeur maximale d'affouillement, et comparaison avec une compilation de données expérimentales, d'après MANES et BROCCINI [69]. Les profondeurs aux temps longs que nous mesurons pour l'AFC ($D/d \simeq 37$) sont indiquées en rouge (×).

valeurs de Sh_c^{AOL} et Sh_c^{AFC} utilisées ici pour l'ajustement affine sont les valeurs déterminées à l'œil à la section 3.5 du chapitre précédent : $Sh_c^{AOL}/Sh_c \simeq 0,19$ et $Sh_c^{AFC}/Sh_c \simeq 0,30$. Ces deux valeurs mesurées visuellement sont donc compatibles avec les données quantitatives issues de l'analyse topographique.

À noter qu'en ce qui concerne la profondeur maximale de l'AFC, nos données montrent un bon accord avec celles de la littérature. La profondeur aux temps longs croît bien lorsqu'on s'approche de la transition entre régimes d'*eau claire* et de *lit mobile*. Pour notre plus grande vitesse d'écoulement ($Sh/Sh_c = 0,85$), le rapport entre profondeur de la fosse et diamètre de l'obstacle vaut $|\xi_\infty|/D = 1,9$. Cette valeur est proche, quoique légèrement inférieure, à celles collectées par LEE et STURM [63] pour un rapport de tailles entre grains et obstacle valant ici $D/d \simeq 37$ (figure 1.16, p. 29). Nos données s'accordent également avec la valeur prédite par le modèle de MANES et BROCCINI [69] (section 1.4.7), et avec les données qu'ils ont collectées, qui présentent elles-mêmes une certaine dispersion, comme on peut le voir sur la figure 4.11.

4.4.2 Deux dynamiques en compétition

Outre la confirmation de la détermination visuelle des seuils, les graphes de la figure 4.10 nous permettent une comparaison des caractéristiques des deux régimes d'affouillement.

On peut tout d'abord remarquer que bien au-dessus des deux seuils Sh_c^{AFC} et Sh_c^{AOL} , les motifs d'AOL sont d'extensions proches ($|\xi_\infty|$), voire supérieures ($L_{x,\infty}$ et $L_{y,\infty}$), à celles des motifs d'AFC obtenus au même Sh/Sh_c . Cela se constate également en observant les photographies des deux motifs finaux d'érosion à $Sh/Sh_c = 0,69$ sur la figure 4.12. Autrement dit, avec cet obstacle et pour une même vitesse d'écoulement suffisamment grande, les déformations du lit liées à l'AOL sont plus importantes que celles dues à l'AFC. Cela est encore plus marqué si l'on considère les motifs secondaires se formant en aval, que l'on aperçoit en partie sur les photographies de la figure 4.12.

Ceci étant, de tels motifs d'AOL de grande taille ne s'obtiennent qu'en utilisant un sabot rigide en pied d'obstacle. En effet, sur un lit purement granulaire, pour les valeurs de Sh/Sh_c éloignées des deux seuils, c'est le motif d'AFC qui domine et qui va se développer pleinement : ne se forme en aval de l'obstacle qu'un AOL partiel comme l'illustre la photographie 4.12(a).

Ceci se comprend en comparant les temps caractéristiques τ de formation des deux motifs (figure 4.10(b)). Pour un même rapport Sh/Sh_c , suffisamment éloigné des seuils, l'AFC apparaît en un temps nettement plus court que l'AOL. Celui-ci ne disparaît pas, mais voit son développement fortement perturbé par la déformation rapide du lit se produisant au pied de l'obstacle. L'érosion en aval du cylindre se retrouve donc modifiée. Bien au-dessus des seuils

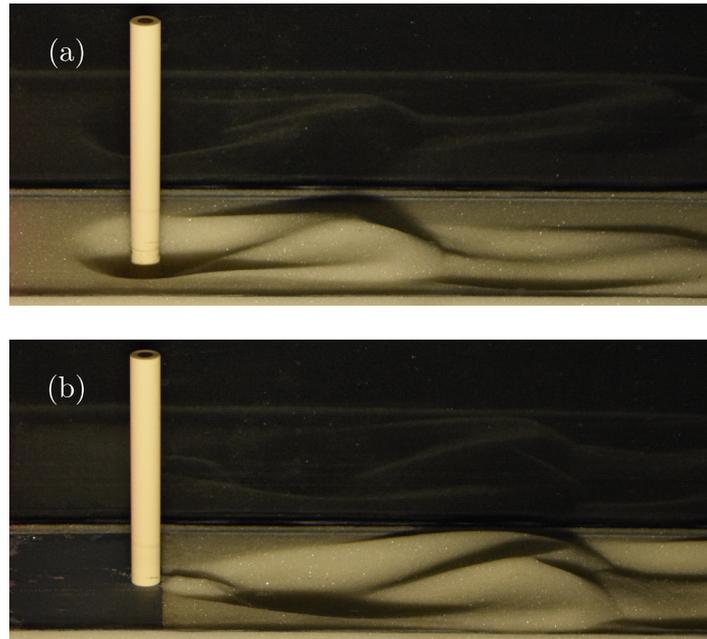


FIGURE 4.12 – Photographies latérales du motif final d'affouillement, pour (a) l'AFC et (b) l'AOL. Les conditions sont les mêmes ($Sh/Sh_c = 0,69$, $Re_D \simeq 1400$, $t \simeq 24$ h), mise à part l'utilisation d'un sabot rigide en pied d'obstacle en (b). Les figures 4.1 et 4.2 (p. 82) sont des prises de vues à un temps antérieur des mêmes expériences.

d'affouillement, c'est donc le motif le plus rapide à se former qui domine, et non le plus grand potentiellement. Cette observation illustre bien la complexité du phénomène d'affouillement, qui résulte d'une rétroaction entre l'écoulement et le lit granulaire.

Pour des vitesses d'écoulement plus faibles, juste au-dessus du seuil de l'AFC ($0,3 \lesssim Sh/Sh_c \lesssim 0,4$), les deux motifs coexistent sans se perturber : l'AFC se développe un peu plus rapidement que l'AOL, mais la déformation du lit qu'il induit est trop faible pour modifier la formation de l'AOL (figure 4.13). Cette coexistence simple des deux motifs cesse pour $Sh/Sh_c \gtrsim 0,4$, c'est-à-dire lorsque $|\xi_\infty|^{AFC} \simeq |\xi_\infty|^{AOL}$: la taille de la fosse d'AFC est alors suffisamment importante pour perturber significativement le processus d'AOL. Au-delà de cette valeur $Sh/Sh_c \simeq 0,4$, il est nécessaire de rigidifier le lit au pied de l'obstacle pour pouvoir observer l'AOL non perturbé.

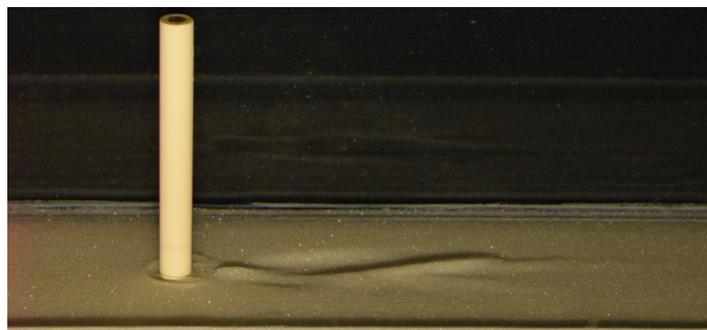


FIGURE 4.13 – Photographie latérale du motif final d'affouillement, dans des conditions où AOL et AFC coexistent sans se perturber ($Sh/Sh_c = 0,36$, $Re_D \simeq 1000$, $t \simeq 24$ h).

4.4.3 Effets de la protection en pied d'obstacle

Comme nous venons de le voir, le remplacement du lit granulaire au pied de l'obstacle par un sabot rigide nous permet d'étudier l'AOL dans des régimes où il est habituellement dominé par l'AFC.

D'un point de vue applicatif, la rigidification du lit en pied d'obstacle, en prévenant la formation de l'AFC, est une manière de protéger les ouvrages contre l'affouillement. En effet, le risque de voir les fondations de l'édifice mises à nu est considérablement réduit. En pratique, plusieurs manières de rigidifier le lit localement ont été étudiées, notamment l'ajout d'une collerette rigide au niveau du lit [21, 32], ou l'utilisation d'enrochements difficilement érodables [87]. La coulée d'un radier en béton sur tout le voisinage de l'ouvrage est également une possibilité, notamment employée par la SNCF sur certains de ses ponts.

Si ces dispositifs sont bien dimensionnés, ils protègent efficacement contre l'affouillement en pied d'obstacle. Mais nos observations expérimentales semblent indiquer que l'ajout d'une telle protection peut très largement renforcer l'érosion en aval de l'ouvrage (voir figure 4.12). De par sa localisation, cet important affouillement aval ne menace pas directement les fondations de l'ouvrage le provoquant. Mais il doit être pris en compte lors de la construction d'infrastructures rapprochées : la protection des différents édifices doit être pensée globalement, pour éviter que les protections de l'un ne mettent en péril les fondations d'un autre.

4.5 Avec un obstacle plus large

Dans les premières parties de ce chapitre, nous avons exposé les résultats de nos expériences de suivi d'érosion au voisinage d'un cylindre de diamètre $D = 10$ mm. D'autres essais ont été menés avec un cylindre de diamètre $D = 20$ mm, que nous présentons maintenant.

4.5.1 Des processus d'érosion similaires

Chronologiquement parlant, les expériences d'affouillement près d'un cylindre de 20 mm diamètre sont en fait les premières que nous avons réalisées. Tout comme pour $D = 10$ mm, on observe deux régimes d'érosion : l'AFC et l'AOL. Ce dernier s'obtient avec ou sans sabot rigide à la base de la pile. Les seuils d'apparition des deux motifs, mesurés à l'œil, sont respectivement $Sh_{c,D=20\text{ mm}}^{\text{AOL}}/Sh_c = 0,12$ et $Sh_{c,D=20\text{ mm}}^{\text{AFC}}/Sh_c = 0,28$.

Pour ce cylindre large, la fosse d'AFC est nettement plus étendue que pour le cylindre plus étroit. Ceci est un comportement attendu au regard de la littérature. En effet, la profondeur maximale d'affouillement en pied d'obstacle croît avec le diamètre de celui-ci [21, 34, 69]. L'extension horizontale de la fosse est due aux avalanches se produisant sur les bords [92, 118] : la fosse est donc d'autant plus large qu'elle est profonde.

Malheureusement, dans nos expériences avec le cylindre de diamètre $D = 20$ mm, l'extension latérale de l'AFC devient telle que le motif atteint les parois du canal, ce qui vient modifier la dynamique d'érosion. La plage de vitesses d'écoulement pour lesquelles l'AFC se développe sans atteindre les parois s'est révélée trop étroite pour être étudiée : ce problème se rencontre même pour de faibles écarts au seuil. La largeur du canal ne pouvant être augmentée, nous avons donc renoncé à une analyse quantitative de l'AFC pour ce diamètre de cylindre, et nous sommes concentrés sur l'étude de l'AOL.

La relative étroitesse du canal est en effet moins problématique pour l'AOL. La gamme de vitesses d'écoulements pour lesquelles le motif n'atteint pas les parois est plus importante que pour l'AFC. En pratique, on considère que l'atteinte des parois devient problématique pour $Sh/Sh_c \gtrsim 0,48$. On peut donc étudier l'AOL sur la plage $0,12 \lesssim Sh/Sh_c \lesssim 0,48$. Cette gamme, plus étroite que celle que l'on peut utiliser pour le cylindre de diamètre $D = 10$ mm ($0,19 \lesssim Sh/Sh_c \lesssim 0,85$), se révèle cependant suffisamment large pour une étude quantitative par relevés topographiques.

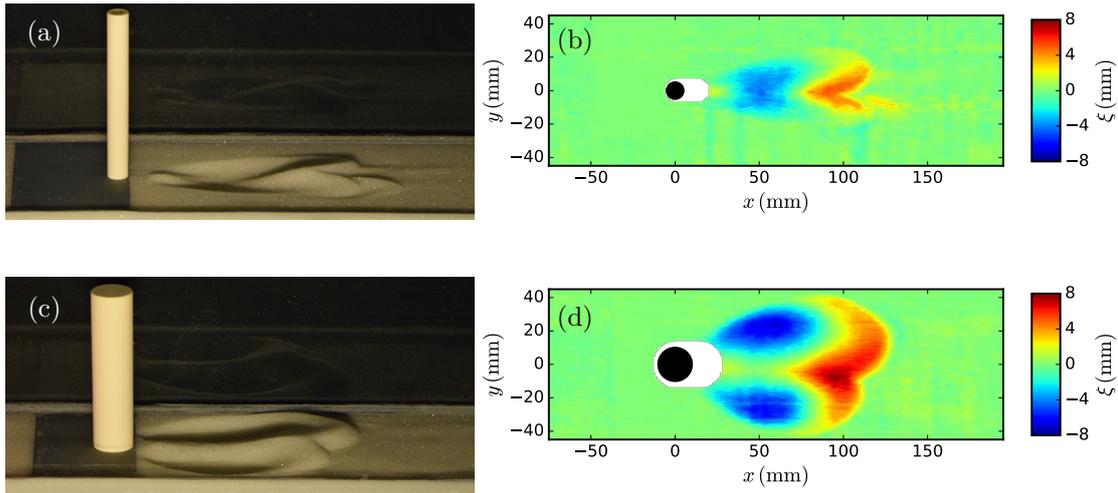


FIGURE 4.14 – Comparaison des motifs d’AOL pour (a)(b) un cylindre de diamètre $D = 10$ mm et (c)(d) un cylindre de diamètre $D = 20$ mm. Les visualisations de l’érosion se font par (a)(c) photographie latérale et (b)(d) relevé topographique. Hormis la taille de l’obstacle, les conditions sont les mêmes : $t \simeq 24$ h, $Sh/Sh_c \simeq 0,42$. Les nombres de Reynolds de cylindre diffèrent simplement du fait de la variation de diamètre : $Re_{D=10\text{ mm}} \simeq 1100$ et $Re_{D=20\text{ mm}} \simeq 2200$.

Comme pour le cylindre plus étroit, les motifs d’AOL obtenus n’évoluent plus guère au bout de 24 h. Il est donc possible de définir et mesurer les grandeurs aux temps longs $|\xi_\infty|$, $L_{x,\infty}$, $L_{y,\infty}$ et τ .

4.5.2 Comparaison qualitative de l’AOL pour les deux cylindres

La figure 4.14 représente le motif d’AOL obtenu au voisinage d’un cylindre de diamètre $D = 10$ mm et d’un cylindre de diamètre $D = 20$ mm, pour une même vitesse d’écoulement $Sh/Sh_c = 0,42$. Dans les deux cas, un sabot rigide est ajouté en pied d’obstacle pour prévenir la formation de l’AFC. Les prises de vue sont faites dans l’état final, au bout de 24 h.

À première vue, si les deux motifs sont d’extensions longitudinales comparables, les fosses obtenues avec le cylindre large semblent plus profondes et plus étendues transversalement. Il faut toutefois noter que la vitesse d’écoulement étant la même, l’écart au seuil est plus important dans le cas du grand cylindre. En effet, le seuil de l’AOL est plus faible à $D = 20$ mm ($Sh_{c,D=10\text{ mm}}^{\text{AOL}} = 0,12$) qu’à $D = 10$ mm ($Sh_{c,D=20\text{ mm}}^{\text{AOL}} = 0,19$).

La différence la plus notable entre les deux figures d’érosion tient à la position des deux fosses d’AOL dans la direction transverse. Pour le petit cylindre, les deux fosses sont situées très près de l’axe médian du canal, et partiellement fusionnées. À l’aval du grand cylindre, les deux fosses d’AOL sont nettement séparées par une dune centrale. Cette observation est valable pour tous les motifs d’AOL observés avec ces deux cylindres.

4.5.3 Position des fosses d’AOL

Une des différences les plus facilement observables lors du changement de cylindre est donc la position des fosses. Pour caractériser celle-ci, nous indiquons sur la figure 4.15 la position finale du maximum de profondeur $(x_{m,\infty}, y_{m,\infty})$, détectée par relevé topographique. Pour chaque expérience, cette position est moyennée sur les 20 derniers pas de temps, correspondant à l’état final. La détection du point de profondeur maximale est soumise à un certain bruit, représentée sous forme de barres d’erreur sur le graphique.

Pour ce qui est de la position transverse $y_{m,\infty}$ des fosses d’AOL, celle-ci semble effectivement plus éloignée de l’axe médian dans le cas d’un cylindre large que dans le cas d’un cylindre étroit. Au vu de nos données, on peut même grossièrement estimer que $y_{m,\infty} \propto D$.

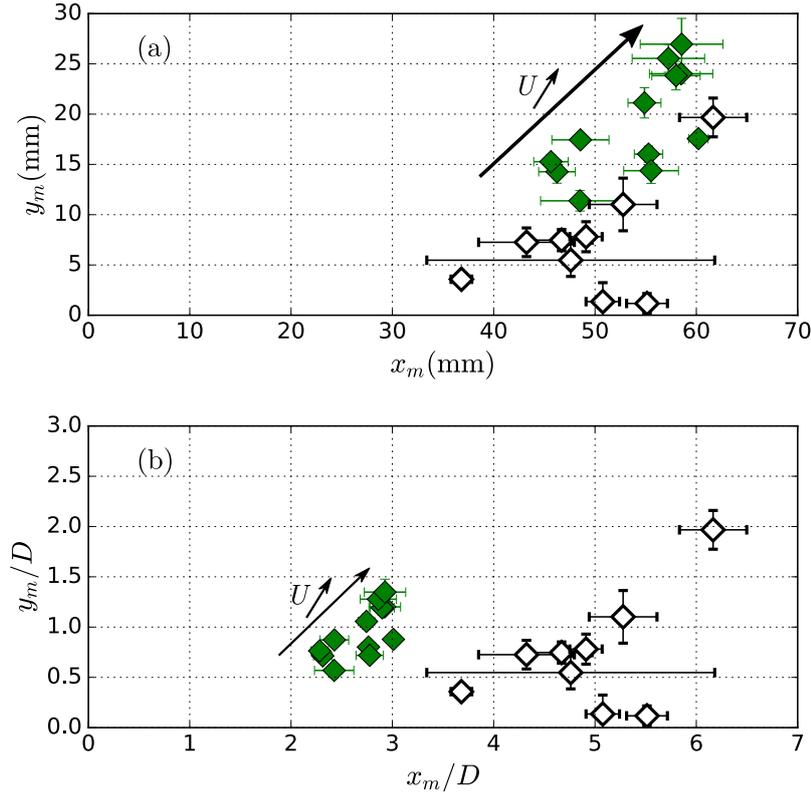


FIGURE 4.15 – Position finale $(x_{m,\infty}, y_{m,\infty})$ du point de profondeur maximale de l'AOL, pour différentes expériences avec $D = 10$ mm (\diamond) et $D = 20$ mm (\blacklozenge) : (a) coordonnées en mm, (b) coordonnées adimensionnées par le diamètre D du cylindre. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude de détection du point de profondeur maximale. La flèche représente schématiquement l'évolution des positions des points de profondeur maximale avec la vitesse d'écoulement, pour les expériences à $D = 20$ mm (\blacklozenge).

Dans un souci de lisibilité de la figure, les vitesses d'écoulement correspondant aux différents points de mesure ne sont pas détaillées sur la figure 4.15. Le sens global d'évolution de ces vitesses pour $D = 20$ mm est tout de même schématiquement indiqué par la flèche. Pour ce diamètre, on remarque que les fosses d'AOL s'écartent de l'axe médian lorsque l'écoulement est plus rapide. Cette croissance de $y_{m,\infty}$ avec Sh/Sh_c n'est pas aussi clairement observée pour $D = 10$ mm. Ceci peut s'expliquer par une moins bonne détection du maximum de profondeur pour le petit cylindre, les fosses étant moins grandes et partiellement fusionnées.

La position longitudinale $x_{m,\infty}$ des fosses d'AOL semble quant à elle comprise dans la gamme $40 \text{ mm} \lesssim x_{m,\infty} \lesssim 65 \text{ mm}$, pour les deux diamètres. Elle semble légèrement croître avec la vitesse d'écoulement, mais ne présente visiblement qu'une dépendance faible en D .

4.5.4 Dynamique et dimensions des fosses

Pour affiner la comparaison des motifs d'AOL obtenus avec nos deux cylindres, on reporte sur les mêmes graphes les mesures de $|\xi_\infty|$, $L_{x,\infty}$, $L_{y,\infty}$ et $1/\tau$, tracées en fonction de Sh/Sh_c (figure 4.16). Ces graphes sont analogues à ceux de la figure 4.10, sauf qu'au lieu de comparer AOL et AFC pour un même diamètre d'obstacle, ils comparent l'AOL pour deux obstacles de diamètres différents. De même que précédemment, on ajuste les données par une loi affine passant par le seuil déterminé visuellement.

Si l'on s'intéresse aux dimensions finales des fosses d'AOL, l'influence du diamètre du cylindre paraît faible. Celle-ci semble essentiellement se traduire dans la modification des valeurs des seuils. En effet, on peut tracer les mêmes données que sur la figure 4.16, mais

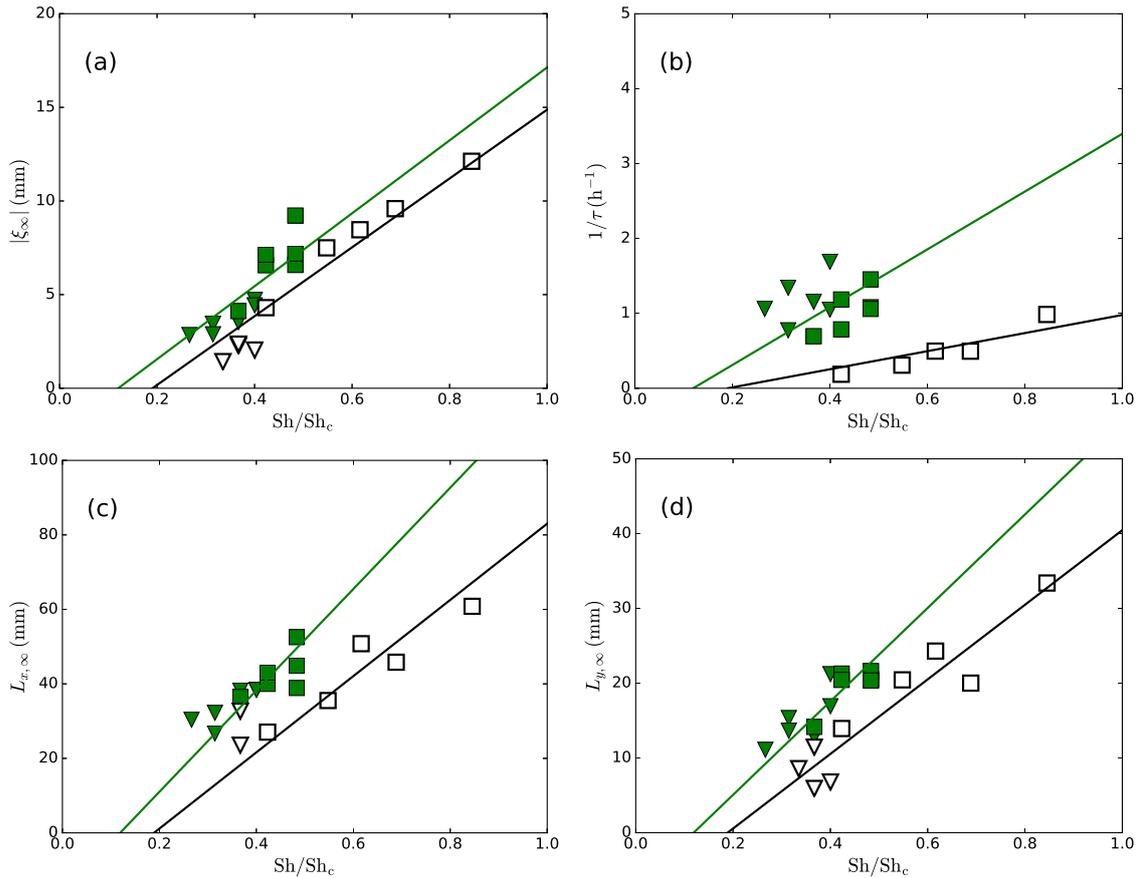


FIGURE 4.16 – Évolution de (a) la profondeur d'affouillement aux temps longs $|\xi_\infty|$, (b) l'inverse du temps caractéristique d'affouillement $1/\tau$, (c) l'extension longitudinale aux temps de longs de la fosse $L_{x,\infty}$ et (d) l'extension transverse aux temps longs $L_{y,\infty}$, en fonction du nombre de Shields réduit Sh/Sh_c . Les mesures au voisinage de deux cylindres de diamètres différents sont rapportées : symboles creux pour $D = 10$ mm, et symboles pleins en vert pour $D = 20$ mm. Ne sont représentées que les valeurs pouvant être mesurées de façon fiable pour l'AOL, avec (\square et \blacksquare) ou sans (∇ et \blacktriangledown) base rigide en pied d'obstacle. Les lignes correspondent aux ajustement affines des données passant par les seuils déterminés à l'œil.

en fonction de l'écart au seuil de l'AOL réduit $\frac{Sh - Sh_{c,D}^{AOL}}{Sh_c}$ et non du nombre de Shields réduit Sh/Sh_c : le résultat est présenté sur la figure 4.17.

En considérant l'écart au seuil d'apparition de l'AOL, normalisé par le seuil d'érosion sans obstacle, on constate que les dimensions des fosses mesurées pour deux diamètres différents se rassemblent sur une même courbe. Cela indique qu'à écart au seuil égal, les fosses d'AOL auront mêmes dimensions avec les deux cylindres. Plus que la vitesse d'approche comparée au seuil d'érosion sans obstacle, c'est l'écart au seuil d'affouillement qui apparaît comme le paramètre pilotant la dimension des fosses. Il ne contrôle en revanche pas la localisation des fosses, celles obtenues avec le grand cylindre étant plus éloignées de l'axe médian du canal.

Ceci est confirmé par l'observation des topographies de la figure 4.18. Celles-ci correspondent à deux expériences d'AOL, menées chacune avec un cylindre différent, mais pour un même écart au seuil d'affouillement réduit $\frac{Sh - Sh_{c,D}^{AOL}}{Sh_c} = 0,36$. On constate que les fosses prises individuellement ont sensiblement les mêmes extensions horizontales. Si l'on considère les motifs dans leur ensemble, on constate qu'ils sont de même longueur. Pour ce qui est de l'extension transverse, l'enveloppe globale du motif est plus large pour $D = 20$ mm. Les deux fosses sont nettement séparées par une dune centrale : le lit est ainsi perturbé sur une largeur totale plus importante que pour $D = 10$ mm.

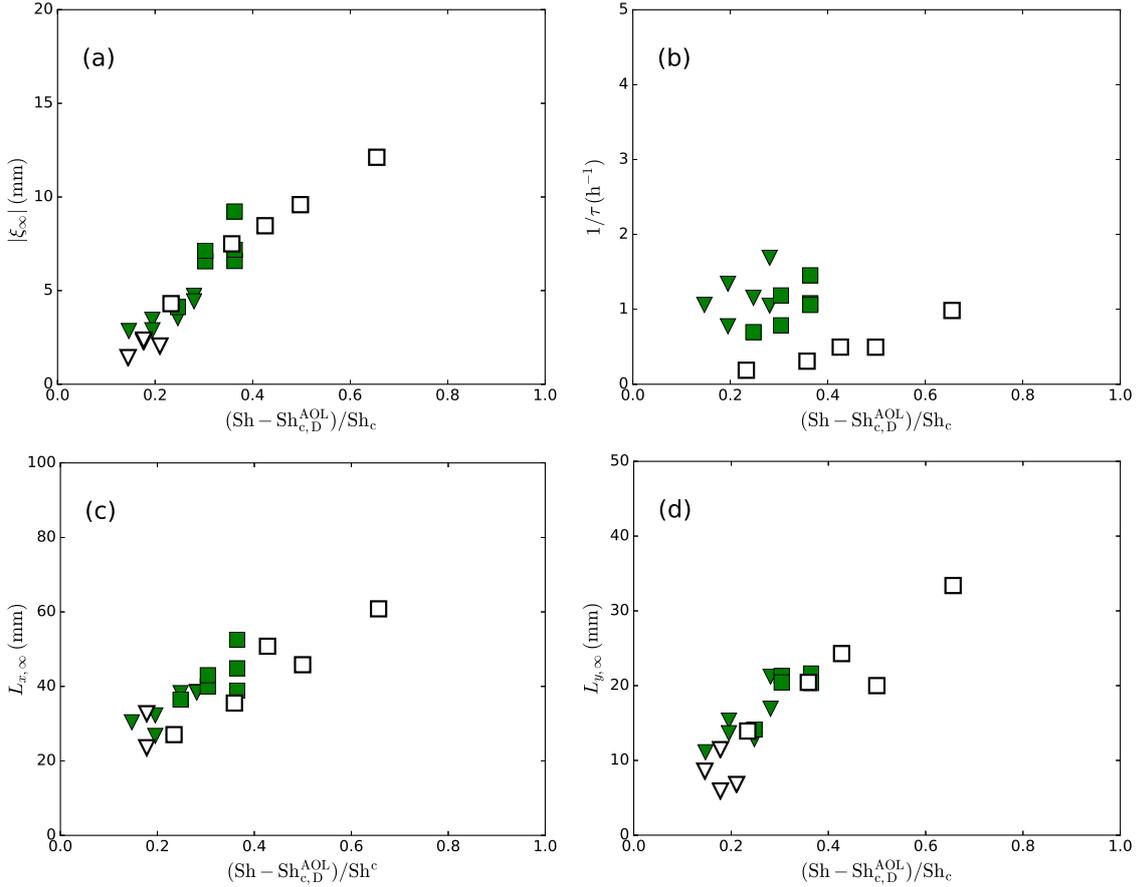


FIGURE 4.17 – Évolution de (a) la profondeur d'affouillement aux temps longs $|\xi_\infty|$, (b) l'inverse du temps caractéristique d'affouillement $1/\tau$, (c) l'extension longitudinale aux temps de longs de la fosse $L_{x,\infty}$ et (d) l'extension transverse aux temps longs $L_{y,\infty}$, en fonction de l'écart au seuil réduit $\frac{Sh - Sh_c^{AOL}}{Sh_c}$. Les mesures au voisinage de deux cylindres de diamètres différents sont rapportées : symboles creux pour $D = 10$ mm, et colorés en vert pour $D = 20$ mm. Ne sont représentées que les valeurs pouvant être mesurées de façon fiable pour l'AOL, avec (\square et \blacksquare) ou sans (∇ et \blacktriangledown) base rigide en pied d'obstacle.

De façon un peu annexe, le recalage des courbes en fonction de l'écart au seuil nous fait remarquer que le comportement au voisinage du seuil de $L_{x,\infty}$ semble moins linéaire que celui de $|\xi_\infty|$ ou de $L_{y,\infty}$. Il se pourrait que $L_{x,\infty}$ tende vers une valeur non nulle au seuil, soit qu'il y subisse une transition très raide. Cela correspond à nos observations juste au-dessus du seuil, pour lesquelles les fosses d'AOL ont une extension longitudinale relativement importante.

Pour ce qui est des temps de formation, on constate que le développement de l'AOL est plus rapide pour le cylindre large que pour le cylindre étroit. Ceci pour un même nombre de Shields réduit Sh/Sh_c (figure 4.17(b)) ou un même écart au seuil d'affouillement réduit $\frac{Sh - Sh_c^{AOL}}{Sh_c}$ ((figure 4.18(b)). Comme nous venons de le voir, à même écart au seuil d'affouillement, les fosses d'AOL ont pour les deux diamètres des dimensions proches, et donc un volume semblable. L'intensité de l'affouillement apparaît donc augmenter avec le diamètre de l'obstacle, c'est-à-dire que le volume de sédiments érodé par unité de temps croît avec D .

Il est intéressant de constater que pour l'AFC, c'est l'évolution inverse qui est attendue : le temps d'affouillement est réputé augmenter avec D , tout comme la profondeur maximale d'affouillement [71, 79, 98]. En raison des contraintes inhérentes à notre dispositif expérimental, il nous a été malheureusement impossible de vérifier la dépendance de τ avec D pour l'AFC.

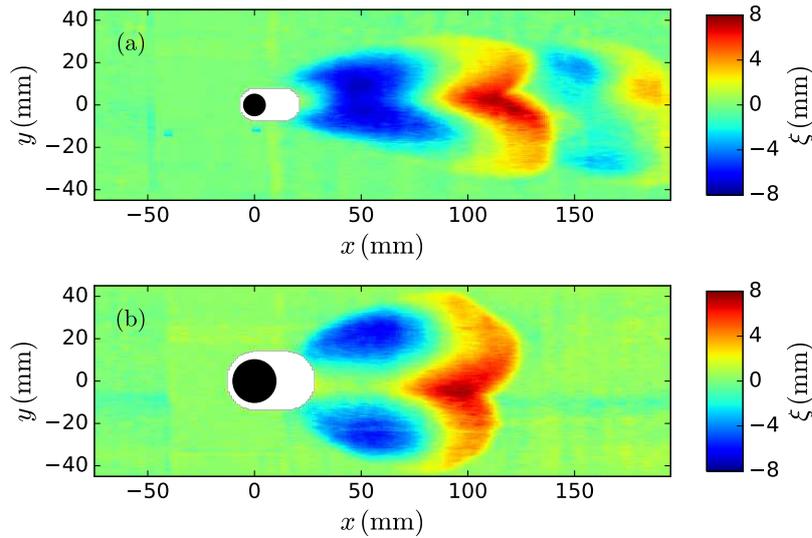


FIGURE 4.18 – Topographies finales d’AOL (à $t \simeq 24$ h) pour un même écart au seuil d’affouillement réduit $\frac{Sh - Sh_{c,D}^{AOL}}{Sh_c} = 0,36$. Deux diamètres différents sont utilisés (a) $D = 10$ mm et (b) $D = 20$ mm. Un même écart au seuil correspond à des conditions d’écoulement différentes : (a) $Sh/Sh_c = 0,55$, $Re_D \simeq 1300$; (b) $Sh/Sh_c = 0,48$, $Re_D \simeq 2400$.

4.5.5 Diamètre de l’obstacle : quelles influences ?

La longueur des expériences et les contraintes géométriques dues au canal nous ont conduit à limiter notre étude topographique à deux diamètres de cylindre différents. Nous avons ainsi fait varier le paramètre D d’un facteur 2. Son influence n’a donc pu être testée que de façon limitée, uniquement sur l’AOL et non sur l’AFC.

Bien qu’il ne nous soit pas possible de quantifier les dépendances de l’AOL avec D , notamment si elles sont faibles, la comparaison des motifs obtenus pour les deux cylindres nous apporte tout de même plusieurs informations.

Le diamètre du cylindre joue un rôle direct sur la position transverse des fosses : plus D est grand, plus les fosses sont écartées de l’axe médian. Nous l’avons également observé lors de nos expériences de recherche visuelles de seuil : pour les cylindres de diamètres 30 et 40 mm, la séparation des fosses est encore plus grande, tandis que pour $D = 5$ mm, le motif d’AOL est constitué d’une seule fosse juste en aval du cylindre.

Le diamètre de l’obstacle influence également la vitesse critique d’apparition de l’AOL : le seuil d’AOL est d’autant plus bas que le diamètre est grand, comme nous l’avons vu à la section 3.5. Pour une même vitesse d’écoulement, l’écart au seuil d’affouillement diffère donc en fonction de D . D’après nos données, l’écart au seuil semble gouverner les dimensions des fosses. Par ce mécanisme, le diamètre du cylindre a donc une influence indirecte sur les dimensions des fosses.

Tout ceci confirme l’importance et la pertinence de l’étude du seuil d’affouillement et de ses dépendances. Pour une même vitesse d’approche, les variations de l’affouillement avec un certain nombre de paramètres semblent en partie découler de l’effet de ceux-ci sur l’écart au seuil.

La compréhension exacte et exhaustive des paramètres déterminant les dimensions des fosses d’AOL nécessiterait des études plus poussées, hors du champ des travaux présentés ici. L’influence directe de D semblant somme toute assez faible, il serait intéressant de le faire varier sur une gamme plus large. Quelques essais rapides pour différentes hauteurs H de l’obstacle indiquent que celle-ci n’exerce une influence nette sur l’allure du motif que lorsque le rapport d’aspect devient faible ($H/D \simeq 1$). L’effet des grains, notamment de leur densité

ρ_g et de leur taille d , mériterait également d'être testé. Cette taille d n'a pas d'influence sur le déclenchement de l'AOL, dans une certaine gamme en tout cas (section 3.5). Cependant une variation de la vitesse de sédimentation des grains (par le biais de d ou ρ_g) peut modifier la distance qu'ils parcourent après qu'ils ont été mis en suspension par l'écoulement. Ceci est donc susceptible d'avoir une influence sur les dimensions du motif d'AOL.

4.6 Synthèse

Ce chapitre a été consacré à la présentation et l'exploitation des résultats des expériences de suivi topographique de l'érosion.

- La technique de relevé topographique utilisée ici permet de définir plusieurs grandeurs caractéristiques des fosses d'érosion et d'en assurer le suivi temporel au cours du processus d'affouillement.
- AOL et AFC semblent proches d'un équilibre au bout de 24 h. Il est ainsi possible de définir les dimensions des fosses aux temps longs, ainsi qu'un temps caractéristique d'évolution τ .
- Dimensions aux temps longs et temps caractéristique d'évolution sont mesurés pour différents paramètres d'érosion réduits Sh/Sh_c . Ceci permet de confirmer les seuils de l'AOL et de l'AFC déterminés visuellement.
- La comparaison des temps de formation des motifs d'AOL et d'AFC éclaire la compétition existant entre les deux motifs. La difficulté d'observer l'AOL seul s'explique par le fait qu'il est le plus souvent perturbé dans sa formation par le développement plus rapide de l'AFC en amont.
- L'utilisation d'un sabot rigide au pied de l'obstacle permet d'obtenir de l'AOL dans des conditions où l'AFC domine normalement. À noter qu'alors la déformation en aval de l'obstacle due à l'AOL seul peut être plus importante que si les deux motifs coexistent. Cela illustre la complexité du phénomène d'affouillement, qui résulte d'une rétroaction entre écoulement et lit granulaire.
- La position latérale des fosses d'AOL est directement contrôlée par le diamètre D de l'obstacle. Les dimensions des fosses semblent en revanche faiblement en dépendre. Pour une même vitesse d'écoulement les variations observées en changeant de cylindre résultent de la différence d'écart au seuil. Ceci confirme l'importance de l'étude du seuil d'affouillement et de ses variations.

Chapitre 5

Écoulement et seuils d'érosion

Sommaire

5.1	Écoulement sans obstacle	105
5.1.1	Champ de vitesse moyen	105
5.1.2	Contrainte pariétale et vitesse de frottement	107
5.1.3	Loi du mur logarithmique	107
5.1.4	Mesure des contraintes de Reynolds	109
5.1.5	Relation entre u_* et U	110
5.1.6	Énergie cinétique turbulente	111
5.2	Survitesse moyenne autour d'un cylindre	114
5.2.1	Théorie d'écoulement potentiel simple	114
5.2.2	Effet de confinement dû aux parois latérales	116
5.2.3	Mesure de la survitesse moyenne	117
5.3	Tourbillon en fer à cheval	119
5.3.1	Une structure complexe	119
5.3.2	Visualisations du TFC	119
5.3.3	TKE du TFC et seuil de l'AFC	120
5.3.4	Les fluctuations pilotent l'érosion	122
5.4	Écoulement aval et affouillement en oreilles de lapin	123
5.4.1	Mesures de PIV verticales et horizontales	123
5.4.2	Champ de TKE en aval d'un cylindre	125
5.4.3	TKE de sillage et seuil de l'AOL	126
5.4.4	Cartographies de l'écoulement et de l'affouillement	130
5.5	Synthèse	133

Les observations directes et le suivi topographique du lit nous ont montré les divers motifs d'érosion pouvant se développer au voisinage d'un obstacle. Leur forme, dynamique de formation et seuils d'apparition ont été mesurés. L'objet de ce chapitre est de relier ces mesures et observations de l'érosion aux structures de l'écoulement. Nous cherchons notamment à comprendre comment la perturbation de l'écoulement liée à l'obstacle influence les seuils d'érosion.

Nous commencerons par caractériser l'écoulement en l'absence d'obstacle. Puis nous nous intéresserons au seuil d'apparition de l'AFC, en considérant d'abord la contraction des lignes de courant au voisinage d'un cylindre. Nous compléterons ensuite cette approche par l'examen de l'action érosive du tourbillon en fer à cheval en pied d'obstacle. Pour finir, nous étudierons l'écoulement en aval de l'obstacle, où les structures tourbillonnaires donnent naissance à l'AOL.

Ce chapitre s'appuie en majeure partie sur des mesures de vélocimétrie par images de particules (PIV) menées avec un fond de canal rigide, sur lequel ont été collés des grains. L'écoulement correspond donc à celui au-dessus d'un lit granulaire non érodé. Les obstacles utilisés sont exclusivement de forme circulaire et de hauteur $H = 90$ mm, correspondant à ceux utilisés principalement pour les expériences d'érosion. Le principe des mesures de PIV et le protocole expérimental ont été présentés au chapitre 2.

5.1 Écoulement sans obstacle

5.1.1 Champ de vitesse moyen

Pour comprendre l'effet de la présence d'un cylindre sur l'écoulement, il est avant tout nécessaire de connaître celui-ci en l'absence d'obstacle. Dans ce but, nous réalisons des expériences de PIV verticale (longitudinale), dans le plan (x,z) médian de l'écoulement. La figure 5.1 présente le profil vertical de vitesse longitudinale $\langle u \rangle(z)$ dans ce plan, moyenné temporellement sur 2000 champs et spatialement selon x .

La forme du profil moyen de vitesse est atypique, éloignée du profil « bouchon » attendu pour un écoulement turbulent [39, 89, 112]. Ici, l'écoulement n'est pas homogène dans sa zone centrale : on distingue assez nettement une zone de sous-vitesse. On remarque néanmoins que la vitesse tend bien à s'annuler aux parois situées en $z = 0$ (fond rigide), et en $z = 0,16$ m (plafond de verre à la surface de l'écoulement).

L'inhomogénéité verticale du profil de vitesse peut s'expliquer par plusieurs facteurs. Tout d'abord, l'alternance de surfaces libres et de surfaces affleurées par des plafonds peut venir perturber la partie haute de l'écoulement. Il faut également se rappeler que l'écoulement est généré à l'aide d'une roue à aubes : la mise en mouvement de l'eau ne se fait pas de façon homogène sur toute la hauteur d'eau, et s'accompagne d'une importante production de turbulence à grande échelle. Ces inhomogénéités sont en outre renforcées par la géométrie du canal : la présence de virages à assez forte courbure, combinée au rapport d'aspect de l'écoulement $h/W = 1,6$, provoque l'apparition de recirculations secondaires [39]. L'écoulement n'est ainsi pas non plus homogène sur la largeur du canal, même après compensation partielle par le nid d'abeilles en entrée de section d'essai. Ceci peut se voir sur la figure 5.2, qui représente le profil transversal de vitesse longitudinale dans un plan d'altitude $z = 5$ mm, parallèle au

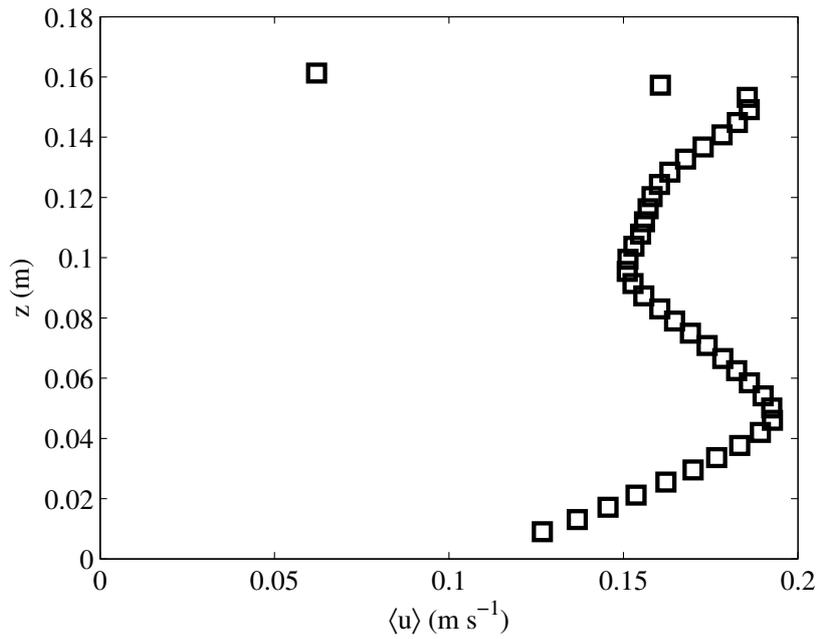


FIGURE 5.1 – Profil vertical moyen de vitesse longitudinale $\langle u \rangle(z)$, dans le plan médian de l'écoulement. Toute la hauteur de l'écoulement est ici considérée. La vitesse de la roue à aubes Ω est imposée à $18,3 \text{ tr min}^{-1}$, soit $1,92 \text{ rad s}^{-1}$. La moyenne de ce profil correspond à une vitesse d'approche $U = 0,16 \text{ m s}^{-1}$.

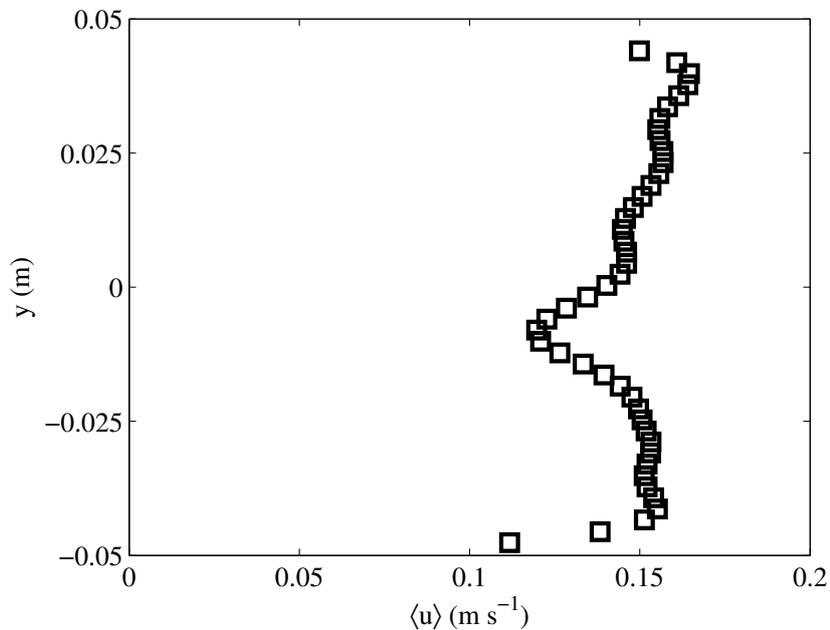


FIGURE 5.2 – Profil horizontal moyen de vitesse longitudinale $\langle u \rangle(z)$, dans le plan $z = 5 \text{ mm}$ parallèle au fond. Toute la largeur de l'écoulement est ici considérée. La vitesse de la roue à aubes Ω est imposée à $20,0 \text{ tr min}^{-1}$, soit $2,09 \text{ rad s}^{-1}$. La moyenne de ce profil correspond à une vitesse d'approche $U = 0,17 \text{ m s}^{-1}$.

fond. Ces quelques défauts, contreparties des avantages qu'offre le dispositif expérimental, ne sont cependant pas rédhibitoires comme nous le verrons par la suite.

Pour décrire le comportement de l'écoulement à l'échelle du canal, on utilise la vitesse d'approche U . Celle-ci est la moyenne (temporelle et spatiale) de la vitesse longitudinale de l'écoulement dans son plan médian vertical. Dans notre gamme d'études, il existe une relation de calibration affine entre U et la vitesse de rotation Ω de la roue à aubes, qui est le paramètre directement contrôlé expérimentalement. Cette relation de calibration a été présentée au chapitre 2, à la figure 2.6 page 45.

5.1.2 Contrainte pariétale et vitesse de frottement

La vision globale de l'écoulement donnée par la vitesse d'approche U est importante. Mais pour l'étude de l'érosion, il est essentiel d'analyser plus en détail l'écoulement au voisinage du lit, c'est-à-dire aux faibles valeurs de z . Il faut en effet évaluer la contrainte qu'exerce le fluide sur le lit granulaire. Cette contrainte à la paroi σ_0 peut également s'exprimer en termes de vitesse de frottement u_* (sachant que $\sigma_0 \equiv \rho u_*^2$). Là où U est la vitesse d'écoulement caractéristique à l'échelle du canal, u_* est la vitesse caractéristique à l'échelle des grains.

L'évaluation de la contrainte pariétale est de première importance dans les problématiques d'érosion. De ce fait, de nombreuses méthodes expérimentales ont été développées pour mesurer la contrainte turbulente au niveau du lit, aussi bien pour les expériences de laboratoire que celles de terrain [17, 111]. Chacune de ces techniques possède ses avantages et ses inconvénients, notamment au niveau de la mise en œuvre. Les différentes méthodes donnent des valeurs de contraintes à la paroi qui peuvent être assez différentes, mais qui sont cohérentes et présentent des tendances similaires [10, 47, 88].

Parmi toutes ces méthodes, nous en utilisons deux pour déterminer la relation existant entre u_* et U : celle fondée sur la « loi du mur logarithmique » et celle utilisant le profil de contraintes de Reynolds. Ces deux techniques reposent sur la mesure de grandeurs différentes, mais accessibles à partir des mêmes champs de vitesse. Pour une même expérience de vélocimétrie, on a ainsi deux estimations de u_* , que l'on peut comparer.

5.1.3 Loi du mur logarithmique

L'écoulement dans le plan médian de notre canal peut être considéré comme étant bidimensionnel, turbulent et stationnaire. On s'attend donc à ce que son profil moyen présente une variation logarithmique en fonction de la distance à la paroi pour une certaine gamme d'altitudes z [39, 89, 112]. Cette loi du mur logarithmique stipule que, dans une zone intermédiaire entre la paroi et le cœur de l'écoulement, on a :

$$\langle u \rangle(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right),$$

où κ est la constante de von Kármán et z_0 la longueur de rugosité. Connaissant la valeur de $\kappa \simeq 0,40$, un ajustement affine du profil de vitesse dans cette zone de variation logarithmique permet de déterminer u_* et z_0 [10, 47, 88]. Un tel ajustement nécessite cependant une évaluation précise de l'altitude z , ainsi qu'une bonne résolution de la région de l'écoulement concernée.

Dans ce but, nous changeons la position et l'objectif de la caméra, et réalisons des mesures de PIV verticale en proche paroi, toujours dans le plan médian du canal. Avec un niveau de zoom plus élevé, on a ainsi une meilleure résolution de l'écoulement au voisinage du fond, avec un point tous les 0,8 mm. La figure 5.3(a) présente le profil vertical de vitesse longitudinale $\langle u \rangle(z)$ à proximité du fond, en échelle semi-logarithmique, moyenné sur 4000 champs.

La figure 5.3(a) fait clairement apparaître une zone de variation affine de $\langle u \rangle$ avec $\ln(z)$, vérifiant la loi du mur. En ajustant par une droite le profil dans cette zone, on évalue la

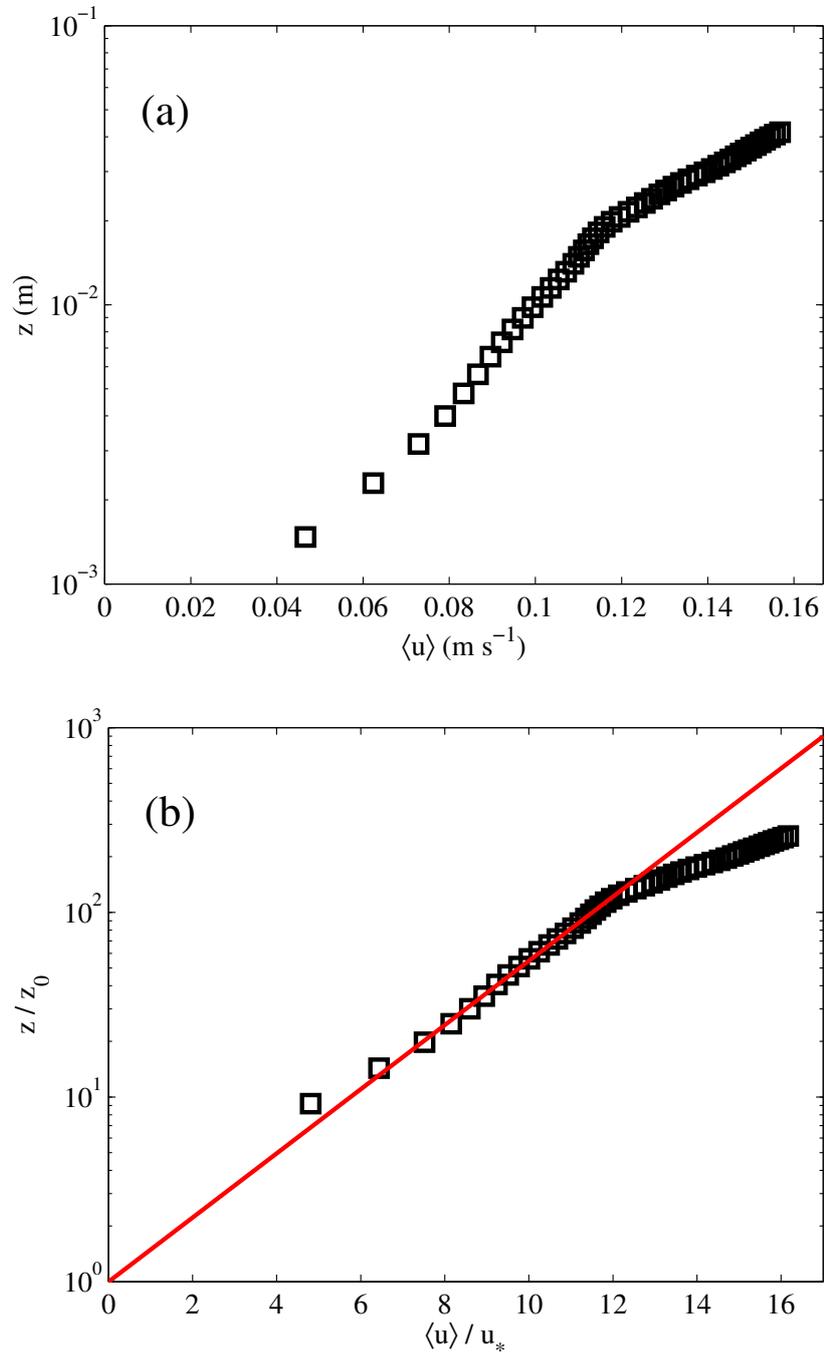


FIGURE 5.3 – Profil vertical moyen de vitesse longitudinale $\langle u \rangle(z)$, dans le plan médian de l'écoulement, au voisinage du fond du canal ($z < 42 \text{ mm}$). (\square) Mesures de PIV pour $U = 0,16 \text{ m s}^{-1}$. (a) Tracé dimensionné en échelle semi-logarithmique. (b) Tracé adimensionné en échelle semi-logarithmique et (—) ajustement par la loi du mur avec $u_* = 9,7 \text{ mm s}^{-1}$ et $z_0 = 0,16 \text{ mm}$.

vitesse de frottement $u_* = 9,7 \text{ mm s}^{-1}$ et la longueur de rugosité $z_0 = 0,16 \text{ mm}$. L'épaisseur de la sous-couche visqueuse $\delta_\nu = \nu/u_*$ est donc de l'ordre de $0,1 \text{ mm}$: elle n'est ainsi pas résolue par nos mesures de vitesse.

Le même profil de vitesse, mais adimensionné à l'aide des grandeurs issues de l'ajustement, est représenté sur la figure 5.3(b), avec la droite d'ajustement tracée sur une gamme étendue.

5.1.4 Mesure des contraintes de Reynolds

En complément de la technique d'ajustement de la loi du mur, nous utilisons la méthode des contraintes de Reynolds. Celle-ci repose sur le fait que le profil moyen de contrainte totale dans l'écoulement varie de façon affine avec l'altitude z (voir figure 1.2, p. 11). Théoriquement, pour un écoulement établi en canal à surface libre, la contrainte est maximale au fond, et s'annule à la surface. Pour un écoulement établi en conduite, la contrainte s'annule au centre de l'écoulement (et est symétrique par rapport à celui-ci).

La contribution des contraintes visqueuses n'est dominante que dans la sous-couche visqueuse d'épaisseur δ_ν près de la paroi. Si cela rend leur mesure directe délicate, cela permet de les négliger dans une grande partie de l'écoulement. Suffisamment loin de la paroi, les contraintes dans l'écoulement se résument donc aux termes turbulents, dits contraintes de Reynolds. En pratique, seul le terme $\sigma_{xz} = -\rho\langle u'w' \rangle$ a ici une contribution, étant donnée la géométrie de l'écoulement.

Loin du fond, le profil de contrainte turbulente $\sigma_{xz}(z)$ coïncide donc avec le profil rectiligne de contrainte totale. En extrapolant à $z = 0$ cette partie rectiligne du profil $\sigma_{xz}(z)$, on obtient la valeur de la contrainte à la paroi [77, 89].

L'intérêt de la méthode est qu'elle ne nécessite pas de mesure en proche paroi, le profil $\rho\langle u'w' \rangle(z)$ pouvant s'évaluer sur une grande partie de la hauteur de l'écoulement. De plus, cette technique est moins sensible à la précision dans la détermination de l'altitude que celle reposant sur la loi du mur. Elle est pour ces raisons assez répandue. Mais la mesure de $\rho\langle u'w' \rangle(z)$ s'avère généralement plus sensible que celle de $\langle u \rangle$ [10].

Dans notre canal, le profil de contrainte turbulente dans la partie haute de l'écoulement est, tout comme le profil de vitesse, atypique. Le profil de contrainte de Reynolds est cepen-

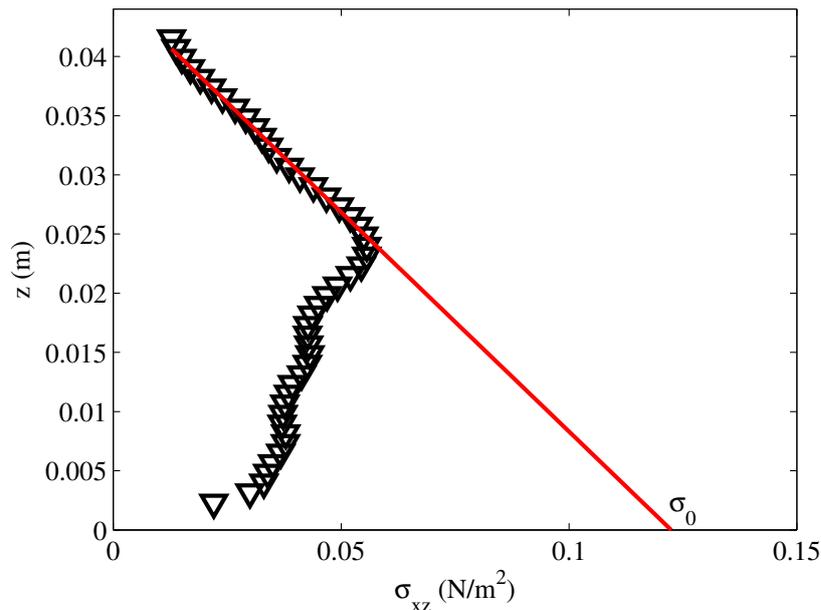


FIGURE 5.4 – Profil de la contrainte de Reynolds dans le plan médian de l'écoulement $\sigma_{xz}(z) = -\rho\langle u'w' \rangle(z)$. (▽) Mesures pour $U = 0,16 \text{ m s}^{-1}$ et (—) extrapolation affine de la contrainte à la paroi $\sigma_0 = 0,12 \text{ N m}^{-2}$. Les mesures sont issues des mêmes champs de PIV que pour la figure 5.3.

dant rectiligne pour une certaine gamme d'altitudes, sous laquelle il se raccorde à 0. Nous ajustons donc cette seule région de variation affine, conformément à l'usage d'autres auteurs [10, 17, 77]. L'extrapolation à $z = 0$ de cette partie rectiligne du profil $\sigma_{xz}(z)$, nous permet d'estimer la contrainte pariétale $\sigma_0 = 0,12 \text{ N m}^{-2}$, et donc $u_* = 11 \text{ mm s}^{-1}$, comme on peut le voir sur la figure 5.4.

Les deux méthodes d'évaluation de la contrainte pariétale appliquées aux mesures issues des mêmes champs de PIV présentées en exemple sur les figures 5.3 et 5.4 donnent des résultats proches : $u_* = 9,7 \text{ mm s}^{-1}$ et $u_* = 11 \text{ mm s}^{-1}$ respectivement.

5.1.5 Relation entre u_* et U

L'ensemble de nos données PIV en proche paroi est ainsi traité à l'aide des deux techniques précédemment décrites. On obtient donc pour chaque expérience deux estimations de la vitesse de frottement u_* . En réalisant ces mesures pour différentes vitesses de rotation de la roue à aubes, on détermine la relation existant entre U et u_* . Celle-ci est représentée sur la figure 5.5.

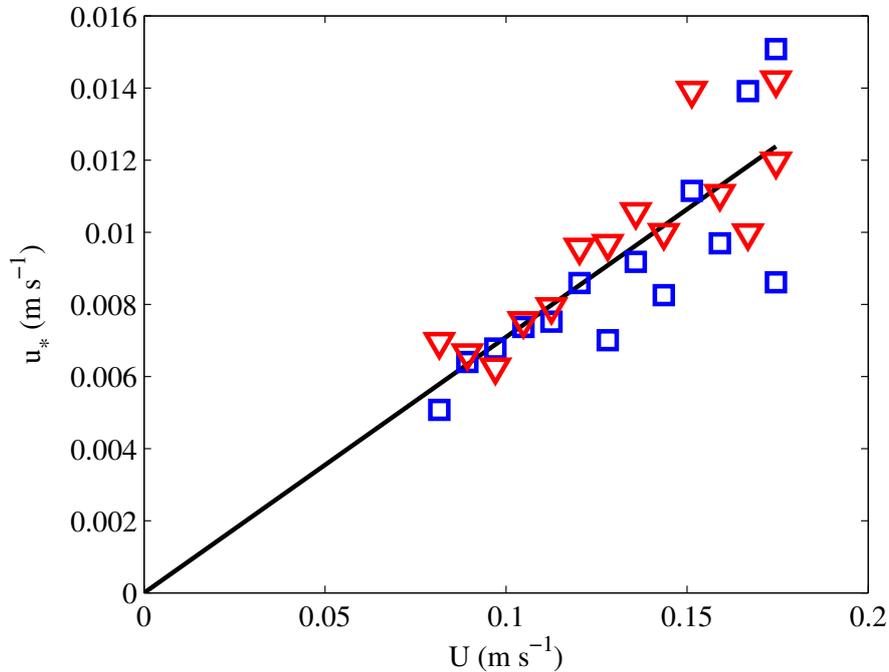


FIGURE 5.5 – Vitesse de frottement u_* en fonction de la vitesse d'approche U . Mesures issues de l'ajustement par la loi du mur logarithmique de la vitesse (\square), et mesures par extrapolation de la contrainte turbulente (∇). (—) Ajustement linéaire $u_* \simeq \frac{U}{14}$ obtenu sur l'ensemble des données (\square, ∇).

On constate que les deux méthodes donnent des valeurs de u_* proches et cohérentes, en accord avec les résultats d'autres auteurs [10, 47, 88, 111]. La vitesse de frottement estimée par la loi du mur est légèrement plus faible que celle issue des mesures de contrainte de Reynolds. La différence entre les deux méthodes semble toutefois inférieure au bruit de mesure. L'ajustement de la relation entre u_* et U se fait donc sur l'ensemble des points de mesure. Dans notre domaine d'étude, la vitesse de frottement apparaît proportionnelle à la vitesse d'approche, suivant la relation :

$$u_* \simeq \frac{U}{14}.$$

En fin de compte, le contrôle de la rotation de la roue à aubes nous permet d'imposer de façon équivalente U et u_* . La dépendance linéaire de u_* en U signifie que la contrainte pariétale σ_0 est proportionnelle à U^2 . Ce comportement est attendu étant donnée la nature

turbulente des écoulements étudiés. L'utilisation d'un nombre de Shields inertiel est donc justifiée dans nos travaux. La relation de proportionnalité entre U et u_* justifie aussi l'utilisation de grandeurs globales, plutôt que locales, dans l'expression des seuils d'érosion.

Dans nos expériences, le nombre de Reynolds de cisaillement $Re_* = \frac{u_* d}{\nu}$ prend des valeurs de l'ordre de 3. Nous sommes donc *a priori* dans un régime d'écoulement turbulent lisse [78, 89]. Dans ce régime, la longueur de rugosité est théoriquement $z_0 = \frac{\nu}{9u_*}$ [112], ce qui donnerait dans nos expériences des valeurs typiques de z_0 de l'ordre de 0,01 mm. Or, nos ajustements de la loi du mur produisent des valeurs de z_0 sans dépendance claire en u_* , et plutôt de l'ordre de $z_0 \simeq (0,3 \pm 0,1)$ mm. Cet écart entre les valeurs théoriques et celles mesurées est à mettre en regard avec la résolution de nos profils de vitesse, d'un point tous les 0,8 mm. Il faut aussi remarquer que l'on travaille à nombres de Reynolds modérés ($Re_W \simeq 10^4$), ce qui, combiné à la forme atypique de l'écoulement, rend étroite la gamme d'altitudes dans laquelle la loi du mur est ajustable.

On note toutefois que nos valeurs de z_0 sont proches de celles mesurées par d'autres équipes sur le terrain pour des lits de sable [103], ou en laboratoire sur un fond en acrylique lisse [111]. Notre écoulement semble ainsi davantage se trouver dans le régime transitoire que dans celui de turbulence lisse. Nous n'utiliserons cependant pas z_0 dans la suite de nos travaux, et les incertitudes pesant sur sa détermination ne semblent pas peser sur celle de la vitesse de frottement u_* .

5.1.6 Énergie cinétique turbulente

Les deux techniques que nous venons d'employer pour déterminer la contrainte pariétale donnent des résultats proches et cohérents, confirmant que σ_0 est proportionnelle à U^2 .

Une autre méthode assez populaire pour déterminer la contrainte à la paroi est d'utiliser l'énergie cinétique turbulente (TKE), qui est l'énergie cinétique moyenne (par unité de volume) associée aux fluctuations de vitesse :

$$\text{TKE} = \frac{1}{2} \rho (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle).$$

Une façon indirecte de mesurer la contrainte turbulente

La TKE est une mesure de l'intensité de la turbulence et correspond à une évaluation de la contrainte turbulente « moyenne » ou « globale ».

Dans le cas d'un écoulement de paroi comme le nôtre, il y a proportionnalité entre TKE et le terme de contrainte turbulente $\sigma_{xz} = -\rho \langle u'w' \rangle$. On a ainsi $\sigma_{xz} = C_1 \text{TKE}$, avec $C_1 \simeq 0,19$ une constante de proportionnalité dont la valeur semble la même pour toute une gamme d'écoulements, sur fond rigide ou érodable : des souffleries [18], aux expériences de terrain [88, 102, 103], en passant par les canaux hydrauliques de laboratoire [10, 47, 111]. Pour des écoulements turbulents à deux dimensions de sillage ou de jet, des relations analogues $\sigma_{xy} = \rho \langle u'v' \rangle = C_1 \text{TKE}$ ont également été constatées [41].

De ce fait, l'extrapolation à $z = 0$ du profil vertical de TKE permet d'estimer la valeur de la contrainte pariétale. L'approche est analogue à celle utilisée en mesurant directement les contraintes de Reynolds. Mais elle présente l'avantage d'être moins délicate à mettre en œuvre, en particulier sur le terrain. Notamment car la TKE, qui prend en compte les trois composantes de vitesse, est une grandeur robuste à mesurer pour des écoulements tridimensionnels [17].

De fait, les deux techniques exposées et employées précédemment sont fort sensibles à la non-bidimensionnalité de l'écoulement. En effet, la loi du mur n'est valable que pour un écoulement stationnaire à deux dimensions. Quant à la mesure directe de la contrainte de Reynolds, elle nécessite de considérer le terme $\sigma_{yz} = -\rho \langle v'w' \rangle$ pour évaluer la contrainte

turbulente totale. Qui plus est, l'évaluation de ces contraintes turbulentes s'avère sensible à d'éventuels défauts d'alignement du matériel de mesure [10, 17].

La mesure de la TKE reste bien entendu soumise à incertitude, et n'est pas toujours facile expérimentalement. De ce fait, plutôt que d'extraire la TKE pariétale par extrapolation du profil mesuré sur la hauteur de l'écoulement, certains préfèrent effectuer une unique mesure à proximité de la paroi. À noter que les auteurs en question utilisent alors une approche analogue avec les contraintes de Reynolds [47, 102, 111].

Utilisation dans les présents travaux

La technique PIV que nous utilisons permet de mesurer les deux composantes de la vitesse contenues dans le plan de visualisation. Une même expérience ne peut donc fournir simultanément les trois composantes nécessaires au calcul de la TKE totale. Nous pouvons toutefois évaluer une TKE partielle, à partir des deux composantes à notre disposition.

Ainsi, pour les mesures de PIV verticales présentées ici, on évalue ce que l'on note :

$$\text{TKE}_{u,w} = \frac{1}{2}\rho(\langle u'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle).$$

Pour les mesures de PIV horizontales que nous présenterons plus tard, on peut évaluer :

$$\text{TKE}_{u,v} = \frac{1}{2}\rho(\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle).$$

Nous faisons l'hypothèse que ces TKE partielles sont elles aussi proportionnelles à la contrainte turbulente globale. Cela revient à supposer que la composante inconnue est proportionnelle aux deux qui sont mesurées. Nous ne faisons en revanche aucune hypothèse sur les poids relatifs des différentes composantes, et donc sur la constante de proportionnalité entre les TKE partielles et la contrainte turbulente globale.

L'intérêt de ces quantités $\text{TKE}_{u,w}$ et $\text{TKE}_{u,v}$ est de pouvoir faire des comparaisons pertinentes entre les écoulements avec ou sans obstacle. L'écoulement au voisinage d'un obstacle

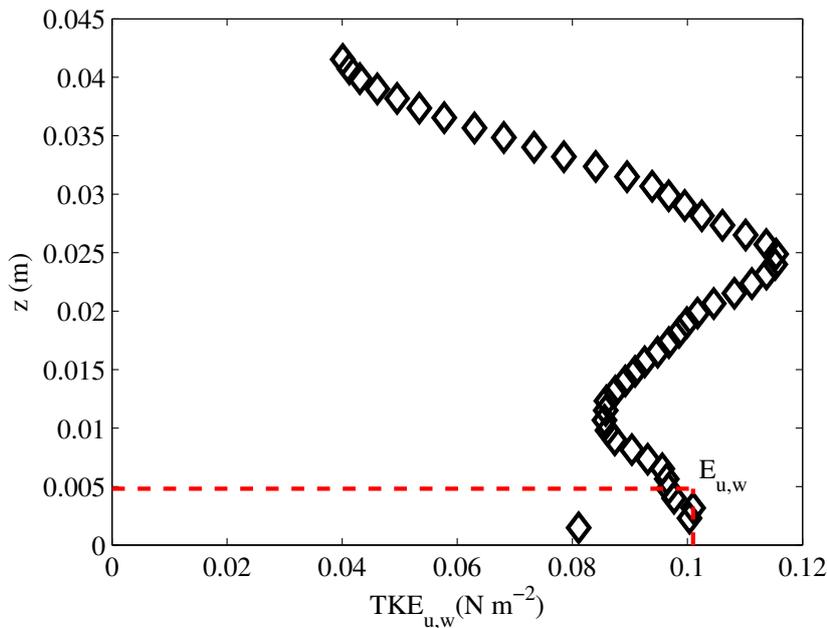


FIGURE 5.6 – Profil d'énergie cinétique turbulente verticale $\text{TKE}_{u,w}(z) = \frac{1}{2}\rho(\langle u'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle)(z)$ dans le plan médian de l'écoulement en proche paroi ($z < 42$ mm). (\diamond) Mesures issues des mêmes champs de PIV que pour la figure 5.3, avec une vitesse d'approche $U = 0,16$ m s^{-1} . On extrait $E_{u,w}$, qui est le maximum de ce profil sous l'altitude $z = 5$ mm. Le maximum est ici $E_{u,w} = 0,10$ N m^{-2} , en $z = 3$ mm.

émergeant du lit est en effet tridimensionnel. La contrainte turbulente totale résulte donc de plusieurs contributions, notamment celles des trois termes $\langle u'v' \rangle$, $\langle u'w' \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$. Or, pour une expérience de PIV donnée, seul un de ces trois termes est accessible.¹ La même expérience de PIV nous donnera en revanche accès à deux des trois termes contribuant à la TKE totale. Il nous apparaît donc plus adapté de comparer des TKE partielles qu'un seul terme de contrainte de Reynolds lorsqu'on passe d'un écoulement sans obstacle bidimensionnel à l'écoulement tridimensionnel au voisinage d'un obstacle.

Nous veillerons cependant à comparer des TKE partielles faisant intervenir les mêmes termes. Autrement dit, nous ne comparerons pas des TKE partielles issues de champs de PIV verticaux avec celles issues de champs horizontaux.

Pour nos expériences de PIV dans le plan médian de l'écoulement, on mesure donc la TKE verticale $\text{TKE}_{u,w}$. Afin de permettre une comparaison pertinente avec l'écoulement en présence d'obstacle que nous présenterons à la section 5.3, nous mesurons en fait le maximum, noté $E_{u,w}$, du profil $\text{TKE}_{u,w}(z)$ pour les 5 mm les plus près de la paroi.² Un exemple de tel profil est donné sur la figure 5.6, qui conduit à $E_{u,w} = 0,10 \text{ N m}^{-2}$.

En procédant de la sorte avec l'ensemble de nos données dans le plan médian du canal sans obstacle, on peut estimer la variation du maximum d'énergie cinétique turbulente au voisinage du fond $E_{u,w}$ avec la vitesse d'approche U . La figure 5.7 représente $E_{u,w}$ en fonction de ρU^2 . Les points expérimentaux s'ajustent bien par une relation linéaire $E_{u,w} = 4,6 \times 10^{-3} \rho U^2$, confirmant que $E_{u,w}$ et la contrainte turbulente ont bien la même dépendance, quadratique, avec la vitesse d'approche. L'évaluation de l'énergie cinétique turbulente nous renseigne donc bien sur les contraintes turbulentes s'exerçant à la paroi.

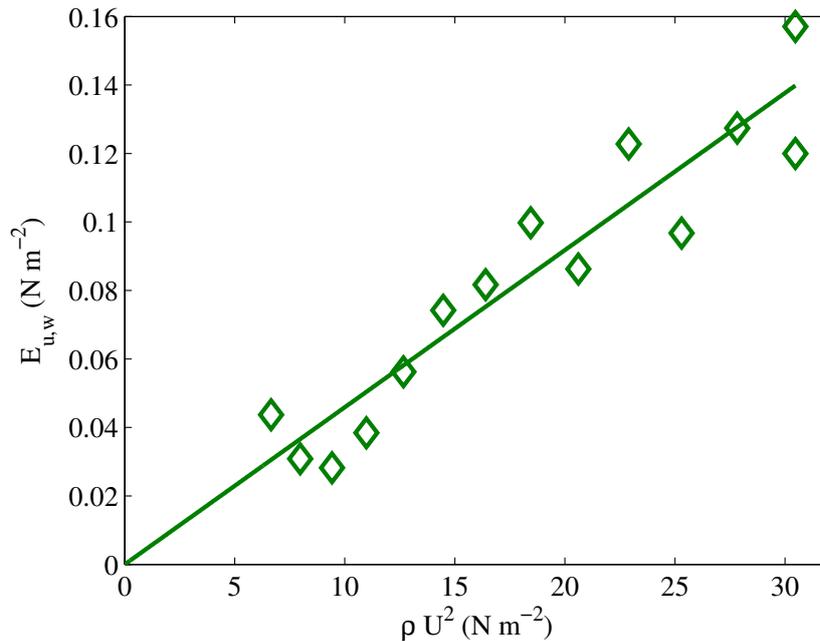


FIGURE 5.7 – Maximum d'énergie cinétique turbulente au voisinage du fond $E_{u,w}$ en fonction de ρU^2 . (\diamond) Mesures de PIV et (—) ajustement par la droite $E_{u,w} = 4,6 \times 10^{-3} \rho U^2$.

1. De plus, l'impossibilité avec notre dispositif d'effectuer des visualisations verticales transversales nous interdit la mesure de $\langle v'w' \rangle$.

2. Cette altitude de 5 mm est aussi celle des plans horizontaux de visualisation PIV.

5.2 Survitesse moyenne autour d'un cylindre

Nous venons de présenter l'écoulement moyen sans obstacle, ainsi que les manières d'évaluer la contrainte exercée par le fluide au niveau du fond. La suite de ce chapitre s'intéresse à la perturbation de l'écoulement de canal en présence d'un obstacle.

Nous commençons dans cette section par étudier la survitesse moyenne provoquée par cet obstacle, du fait de la contraction des lignes de courant. L'impact du cylindre sur les contraintes turbulentes sera l'objet des sections suivantes.

5.2.1 Théorie d'écoulement potentiel simple

L'effet de la contraction des lignes de courant peut s'appréhender avec une approche théorique simple. Intéressons-nous au cas classique de l'écoulement potentiel à deux dimensions autour d'un cylindre. On considère ici un cylindre infiniment long dans un milieu infini, sur lequel arrive un fluide parfait avec une vitesse d'approche U .

L'approche classique pour résoudre ce problème consiste à utiliser le principe de superposition valable pour les écoulements potentiels. L'effet de la présence du cylindre est pris en compte en superposant à l'écoulement uniforme d'approche celui généré par un dipôle source-puits. Ce dipôle est placé au centre du cylindre, et aligné avec l'écoulement d'approche. La condition de non-pénétration de l'écoulement dans le cylindre impose le moment dipolaire [39]. Le principe de la méthode est schématisé sur la figure 5.8, qui rappelle également le système de coordonnées utilisé.

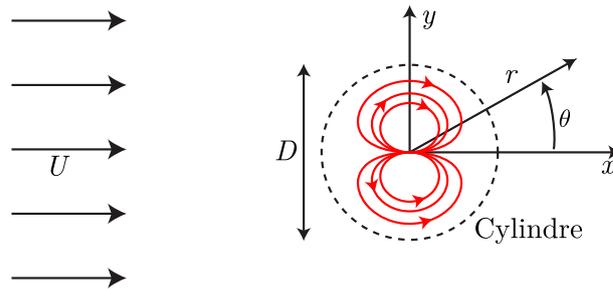


FIGURE 5.8 – Principe du traitement en théorie potentielle de l'écoulement bidimensionnel autour d'un cylindre seul. À l'écoulement d'approche U , on superpose l'écoulement généré par un dipôle placé au centre du cylindre et orienté selon x , schématisé en rouge. L'ajustement du moment dipolaire permet d'imposer une vitesse tangentielle au bord du cylindre.

Cette méthode permet de calculer le champ de vitesse de façon analytique. La démarche et les calculs sont détaillés dans l'annexe A.2 de cette thèse. En coordonnées polaires, le champ de vitesse s'exprime finalement :

$$\begin{cases} u_r = U \cos \theta \left(1 - \frac{D^2}{4r^2} \right), \\ u_\theta = -U \sin \theta \left(1 + \frac{D^2}{4r^2} \right). \end{cases}$$

L'allure des lignes de courant est représentée sur la figure 5.9. La vitesse de l'écoulement prend sa valeur maximale sur les flancs du cylindre, c'est-à-dire en $(r, \theta) = (D/2, \pm \pi/2)$, ou de façon équivalente en $(x, y) = (0, \pm D/2)$. La vitesse y est de $u_{\max} = 2U$, quelle que soit la taille du cylindre.

Pour enclencher le processus d'érosion, il faut que la vitesse d'écoulement locale dépasse la vitesse critique d'érosion U_c . En présence du cylindre, le seuil d'érosion est localement atteint pour une vitesse d'approche $U_c/2$. Le seuil d'affouillement en pied d'obstacle (correspondant

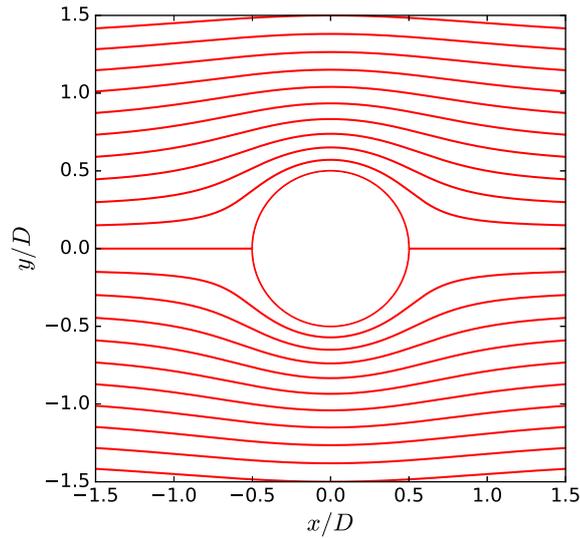


FIGURE 5.9 – Lignes de courant de l'écoulement potentiel à deux dimensions autour d'un cylindre.

à l'AFC) est donc, exprimé en nombre de Shields, $Sh_c^{AFC} = Sh_c/4$. Cette valeur $Sh_c^{AFC}/Sh_c = 0,25$ est indépendante du diamètre de l'obstacle. La figure 5.10 la met en regard avec les seuils que nous avons mesurés pour l'AFC au chapitre 3, à la section 3.5.2.

L'accord avec nos données expérimentales est plutôt bon. On note également que dans leurs travaux, NICOLLET [76] et HANCU [40] trouvaient des valeurs de seuil pour l'affouillement en pied d'obstacle également de l'ordre de $0,5 U_c$. Cela est remarquable étant donné le caractère très frustré du modèle employé. En effet, l'approche simple développée ici revient à négliger la viscosité ainsi que la présence des parois latérales et du fond, qui sont pourtant des aspects essentiels de l'écoulement réel. Mais modéliser un écoulement tridimensionnel avec des couches limites dont la jonction génère le tourbillon en fer à cheval est une tâche nettement plus complexe.

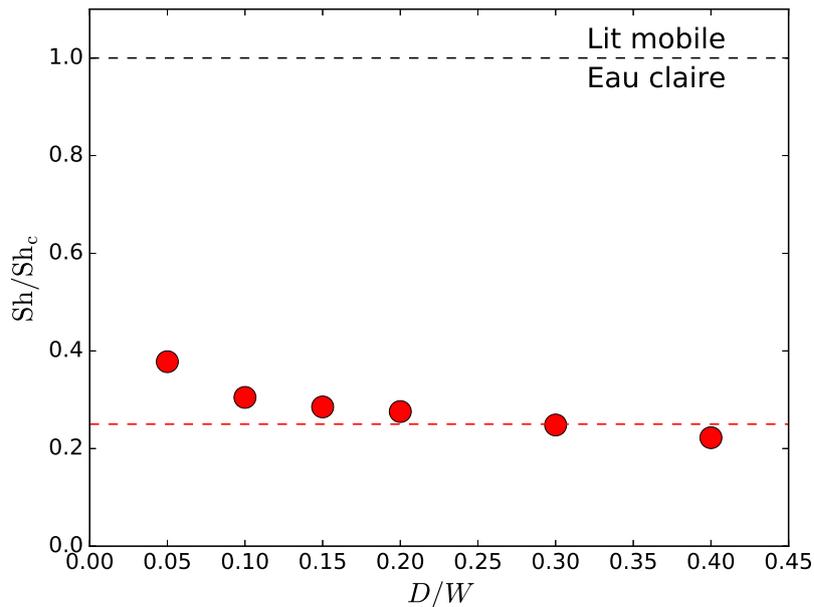


FIGURE 5.10 – Seuils d'apparition de l'AFC (●) en fonction du diamètre D de l'obstacle, et comparaison avec la valeur de seuil $Sh_c^{AFC}/Sh_c = 0,25$ (- -) prédite par une théorie d'écoulement potentiel simple.

5.2.2 Effet de confinement dû aux parois latérales

Il est possible d'affiner l'approche précédemment développée en prenant en compte l'effet de confinement dû aux parois latérales. On considère toujours un écoulement potentiel à deux dimensions, mais autour d'un cylindre à mi-distance entre deux parois séparées d'une distance W .

Sans ces parois, la déviation des lignes de courant par un cylindre s'étend à l'infini (voir l'allure des lignes de courant sur la figure 5.9). La condition de non-pénétration des parois latérales va restreindre l'extension transverse de cette perturbation. À l'effet de contraction des lignes de courant va donc s'ajouter celui de blocage dû aux parois. En effet, le débit doit être conservé sur toute la longueur du canal (de largeur W), y compris au passage du cylindre où la section de passage du fluide est plus faible.

Pour prendre en compte la présence des parois latérales, on utilise l'approche développée par LAMB [55]. On considère donc un écoulement uniforme traversant une ligne périodique infinie de dipôles à distance W les uns des autres. L'ajustement du moment des dipôles impose le rapport de blocage D/W .

Le champ de vitesse, dépendant de D/W , peut se calculer de façon analytique, quoiqu'un peu moins aisément que précédemment. Le détail de la démarche et des calculs, ainsi que l'expression des composantes de vitesses, sont précisés en annexe A.3. La figure 5.11 présente les lignes de courant d'un tel écoulement pour un rapport de blocage $D/W = 0,4$, soit le plus grand que nous ayons utilisé expérimentalement. On remarque que les lignes de courant en $y = \pm W/2$ sont bien rectilignes, traduisant la présence des parois latérales.

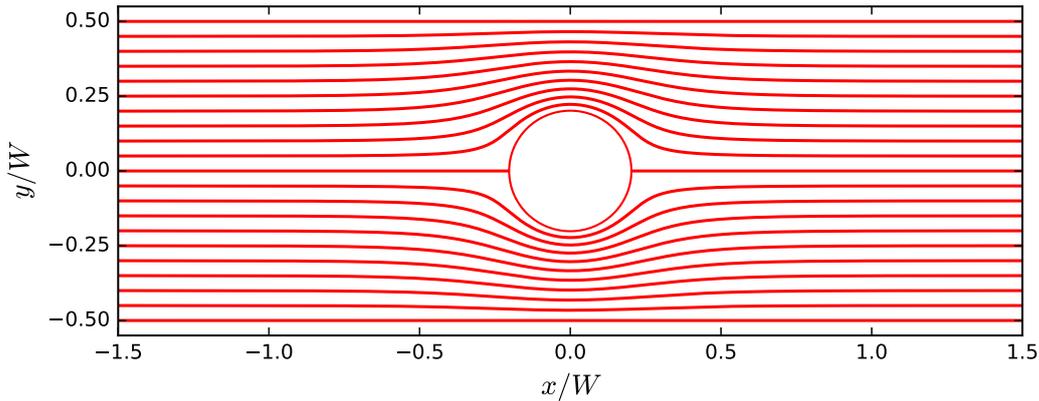


FIGURE 5.11 – Lignes de courant de l'écoulement potentiel autour d'un cylindre confiné entre deux parois en $y = \pm W/2$, calculé d'après la méthode de LAMB [55], pour un rapport de blocage $D/W = 0,4$.

Il faut noter que cette modélisation de l'écoulement produit un certain défaut de circularité du cylindre aux très grands rapports de blocage (annexe A.3.3). Néanmoins, pour $D/W = 0,4$, notre plus grand rapport de blocage, la non-circularité n'est que de 0,7%.

Dans l'écoulement ainsi modélisé, la vitesse maximale u_{\max} est encore atteinte sur les flancs du cylindre en $(x,y) = (0, \pm D/2)$. Elle dépend cependant du rapport de blocage D/W , suivant l'expression :

$$u_{\max} = U \left[1 + \pi \frac{D}{W} \frac{\tan(\pi D/2W)}{1 - \cos(\pi D/W)} \right].$$

À la limite $D/W \rightarrow 0$, on retrouve bien la valeur $u_{\max} = 2U$ du cylindre non confiné. Pour notre plus grand rapport de blocage $D/W = 0,4$, on obtient une survitesse plus élevée $u_{\max} = 2,32U$. La valeur de $\text{Sh}_c^{\text{AFC}}/\text{Sh}_c$ estimée par cette modélisation pour différents D/W est comparée aux valeurs expérimentales sur la figure 5.12.

La décroissance des seuils avec D/W prédite par la modélisation de l'effet de confinement suit une tendance semblable à celle observée expérimentalement pour $D/W \gtrsim 0,10$, avec

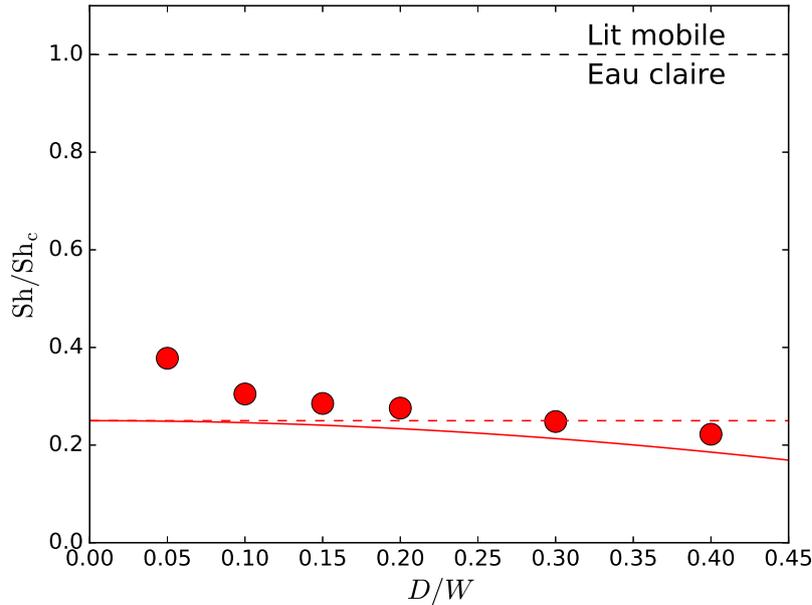


FIGURE 5.12 – (•) Mesures du Shields critique d'apparition de l'AFC en fonction du diamètre D de l'obstacle rapporté à la largeur du canal W . (—) Valeur prédite pour l'écoulement potentiel autour d'un cylindre confiné entre deux parois, avec un rapport de blocage D/W . (- - -) Valeur prédite pour un écoulement potentiel autour d'un cylindre non confiné.

un décalage de l'ordre de $Sh/Sh_c \simeq 0,05$. Ce décalage peut s'expliquer par le fait que notre modèle de fluide parfait, glissant sur les parois, surestime la vitesse au voisinage du cylindre, et donc sous-estime la valeur des seuils. On remarque aussi une différence de comportement entre modèle et valeurs expérimentales lorsque $D/W \rightarrow 0$: cela est notamment dû au fait que notre modèle ne fait nullement intervenir la taille des grains d , alors que l'on s'attend à ce que pour $D/d \rightarrow 0$, le phénomène d'affouillement cesse d'exister et que donc $Sh_c^{AFC}/Sh_c \rightarrow 1$.

Malgré sa simplicité, le modèle présenté ici, prenant uniquement en compte les effets de contraction des lignes de courant et de confinement donne une bonne approximation des valeurs de seuils de l'AFC.

5.2.3 Mesure de la survitesse moyenne

La modélisation précédemment développée semble indiquer que la contraction des lignes de courant joue un rôle important dans la formation de l'AFC. Comparons maintenant la valeur de survitesse prédite pour un écoulement potentiel théorique avec celles mesurées dans notre canal hydraulique.

Nous réalisons pour cela quelques expériences de PIV dans un plan horizontal en présence d'un cylindre. On s'intéresse à l'écoulement sur le flanc du cylindre, dont on extrait le champ de vitesse moyen. Pour nous rapprocher au maximum de l'écoulement modèle à deux dimensions, les mesures se font à mi-hauteur de l'obstacle, c'est-à-dire à une altitude $z = 45$ mm.

Le nombre d'expériences de ce type réalisées est assez restreint, étant données les difficultés à effectuer des prises de vue avec un niveau de zoom satisfaisant. En effet, la zone de survitesse est restreinte spatialement et voisine du cylindre, et nécessite donc des images fortement zommées pour être résolue de façon satisfaisante par PIV. Les prises de vue sont alors très sensibles aux défauts d'alignement et de mise au point.

La figure 5.13 présente un exemple de champ de survitesse moyenne, sur le flanc d'un cylindre de diamètre $D = 20$ mm. La norme de la vitesse moyenne mesurée est divisée par la vitesse d'approche $U = 0,17$ m s⁻¹.

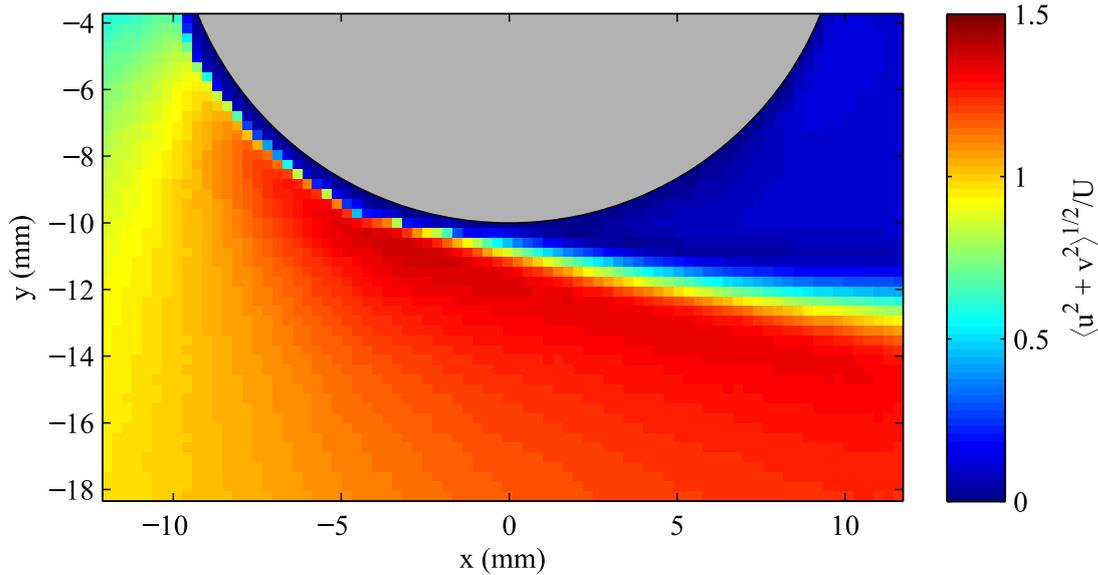


FIGURE 5.13 – Carte de survitesse moyenne mesurée sur le flanc d'un cylindre de diamètre $D = 20$ mm, dont l'emplacement est marqué en gris. Pour limiter l'influence du fond et de la hauteur finie du cylindre, les mesures se font à mi-hauteur de ce dernier, c'est-à-dire à une altitude $z = 45$ mm. L'échelle de couleur indique la norme de la vitesse horizontale, normalisée par la vitesse d'approche $U = 0,17 \text{ m s}^{-1}$.

L'écoulement réel présente deux différences majeures par rapport au modèle potentiel. La première est que l'existence d'une viscosité non nulle impose une condition de non-glissement sur la paroi du cylindre. La deuxième est l'asymétrie amont-aval de l'écoulement réel, avec présence d'une zone de recirculation en aval de l'obstacle, où les vitesses sont faibles. Il faut également noter que le moyennage spatial des vitesses dû à la PIV aboutit à « élargir » le cylindre en sous-estimant les vitesses dans le fluide immédiatement voisin.

Ceci étant, on constate bien la présence d'une zone de faible vitesse juste en amont du cylindre, ainsi que d'une zone de survitesse sur le flanc du cylindre, ici de valeur maximale $1,4U$. Sur les quelques expériences menées pour différentes vitesses d'approche et différents diamètres de cylindre, on mesure des valeurs de survitesse maximale entre $1,2U$ et $1,5U$. Ces valeurs sont plus faibles que celles prédites pour un écoulement potentiel. Cela est attendu, étant donné que le profil de vitesse réel doit s'annuler à la paroi du cylindre.

L'effet de contraction des lignes de courant est donc bien présent dans l'écoulement réel, mais ne peut suffire à lui seul à expliquer la valeur du seuil de l'AFC. Cet effet n'explique pas non plus la localisation du processus d'affouillement. D'après nos observations, celui-ci débute sur la partie amont du flanc du cylindre, correspondant en coordonnées polaires à $\theta \simeq \pm 0,7\pi$, avant de se développer sur tout le pourtour du cylindre. En particulier, même pour de faibles écarts au seuil de l'AFC, on observe un mouvement de grains sur l'amont du cylindre ($\theta \simeq \pm\pi$), alors qu'il s'agit d'une zone de faible vitesse horizontale moyenne.

Il est donc nécessaire de s'intéresser aux aspects tridimensionnels de l'écoulement, et de considérer les contraintes turbulentes dues aux fluctuations de vitesse. En particulier, on peut considérer le rôle du tourbillon en fer à cheval en pied d'obstacle.

5.3 Tourbillon en fer à cheval

5.3.1 Une structure complexe

Comme nous l'avons expliqué dans notre état de l'art au chapitre 1, une structure importante de l'écoulement au voisinage d'un cylindre monté sur une paroi est la présence du tourbillon en fer à cheval (TFC). Ce nom désigne la zone de recirculation complexe se situant au pied de l'obstacle, en amont. Celle-ci est en fait composée d'un ou plusieurs vortex, dont les bras s'enroulent autour du cylindre.

Le TFC est par essence une structure tridimensionnelle, située au voisinage des parois. Son extension spatiale est réduite, de l'ordre de $1D$ horizontalement, et $0,1D$ verticalement [3, 13, 48]. Ceci en rend l'étude particulièrement délicate, aussi bien numériquement [49] qu'expérimentalement [14, 31].

À cette difficulté géométrique s'ajoute la diversité des régimes du TFC. Le nombre de vortex constituant le TFC est variable, ainsi que leur emplacement au cours du temps. S'il existe des régimes où le TFC est stable, il se révèle en général instationnaire, avec un comportement plus ou moins périodique [16, 61].

La complexité du TFC, déjà importante sur fond indéformable, est encore plus grande en situation d'affouillement : le TFC subit alors l'effet de la déformation du lit, à laquelle il contribue de façon importante [32, 113].

Tous ces aspects font que le TFC constitue à lui seul un sujet d'études à part entière. Dans le cadre de nos travaux, nous cherchons à comprendre par une approche simple la contribution du TFC au déclenchement de l'affouillement.

5.3.2 Visualisations du TFC

Dans ce but, nous réalisons des expériences de PIV dans le plan médian vertical de l'écoulement. On peut ainsi visualiser le TFC en coupe, dans son plan de symétrie. Ceci est une approche expérimentale classique dans l'étude du TFC [3, 60].

Nous travaillons sur un fond rigide rugueux, sur lequel est fixé un cylindre vertical. Ces conditions correspondent à un lit granulaire non érodé et non déformable. Le TFC se développe à la jonction entre le fond et le cylindre, zone que nous visualisons avec un niveau de zoom élevé, en raison de la faible taille du TFC. Nous menons des expériences pour différentes vitesses d'écoulement, mais pour des raisons pratiques, seul un diamètre de cylindre ($D = 20$ mm) est utilisé.

Préalablement, nous avons réalisé quelques clichés avec des temps d'exposition élevés (figure 5.14). Le flou de bougé des particules traceuses dont a étéensemencé le fluide nous permet de visualiser les lignes de courant de l'écoulement. On visualise ainsi l'emplacement des vortex constituant le TFC. Celui-ci apparaît bien instationnaire : les structures de l'écoulement évoluent entre les deux photographies de la figure 5.14, prises à $0,5$ s d'intervalle.

Ce caractère instationnaire dépend de la vitesse d'approche U à travers le nombre de Reynolds Re_D , qui est un des paramètres qui contrôle le régime du TFC [60]. Dans la gamme de vitesses que nous explorons, les visualisations indiquent que les vortex du TFC sont stables aux faibles vitesses ($U \simeq 0,05 \text{ m s}^{-1}$), mais se mettent à osciller lorsque l'écoulement d'approche est plus rapide comme dans le cas de la figure 5.14. Ces oscillations sont elles-mêmes dépendantes de la vitesse d'approche.

La complexité du TFC, que l'on constate par observation des lignes de courant, se retrouve bien entendu dans les champs de vitesse obtenus par PIV. La multiplicité des vortex et leur instationnarité rend délicate leur étude quantitative. Notre but est de comprendre l'influence de ces tourbillons sur le lit, et ce pour les différents régimes du TFC. Il faut pour cela estimer l'excès de contrainte sur le fond en présence du TFC. Une approche qui nous semble à la fois simple et pertinente est de considérer l'énergie cinétique turbulente associée au TFC.

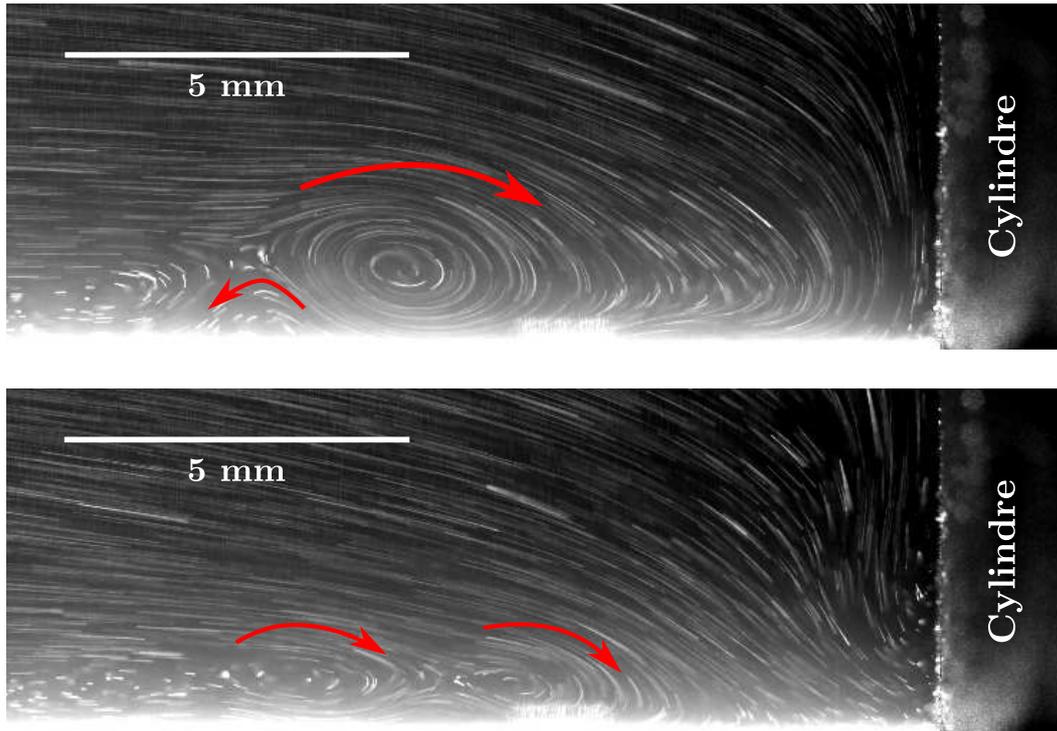


FIGURE 5.14 – Visualisation en coupe des lignes de courant au niveau du TFC, pour une vitesse d'approche $U = 0,13 \text{ m s}^{-1}$ et un cylindre de diamètre $D = 20 \text{ mm}$ ($Re_D \simeq 2600$). Les lignes correspondent aux trajectoires des particules traceuses pendant le temps de la prise de vue, qui est intentionnellement grand. Les deux photographies sont prises à 0,5 s d'intervalle, faisant ressortir le caractère instationnaire du TFC. Les flèches rouges indiquent le sens de rotation des principaux vortex.

5.3.3 TKE du TFC et seuil de l'AFC

Comme nous l'avons exposé précédemment dans ce chapitre, à la section 5.1.6, énergie cinétique et contrainte turbulentes sont proportionnelles. Évaluer la TKE dans la région du TFC nous renseigne donc sur la contrainte que celui-ci exerce sur le lit.

Les visualisations se faisant dans un plan vertical, les mesures de PIV nous donnent accès à la TKE verticale $TKE_{u,w}$. La figure 5.15 représente un exemple de champ de TKE dans la région du TFC, moyenné au cours du temps. La position moyenne des principaux vortex du TFC ressort nettement comme étant une zone de forte TKE. On remarque que cette zone de forte TKE est située à proximité immédiate du fond. L'excès de contrainte généré par

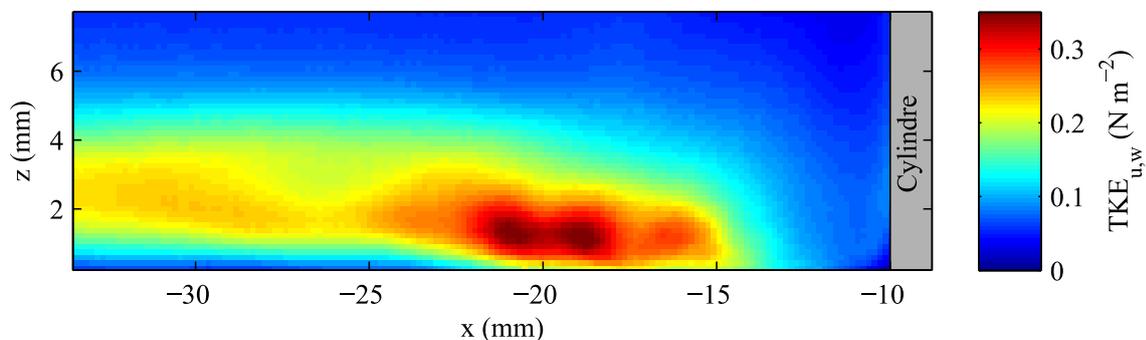


FIGURE 5.15 – Champ d'énergie cinétique turbulente verticale moyenne $\langle TKE_{u,w} \rangle$ dans la région du TFC, dans le plan médian de l'écoulement. La zone grise correspond au cylindre. Les conditions expérimentales sont les mêmes que pour la figure 5.14, à savoir $U = 0,13 \text{ m s}^{-1}$ et $D = 20 \text{ mm}$.

les vortex est donc directement ressenti au niveau des grains, et contribue donc à renforcer localement l'érosion.

Quantifions ce phénomène en comparant les valeurs de $E_{u,w}$ avec et sans obstacle, pour différentes vitesses d'approche U . Pour rappel, $E_{u,w}$ correspond au maximum de TKE $_{u,w}$ sur les 5 mm les plus près du fond. La figure 5.16 représente, en fonction de ρU^2 , les valeurs de $E_{u,w}$ sans obstacle et ses valeurs dans le plan médian du TFC. On constate que pour un même écoulement d'approche, la présence du TFC augmente nettement le maximum de la TKE, qui est environ quatre fois plus forte, et donc la contrainte au voisinage du fond. La mise en mouvement des grains se faisant au-delà d'une certaine valeur de contrainte seuil, l'érosion résultante intervient donc pour une vitesse d'approche plus faible en présence du cylindre que dans l'écoulement libre.

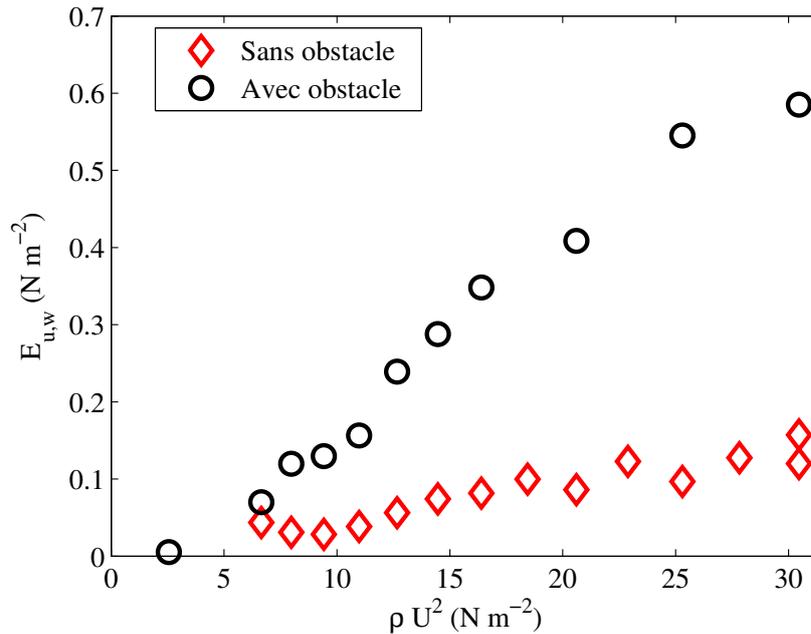


FIGURE 5.16 – Maximum de TKE verticale au voisinage du fond $E_{u,w}$ en fonction de ρU^2 . $E_{u,w}$ est évalué dans un écoulement sans obstacle (◇), et dans le plan médian du TFC (○).

En comparant les valeurs de $E_{u,w}$ en présence du TFC avec celle nécessaire à la mise en mouvement des grains sans obstacle, on peut estimer le seuil de l'affouillement en fer à cheval. Pour cela, renormalisons l'axe des abscisses de la figure 5.16, en retraçant les données en fonction de Sh/Sh_c , où le nombre de Shields global est ici défini pour des grains de type n° 1, et Sh_c correspond à leur seuil de mise en mouvement sans obstacle.³ On obtient alors la figure 5.17.

Il nous paraît raisonnable de supposer que la mise en mouvement des grains se fait pour une même valeur de $E_{u,w}$, que ce soit en présence du TFC ou en l'absence d'obstacle. Cette valeur critique, qui correspond alors à la valeur de $E_{u,w}$ sans obstacle en $Sh/Sh_c = 1$, est indiquée sur la figure 5.17 par une ligne pointillée horizontale. L'intersection de cette ligne pointillée avec la courbe $E_{u,w} = f(Sh/Sh_c)$ du TFC devrait donc se faire en $Sh = Sh_c^{AFC}$.

En approximant localement ladite courbe par une droite, on trouve que la valeur de $E_{u,w}$ critique est atteinte en présence du TFC pour $Sh_c^{AFC}/Sh_c = 0,31 \pm 0,03$. Cette valeur est proche du seuil de l'AFC $Sh_c^{AFC}/Sh_c = 0,28 \pm 0,02$ mesuré par observation du lit pour les mêmes grains et le même cylindre. La prise en compte des fluctuations de vitesse par le biais de la TKE permet donc d'expliquer expérimentalement la valeur du seuil de l'AFC.

3. En effet, ce sont ces grains qui sont collés sur le fond pour lui donner sa rugosité lors des expériences de PIV.

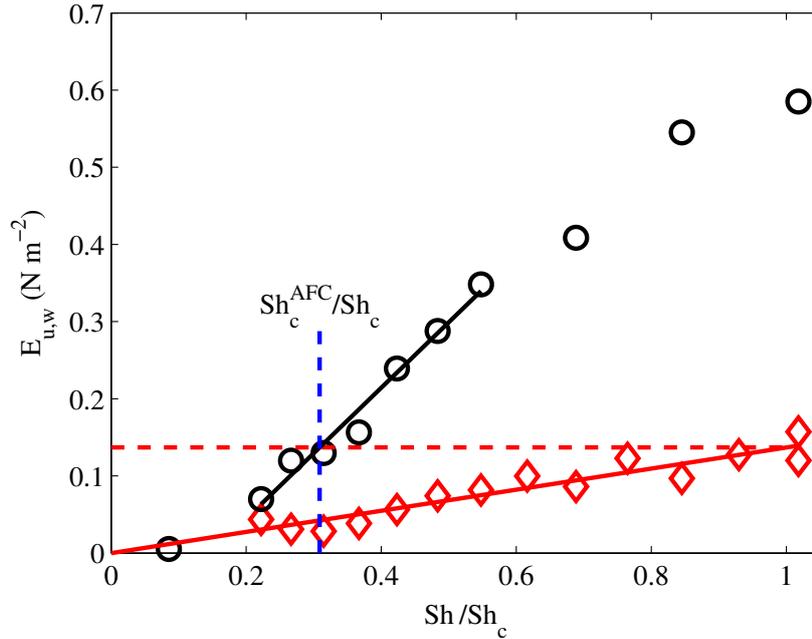


FIGURE 5.17 – Maximum de TKE verticale au voisinage du fond $E_{u,w}$ en fonction du nombre de Shields réduit Sh/Sh_c , correspondant aux grains de type n° 1. Les données pour un écoulement sans obstacle (\diamond) sont ajustées linéairement. La ligne pointillée horizontale correspond à la valeur de $E_{u,w}$ au seuil de mise en mouvement sans obstacle, c'est-à-dire en $Sh/Sh_c = 1$. L'intersection avec la courbe des valeurs de $E_{u,w}$ dans le plan médian du TFC (\circ), localement ajustée par une droite, permet d'évaluer le seuil de l'AFC : $Sh_c^{AFC}/Sh_c = 0,31$.

5.3.4 Les fluctuations pilotent l'érosion

À la section 5.2.3, nous avons remarqué que les survitesses moyennes mesurées ne permettent pas à elles seules d'expliquer le déclenchement de l'AFC. Pour cela, nous constatons qu'il s'avère nécessaire de prendre en compte les fluctuations de l'écoulement. Cela est attendu étant donnée sa nature turbulente, mais revêt une importance particulière dans une configuration d'affouillement, où l'écoulement se fait au voisinage d'un obstacle. En effet, la géométrie fait que les zones de fortes vitesses ne coïncident pas systématiquement avec celles de fortes fluctuations.

Pour quantifier les fluctuations turbulentes, nous utilisons dans notre étude la TKE, qui est une grandeur moyennée temporellement. Si l'on s'intéresse aux champs instantanés de TKE, on s'aperçoit qu'ils sont eux mêmes sujets à des fluctuations temporelles, et qu'ils peuvent atteindre par instants des valeurs nettement plus élevées. En pratique, la carte de ces fluctuations temporelles de la TKE se superpose avec celle de la TKE moyenne, avec des amplitudes de fluctuations proches de la valeur moyenne. Les zones de fortes variations de TKE instantanée sont celles de forte TKE moyenne. Considérer la seule TKE moyenne nous permet donc de refléter l'importance et la répartition des contraintes régnant dans l'écoulement.

5.4 Écoulement aval et affouillement en oreilles de lapin

L'apparition de l'AFC résulte donc des fluctuations turbulentes dues au TFC, combinée à la survitesse moyenne liée à la présence du cylindre. Intéressons-nous maintenant à l'autre motif d'érosion qu'est l'AOL, et cherchons à en éclairer le mécanisme de formation. Au vu de la localisation du motif d'AOL, nous étudions dans ce but l'écoulement en aval de l'obstacle.

5.4.1 Mesures de PIV verticales et horizontales

Nous commençons par réaliser quelques prises de vue verticales dans la zone de sillage. On utilise un long temps d'exposition, afin de visualiser les lignes de courant. La photographie de la figure 5.18 représente l'écoulement instantané dans le plan médian du canal. On distingue assez nettement la zone de recirculation dans le sillage du cylindre. On note que son extension longitudinale est maximale à mi-hauteur de l'obstacle, et décroît lorsqu'on s'approche du fond ou du haut de l'obstacle. On remarque également que l'écoulement au voisinage du fond n'apparaît pas perturbé par la hauteur finie du cylindre. En effet, la zone de sillage sur la partie inférieure du cylindre ne rencontre pas l'écoulement de déflexion descendant de l'extrémité libre de l'obstacle.

Ces visualisations confirment les caractères turbulent, tridimensionnel et instationnaire de l'écoulement de sillage. Pour en déterminer l'influence sur l'érosion du lit granulaire, utilisons une approche fondée sur les fluctuations turbulentes, analogue à celle utilisée pour quantifier l'effet du TFC.

La question expérimentale qui émerge naturellement est de savoir s'il est préférable d'utiliser des mesures de PIV horizontales ou verticales. En effet, la méthode de PIV que nous employons ne permet de cartographier qu'un seul plan de l'écoulement à la fois, et ne donne accès qu'aux deux composantes de vitesses incluses dans ce plan. L'information sur l'écoulement tridimensionnel ne sera donc nécessairement que partielle.

Afin d'éclairer la morphologie et la localisation du motif d'AOL, il nous faut connaître la répartition des zones de forte contrainte au voisinage du lit. Dans cette optique, le recours

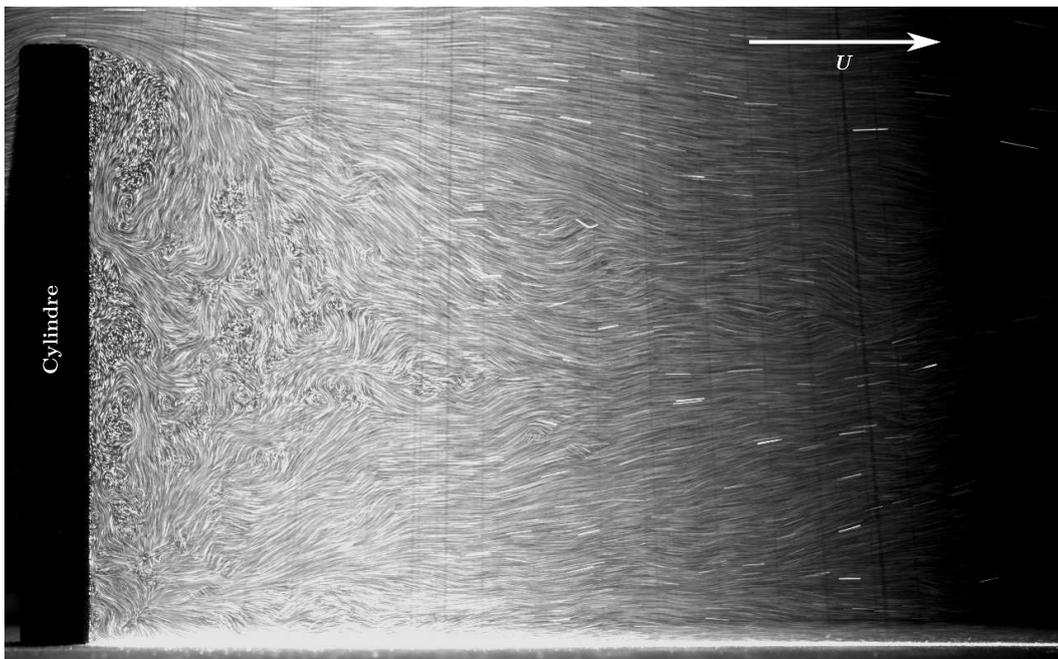


FIGURE 5.18 – Visualisation des lignes de courant instantanées dans le plan médian de l'écoulement, dans le sillage d'un cylindre de diamètre $D = 10$ mm. L'écoulement a une vitesse d'approche $U = 0,13 \text{ m s}^{-1}$ ($Re_D \simeq 1300$).

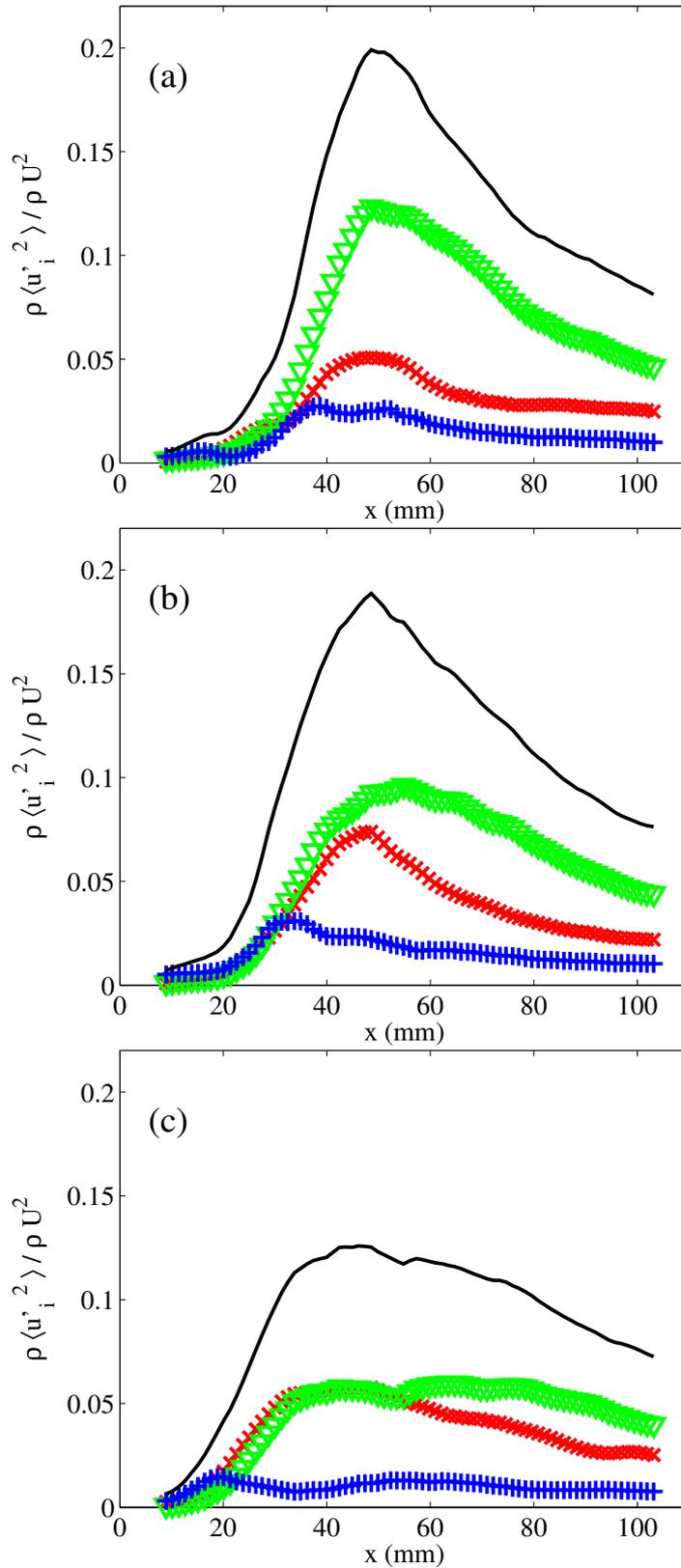


FIGURE 5.19 – Comparaison des trois composantes de la TKE dans le sillage d'un cylindre de diamètre $D = 20$ mm, pour une vitesse d'approche $U = 0,13 \text{ m s}^{-1}$ ($Re_D \simeq 2600$), sur trois lignes longitudinales au voisinage du fond ($z = 5$ mm) : (a) $y = 0$, (b) $y = -D/4$, et (c) $y = -D/2$. La ligne continue (—) représente la TKE totale, les symboles correspondent aux différentes composantes : (\times) $\rho \langle u'u' \rangle$, (∇) $\rho \langle v'v' \rangle$ et (+) $\rho \langle w'w' \rangle$.

à la PIV horizontale nous paraît plus adéquat : on peut ainsi établir une cartographie de la TKE en aval du cylindre. Afin que la TKE mesurée soit proche de celle existant au niveau du lit, on effectue les mesures à une altitude voisine du fond ($z = 5$ mm).

La TKE évaluée ici n'est cependant que la TKE partielle basée sur les deux seules composantes horizontales de vitesse, qui est notée $TKE_{u,v}$. On ne considère donc pas le terme lié aux fluctuations de vitesse verticale $\langle w'^2 \rangle$. Il faut cependant nous assurer que la non-prise en compte de ce terme n'introduit pas de biais majeur dans la relation que nous faisons entre $TKE_{u,v}$ et contrainte turbulente. Dans ce but, nous réalisons quelques expériences de PIV verticales : nous pouvons donc comparer la valeur des trois composantes de la TKE sur les lignes correspondant à l'intersection des plans de mesures verticaux et horizontaux.

En pratique, nous menons ces expériences de PIV verticales pour un diamètre de cylindre ($D = 20$ mm), et trois ordonnées de visualisation ($y = 0$, $y = -D/4$ et $y = -D/2$). Les vitesses d'approche employées sont les mêmes que celles utilisées pour la PIV horizontale. Les graphes de la figure 5.19 représentent, pour une même vitesse d'approche $U = 0,13$ m s⁻¹, les trois composantes de la TKE, au niveau des trois lignes d'intersection entre ces plans verticaux et le plan $z = 5$ mm.

Pour les trois lignes testées, correspondant à des régions différentes du sillage, on constate que la TKE présente un maximum en $x \simeq 50$ mm $\simeq 2,5 D$, valant environ $0,2 \rho U^2$. L'abscisse de ce maximum de TKE est semblable à celle du maximum de profondeur du motif d'AOL, mesuré par relevé topographique pour un cylindre de diamètre $D = 20$ mm (voir la figure 4.15 au chapitre précédent). Cette corrélation spatiale entre écoulement et érosion est tout à fait remarquable.

Concernant le poids des différents termes de la TKE, on constate que sur la plus grande partie des profils suivant x , le terme $\rho \langle w'^2 \rangle$ a une contribution moindre à la TKE totale que les deux termes liés aux fluctuations des vitesses horizontales. Ne considérer que ces deux termes permet donc *a priori* de repérer correctement les emplacements de forte TKE au voisinage du fond : le terme vertical $\rho \langle w'^2 \rangle$ ne contribue qu'à environ 10 à 15 % de la TKE totale pour la plupart des valeurs de x et a un poids comparable à celui des autres termes au voisinage immédiat du cylindre. Ces résultats soutiennent l'utilisation de mesures de PIV horizontales et l'assimilation de la cartographie de $TKE_{u,v}$ à celle de la contrainte exercée sur le lit.

5.4.2 Champ de TKE en aval d'un cylindre

Le recours à des mesures de PIV horizontales apparaissant fondé sur les écoulements de sillage, nous réalisons des expériences systématiques pour quatre vitesses d'approche ($U = 0,05$; $0,08$; $0,13$ et $0,17$ m s⁻¹), et cinq diamètres de cylindre ($D = 10$; 15 ; 20 ; 30 et 40 mm), dans un plan parallèle au fond et proche de celui-ci ($z = 5$ mm). En guise de référence, des expériences sans obstacle sont également menées pour les mêmes vitesses d'approche.

Pour chaque jeu de paramètres, on réalise un échantillon de 5360 champs de vecteurs vitesse instantanés. On accède notamment au champ moyen de la $TKE_{u,v}$. La figure 5.20 en présente deux exemples, obtenus pour une même vitesse d'écoulement $U = 0,13$ m s⁻¹, mais deux diamètres de cylindre différents ($D = 20$ et 40 mm), correspondant donc respectivement aux nombres de Reynolds $Re_D \simeq 2600$ et $Re_D \simeq 5100$.

Les deux champs font apparaître un renforcement de la TKE en aval de l'obstacle, et ce de façon très inhomogène spatialement. La perturbation de l'écoulement en aval du cylindre génère donc bien un excès de contrainte localisé, qui peut être source d'érosion.

Pour le diamètre de cylindre $D = 20$ mm (figure 5.20(a)), on note que la TKE prend ses valeurs maximales aux alentours de $x \simeq 50$ mm $\simeq 2,5 D$. Ceci confirme l'observation faite sur seulement trois lignes à la figure 5.19 : l'abscisse du point de TKE maximale est comparable à celle du maximum de profondeur de l'AOL dans des conditions similaires (topographie présentée à la figure 4.15 au chapitre précédent).

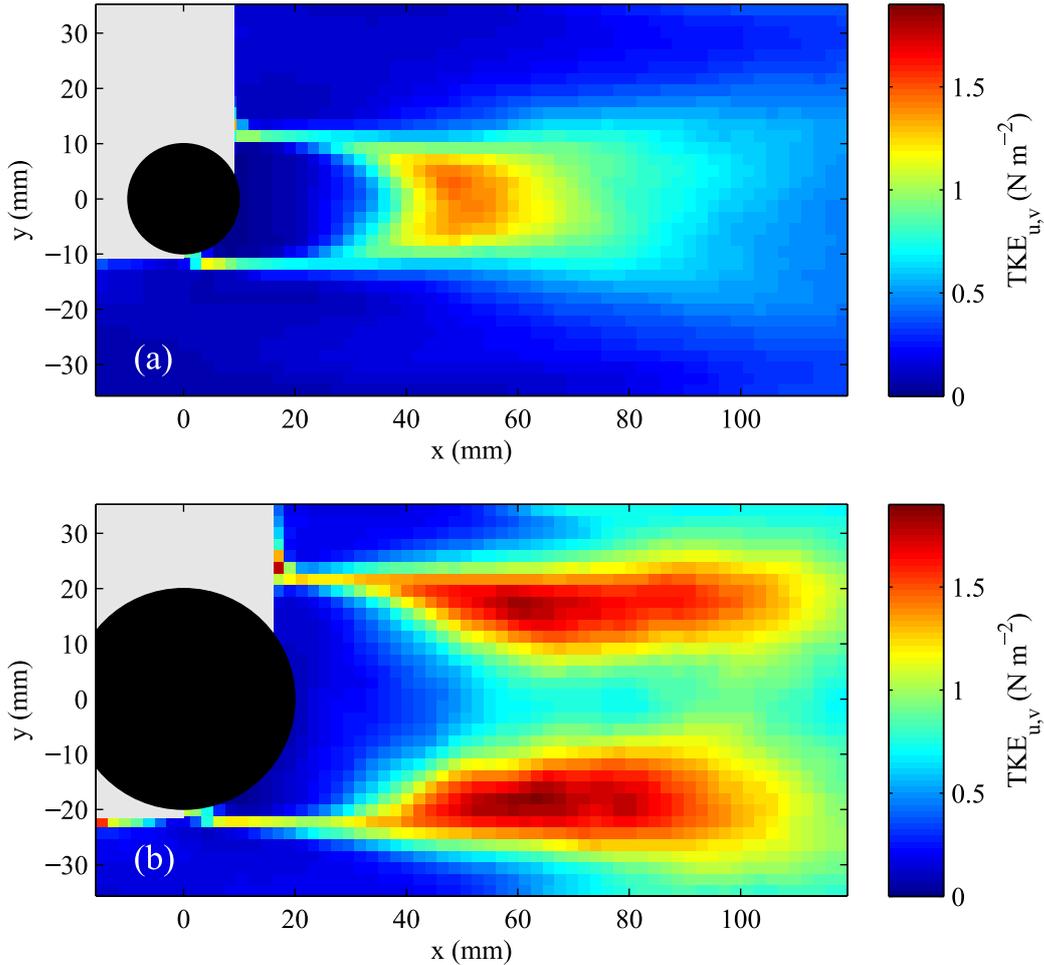


FIGURE 5.20 – Cartes de $TKE_{u,v}$ moyenne, à $z = 5$ mm du fond rigide, dans le sillage d'un cylindre de diamètre (a) $D = 20$ mm ($Re_D \simeq 2600$) et (b) $D = 40$ mm ($Re_D \simeq 5100$), pour la même vitesse d'approche $U = 0,13$ m s⁻¹. Les zones grisées ne sont pas résolues correctement par PIV, en raison de la proximité du cylindre et de l'ombre qu'il génère.

Concernant la répartition latérale de la TKE, on observe en aval du cylindre de diamètre $D = 40$ mm la présence de deux lobes (figure 5.20(b)), symétriques par rapport à l'axe médian $y = 0$. Ces deux lobes nous évoquent bien entendu les deux fosses du motif d'AOL. En aval du cylindre plus petit (figure 5.20(a)), cette répartition de la TKE en deux lobes n'apparaît pas aussi nettement, ceux-ci n'étant pas clairement distincts. La symétrie par rapport à l'axe médian de l'écoulement est néanmoins toujours observée.

Bien que la correspondance ne soit pas parfaite, la disposition des zones de forte TKE dans le sillage très proche d'un cylindre est donc à rapprocher de celle des fosses d'AOL. Nous rediscuterons plus en détail à la section 5.4.4 la correspondance entre la localisation des structures de l'écoulement et celle du motif d'AOL. Avant cela, poursuivons notre étude basée sur la TKE, et tâchons d'en relier les mesures à celles des seuils d'AOL.

5.4.3 TKE de sillage et seuil de l'AOL

À la section 5.3.3, nous avons exploité les mesures de la TKE du TFC pour expliquer la valeur du seuil de l'AFC. Utilisons maintenant la TKE du sillage pour rendre compte du déclenchement de l'AOL.

Estimation du seuil de l'AOL par mesure de la TKE

Nous travaillons dans le cas du sillage avec des mesures de PIV horizontales, il s'agit donc de comparer les valeurs de $TKE_{u,v}$ avec et sans obstacle. Afin d'établir des comparaisons, nous considérons ici la quantité $E_{u,v}$, qui est le maximum du champ de $TKE_{u,v}$ mesuré à $z = 5$ mm du fond.

La figure 5.21 compare les valeurs de $E_{u,v}$ mesurées dans l'écoulement libre et dans le sillage d'un cylindre de diamètre $D = 40$ mm, pour différentes vitesses d'écoulement. Celles-ci sont rapportées en termes de Sh/Sh_c relatif aux grains de type n° 1, à l'instar de l'échelle employée pour la figure 5.17. Pour une même vitesse d'écoulement, la TKE prend des vitesses nettement plus élevées dans le sillage du cylindre que dans le cas sans obstacle.

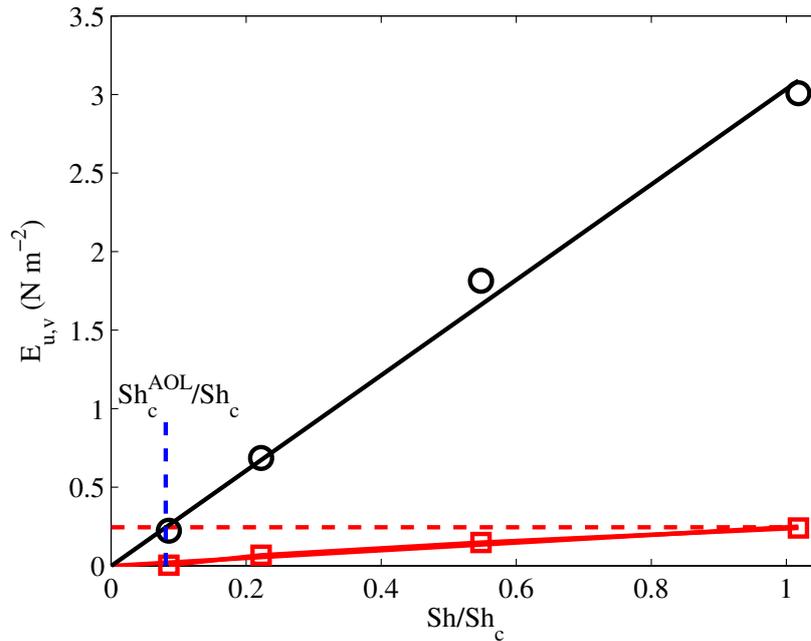


FIGURE 5.21 – Maximum de TKE horizontale $E_{u,v}$ en fonction du nombre de Shields réduit Sh/Sh_c , correspondant aux grains de type n° 1 (tableau 2.1). Les données pour un écoulement sans obstacle (□) sont ajustées linéairement. La ligne pointillée horizontale correspond à la valeur de $E_{u,v}$ au seuil de mise en mouvement sans obstacle, c'est-à-dire en $Sh/Sh_c = 1$. L'intersection avec la courbe des valeurs de $E_{u,v}$ pour le sillage d'un cylindre de diamètre $D = 40$ mm (○), ajustée par une droite, permet d'évaluer le seuil de l'AOL : $Sh_c^{AOL}/Sh_c = 0,08 \pm 0,02$.

En suivant le même raisonnement qu'avec les données pour le TFC, on peut estimer le seuil de l'AOL en déterminant le paramètre d'érosion Sh/Sh_c pour lequel $E_{u,v}$ mesuré en aval du cylindre prend la même valeur qu'en $Sh/Sh_c = 1$ dans le cas sans obstacle. Ceci correspond sur la figure 5.21 à l'intersection de la ligne pointillée horizontale avec la courbe $E_{u,v} = f(Sh/Sh_c)$ pour le cylindre. La valeur de seuil estimée ainsi est $Sh_c^{AOL}/Sh_c = 0,08 \pm 0,02$, proche du seuil mesuré expérimentalement $Sh_c^{AOL}/Sh_c = 0,09 \pm 0,02$. Ce résultat semble bien montrer que les contraintes turbulentes jouent un rôle important dans la génération des motifs d'AOL.

Par souci de lisibilité, nous avons choisi de ne représenter sur la figure 5.21 que les données correspondant au seul cylindre le plus large. Il est cependant possible de réaliser la même démarche avec les autres diamètres de cylindre. Les seuils d'AOL estimés ainsi sont présentés dans le tableau 5.1, accompagnés du rappel des valeurs de seuil mesurés visuellement pour les grains de type n° 1. On constate que si cette approche prédit une valeur acceptable du seuil pour les grands cylindres, elle se révèle moins fiable pour les obstacles de faibles diamètres. Ceci est notamment dû au fait que la taille de la zone de forte TKE diminue avec celle du cylindre, ainsi qu'avec la vitesse d'approche. Or la résolution spatiale des champs PIV est la

D (mm)	Sh_c^{AOL}/Sh_c estimé par $E_{u,v}$	Sh_c^{AOL}/Sh_c mesuré visuellement
10	$0,25 \pm 0,05$	$0,19 \pm 0,02$
15	$0,21 \pm 0,05$	$0,16 \pm 0,02$
20	$0,09 \pm 0,04$	$0,12 \pm 0,02$
30	$0,09 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,02$
40	$0,08 \pm 0,02$	$0,09 \pm 0,02$

TABLEAU 5.1 – Valeurs des seuils d'AOL estimés par comparaison de $E_{u,v}$ dans l'écoulement libre et en présence d'un obstacle, pour les différents diamètres de cylindre testés. La troisième colonne rappelle les valeurs mesurées par observation du lit pour les grains de type n° 1.

même pour toutes nos expériences, et elle s'avère un peu grossière lorsque la région de forte TKE est peu étendue.

Quelles dépendances pour $E_{u,v}$?

L'approche développée ici repose sur l'hypothèse que l'érosion se déclenche pour une même valeur critique de $E_{u,v}$, que ce soit dans le sillage d'un obstacle ou dans l'écoulement sans cylindre. En suivant ce raisonnement, déterminer la dépendance de $E_{u,v}$ en U et D peut nous éclairer sur la dépendance des seuils d'AOL en ces mêmes paramètres.

Dans la gamme de paramètres explorée ici, $E_{u,v}$ dans le sillage d'un cylindre dépend de façon quadratique de la vitesse d'approche. La figure 5.21 l'illustre dans le cas de l'écoulement en aval du cylindre de diamètre $D = 40$ mm, Sh étant le nombre de Shields inertiel (proportionnel à U^2). L'expression des seuils d'AOL en termes de Sh/Sh_c est donc pertinente pour décrire l'influence de l'écoulement d'approche sur le déclenchement de l'affouillement. Le cylindre agit comme un amplificateur local de la contrainte de l'écoulement d'approche, proportionnelle à ρU^2 et donc à Sh .

La renormalisation de Sh par Sh_c ne tient en revanche pas compte de la géométrie de l'obstacle, car Sh_c ne dépend que des grains. Les seuils de l'AOL et de l'AFC renormalisés par Sh_c dépendent donc de l'obstacle. C'est ce que nous avons constaté expérimentalement aux chapitres précédents (voir notamment la figure 3.8(a), p. 69) : nous observons une décroissance du seuil Sh_c^{AOL}/Sh_c avec le diamètre D de l'obstacle. Tâchons maintenant de comprendre cette variation en nous intéressant à l'influence du diamètre du cylindre sur la valeur de $E_{u,v}$.

Pour cela, nous redimensionnons nos données pour nous affranchir de la dépendance de $E_{u,v}$ en U , et traçons $E_{u,v}/\rho U^2$ en fonction de D . On quantifie ainsi l'amplification de la contrainte dans le sillage, pour un diamètre D donné. Nous écartons les points correspondant à des sillages peu étendus (faibles U ou D), difficilement résolus, ce qui donne finalement la courbe présentée sur la figure 5.22.

Malgré une certaine dispersion des données, on constate que la TKE de sillage, normalisée par ρU^2 , croît avec le diamètre de l'obstacle. Le renforcement de la contrainte, et donc de l'érosion, est plus important pour les cylindres larges, ce qui se traduit par un seuil d'AOL plus faible.

Pour caractériser ce phénomène, nous ajustons nos points expérimentaux par une loi de puissance $E_{u,v}/\rho U^2 = \alpha(D/W)^\beta$. Les meilleures valeurs d'ajustement sont $\alpha = 0,16$ et $\beta = 0,45$. Si l'érosion pour un type de grains se déclenche à une valeur critique de $E_{u,v}$ fixée, on s'attend à ce que le seuil de l'AOL exprimé en Sh vérifie $Sh_c^{AOL} \propto (D/W)^{-0,45}$ et que donc :

$$\frac{Sh_c^{AOL}}{Sh_c} \propto \left(\frac{D}{W}\right)^{-0,45}.$$

Cette dépendance des seuils fondée sur la TKE est proche de celle observée au chapitre 3 pour les mesures visuelles $Sh_c^{AOL}/Sh_c \propto (D/W)^{-0,52}$ (figure 3.8(a), p. 69). Même si les don-

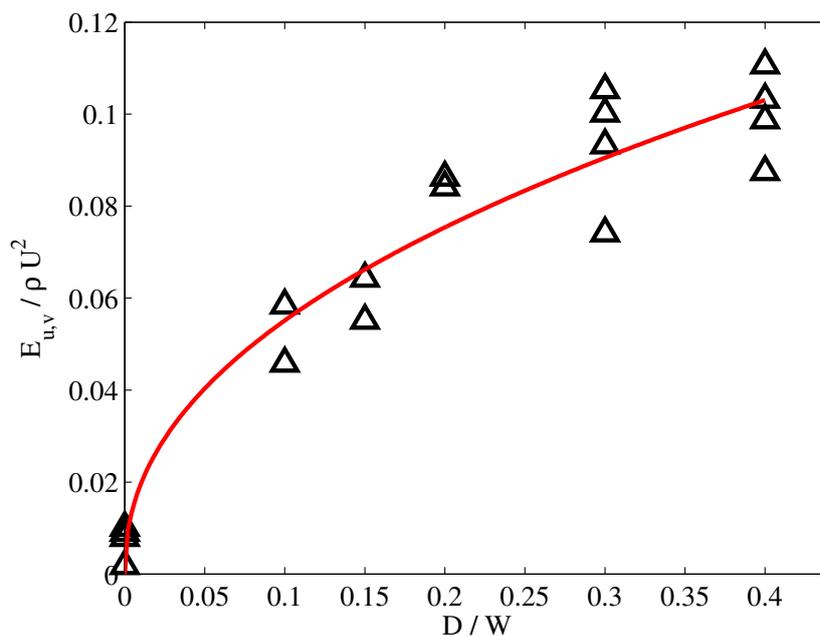


FIGURE 5.22 – Dépendance de $E_{u,v}/\rho U^2$ dans le sillage, en fonction du diamètre D du cylindre, adimensionné par la largeur du canal W . La courbe rouge correspond à un ajustement des données par une loi de puissance $E_{u,v}/\rho U^2 = \alpha(D/W)^\beta$, avec $\alpha = 0,16$ et $\beta = 0,45$.

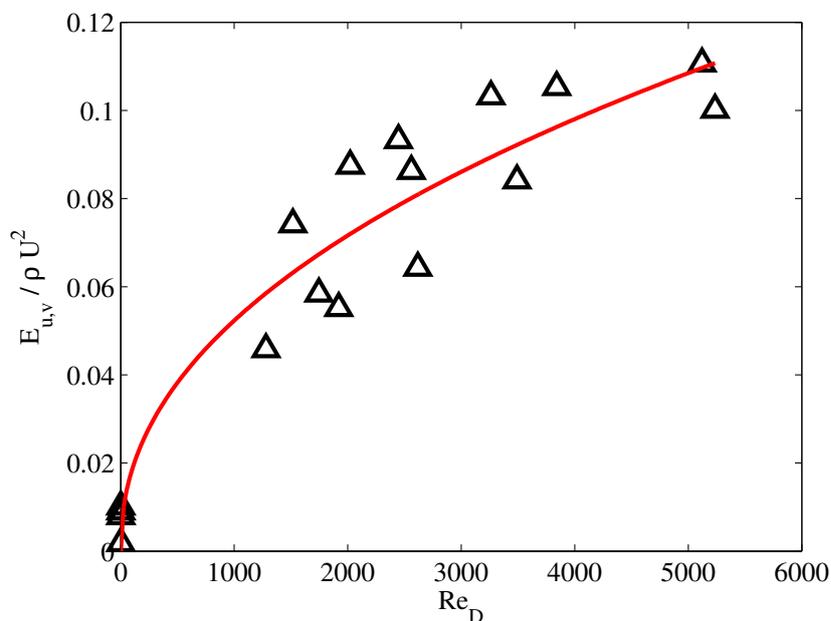


FIGURE 5.23 – Dépendance de $E_{u,v}/\rho U^2$ dans le sillage, en fonction du nombre de Reynolds associé au cylindre. La courbe rouge correspond à un ajustement des données par une loi de puissance $E_{u,v}/\rho U^2 = \alpha Re_D^\beta$, avec $\alpha = 2,3 \times 10^{-3}$ et $\beta = 0,45$.

nées exploitées ici sont assez bruitées et s'étendent sur une gamme restreinte de paramètres,⁴ ceci éclaire le lien entre fluctuations turbulentes, diamètre de l'obstacle et déclenchement de l'AOL.

Pour approfondir ce lien, nous traçons sur la figure 5.23 les mêmes données qu'à la figure 5.22, mais en fonction du nombre de Reynolds de cylindre Re_D associé à chaque expérience.

On constate que l'amplification de contrainte croît avec le nombre de Reynolds Re_D , avec une dépendance très semblable à celle en D . L'ajustement des données par une loi de puissance donne $E_{u,v}/\rho U^2 \propto Re_D^{0,45}$. On s'attend donc à une variation du seuil exprimé en Sh/Sh_c suivant :

$$\frac{Sh_c^{AOL}}{Sh_c} \propto Re_D^{-0,45}.$$

Cette loi de puissance est assez proche de celle obtenue par mesures visuelles sur les trois types de billes de verre au chapitre 3 (figure 3.9, p. 70), $Sh_c^{AOL}/Sh_c \propto Re_D^{-0,66}$. Ainsi, l'effet du diamètre du cylindre sur l'amplification de la contrainte semble essentiellement découler de la modification du nombre de Reynolds. Les obstacles les plus larges sont associés à des nombres de Reynolds plus élevés, et donc à une turbulence de sillage plus intense, amplifiant davantage la contrainte. Ceci conduit à une diminution du seuil de l'AOL lorsque D augmente.

5.4.4 Cartographies de l'écoulement et de l'affouillement

L'approche que nous venons d'exposer fait le lien entre écoulement et déclenchement de l'érosion en considérant la valeur maximale de la TKE horizontale. Cette démarche fournit des résultats intéressants, tout en ayant le mérite d'être simple, et de ne reposer que sur des mesures à deux dimensions de l'écoulement.

Néanmoins, comme nous l'avons déjà remarqué à la section 5.4.2, le champ $TKE_{u,v}$ pour $D = 20$ mm ne présente pas deux lobes distincts, alors que pour ce même obstacle et la même vitesse d'écoulement, les deux fosses d'AOL sont nettement séparées par une dune. De plus, si l'on compare attentivement le champ de TKE avec la topographie du lit dans les premiers instants de l'érosion, on s'aperçoit qu'en fait, l'affouillement ne débute pas au niveau de la zone de $TKE_{u,v}$ maximale.

Pour illustrer ceci, nous juxtaposons sur les figures 5.24(a) et (b) le champ de $TKE_{u,v}$ mesuré par PIV avec le relevé topographique du lit à $t \simeq 8$ min d'une expérience d'AOL, menée à la même vitesse d'approche $U = 0,13$ m s⁻¹. Sur l'exemple présenté ici, les fosses d'AOL commencent leur développement en $x \simeq 25$ mm et en $y \simeq \pm 14$ mm,⁵ c'est-à-dire plus en amont et plus à l'extérieur que la zone de forte $TKE_{u,v}$.

L'emplacement des fosses d'AOL ne s'explique donc à la seule lumière de la TKE horizontale. Il faut toutefois remarquer que les deux composantes de $TKE_{u,v}$ présentent des répartitions spatiales très différentes (figure 5.25). La composante liée aux fluctuations de vitesse transverse $\frac{1}{2}\rho\langle v'^2 \rangle$ ne présente ainsi qu'un seul lobe, centré sur l'axe médian, tandis que celle due aux fluctuations de vitesse longitudinale $\frac{1}{2}\rho\langle u'^2 \rangle$ affiche deux lobes symétriques. La distribution de ce seul deuxième terme de contrainte turbulente apparaît plus proche de l'allure du motif d'affouillement. Ceci pourrait indiquer que les différents termes de contrainte turbulente ont ici des contributions différentes à l'érosion.

La connaissance de la répartition spatiale du terme associé aux fluctuations de vitesse verticale $\frac{1}{2}\rho\langle w'^2 \rangle$ apporterait un éclairage supplémentaire, mais nous n'avons malheureusement pu la mesurer. Ces fluctuations verticales sont sans doute en partie liées à la présence des tourbillons de Bénard-von Kármán. En effet, la dépression dynamique existant au cœur

4. Ce qui rend délicat la détermination d'un exposant de loi de puissance.

5. Ces coordonnées ne sont pas celles du point de profondeur maximale au bout de 8 min, mais plutôt celles du point le plus en amont de la fosse. C'est à cet endroit que les premiers mouvements de grains sont observés. Le processus d'AOL relevé ici a déjà eu le temps de provoquer une déformation importante du lit plus en aval.

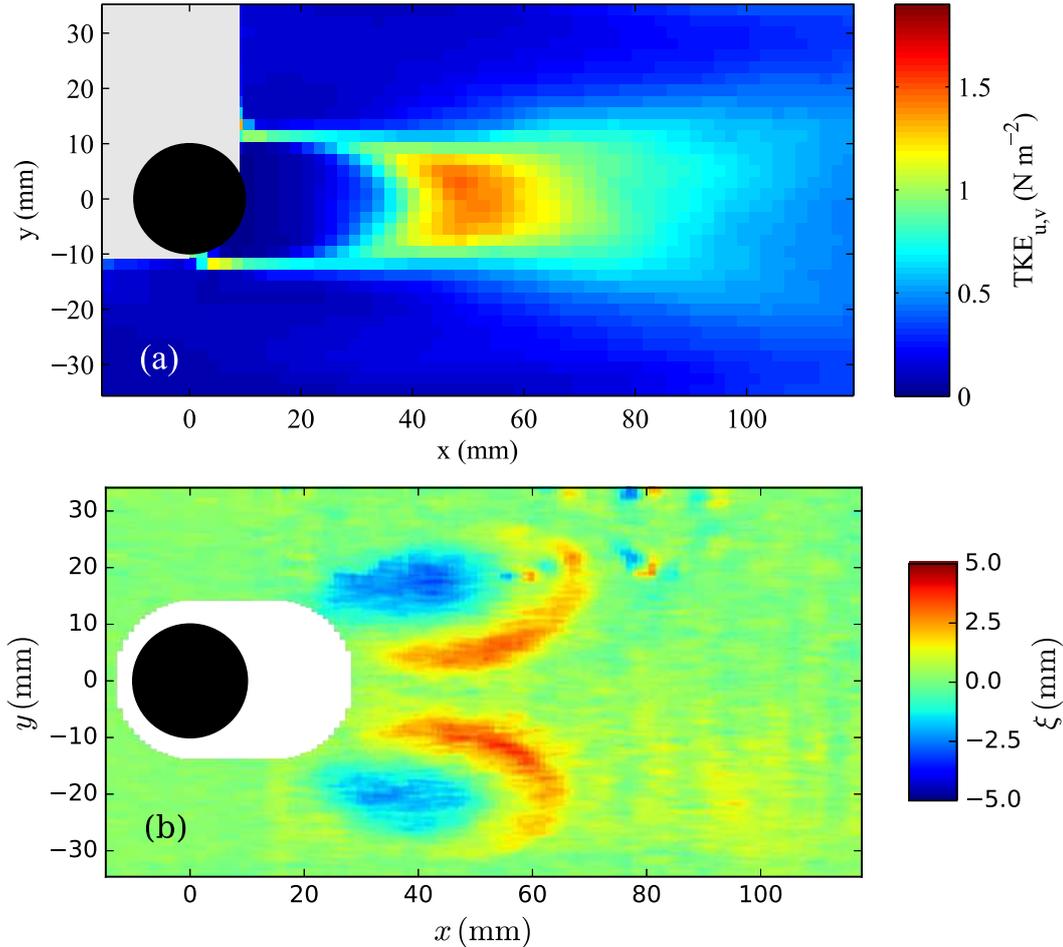


FIGURE 5.24 – Comparaison de l'écoulement et de l'affouillement dans le sillage d'un cylindre de diamètre $D = 20$ mm, pour une vitesse d'approche $U = 0,13 \text{ m s}^{-1}$. (a) Cartes de $TKE_{u,v}$ moyenne, à $z = 5$ mm du fond. (b) Relevé topographique du fond à $t \simeq 8$ min (expérience menée avec un sabot pour des grains de type n° 1).

de ces vortex induit un écoulement secondaire d'aspiration, avec un mouvement ascendant du fluide au cœur du tourbillon [39]. Cet effet d'aspiration semble jouer un rôle dans le processus d'érosion. Nos observations du lit lors de l'AOL indiquent que la mise en mouvement des grains se fait par bouffées, généralement alternées d'un côté et de l'autre du cylindre : de petits groupes de grains sont périodiquement mis en suspension, en suivant un mouvement tourbillonnaire, puis advectés vers l'aval, où ils se redéposent. Cette constatation a également été faite par d'autres auteurs au début du processus d'affouillement [32, 70], ou plus longuement dans le cas d'écoulements oscillants [33, 106].

Pour examiner cet effet d'aspiration avec nos champs de vitesse horizontaux, nous nous intéressons à la vorticité ω . Elle nous renseigne sur l'intensité des structures tourbillonnaires, et donc *a priori* de la recirculation verticale. Le champ de vorticité moyenne $\langle \omega \rangle$ est représenté sur la figure 5.26 : il présente également deux lobes, sans non plus coïncider exactement avec les fosses d'AOL. L'érosion s'amorce en fait dans les régions où TKE et vorticité prennent toutes deux des valeurs relativement importantes, ce qui laisse penser que le déclenchement de l'AOL pourrait résulter de la combinaison de plusieurs effets.

Les variations de répartition spatiale selon la grandeur hydrodynamique considérée illustrent la complexité de l'écoulement de sillage à l'aval immédiat de l'obstacle. À noter que depuis quelques décennies, la plupart des études menées sur le sillage se sont plutôt concen-

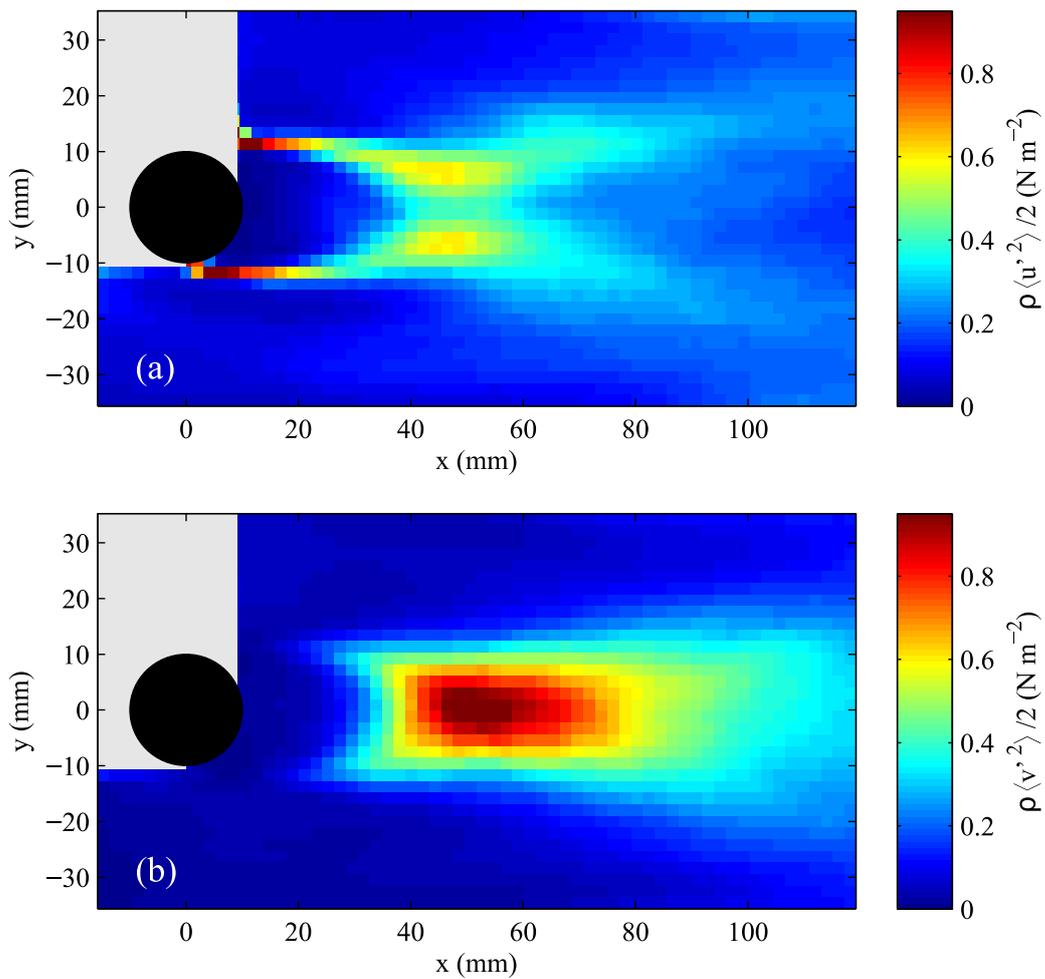


FIGURE 5.25 – Comparaison des composantes de la TKE horizontale moyenne dans le sillage d'un cylindre, pour les mêmes données qu'à la figure 5.24(a) : (a) $\frac{1}{2}\rho\langle u'^2 \rangle$ et (b) $\frac{1}{2}\rho\langle v'^2 \rangle$.

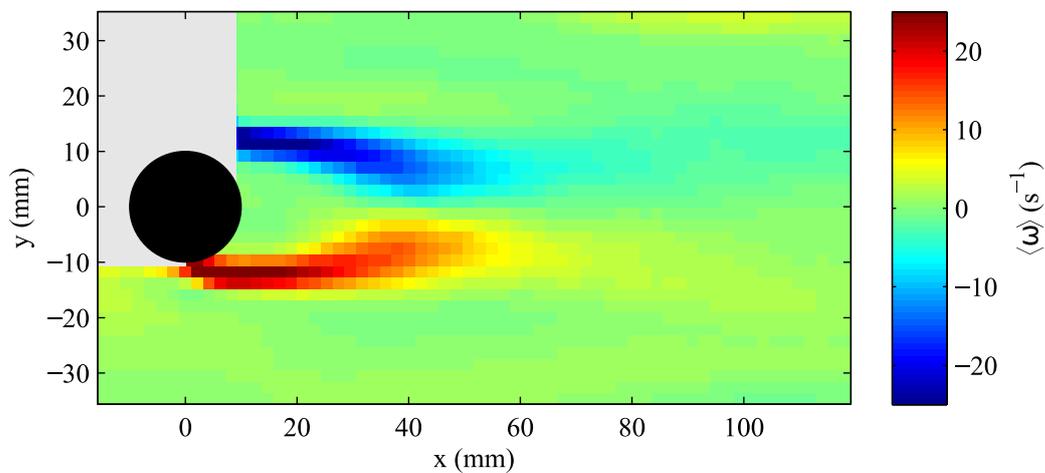


FIGURE 5.26 – Vorticité verticale moyenne dans le sillage d'un cylindre, pour les mêmes données pour les mêmes données qu'à la figure 5.24(a).

trées sur son comportement loin en aval [112, 115]. Les travaux portant sur le sillage proche de l'obstacle sont plus récents, aussi bien pour des écoulements à deux dimensions [68, 80, 85], que pour des configurations comme la nôtre, où la présence d'un fond confère un caractère fortement tridimensionnel à l'écoulement [49, 52, 108, 109].

La détermination du lien entre écoulement et emplacement exact des fosses d'AOL nécessiterait des études spécifiques. Cette localisation semble en effet émerger des différentes structures complexes et tridimensionnelles de l'écoulement, et de leurs interactions avec le lit granulaire. Il est donc compréhensible qu'elle échappe en partie à notre approche fondée sur des mesures vélocimétriques bidimensionnelles sur fond non érodable. D'autres aspects de l'affouillement en aval sont cependant bien appréhendés par la simple utilisation de la TKE horizontale, tels que la valeur des seuils et leur variation avec le diamètre de l'obstacle.

5.5 Synthèse

Ce chapitre a été l'occasion d'éclairer le lien entre écoulement et déclenchement de l'érosion.

- Les mesures de PIV menées sur l'écoulement sans obstacle permettent de déterminer la relation existant entre l'écoulement à grande échelle et la contrainte à la paroi, par différentes méthodes. Le vitesse de frottement u_* apparaît proportionnelle à la vitesse d'approche U . Ceci confirme la pertinence du nombre de Shields inertiel réduit Sh/Sh_c pour décrire l'influence de l'écoulement sur l'érosion.
- La valeur des seuils pour l'AFC est proche de celle prédite par la survitesse moyenne autour d'un cylindre à deux dimensions dans un écoulement potentiel, et l'effet de blocage du canal par l'obstacle apparaît faible. Expérimentalement, cette survitesse moyenne est cependant moindre, indiquant que d'autres effets doivent être pris en compte.
- L'excès de TKE généré dans la région du TFC permet de comprendre la contribution de celui-ci au déclenchement de l'AFC. L'effet d'une structure complexe à trois dimensions est ainsi bien rendu par des mesures simples à deux dimensions.
- L'AOL trouve son origine dans l'écoulement en aval de l'obstacle complexe car instationnaire et tridimensionnel. Une approche simple fondée sur la TKE permet de retrouver la valeur des seuils de l'AOL. La variation des seuils avec le diamètre de l'obstacle est liée à l'influence de celui-ci sur l'intensité de la turbulence de sillage, par le biais du nombre de Reynolds. L'emplacement et l'allure exacts des fosses d'AOL sont en revanche plus complexes à expliquer.

Conclusion et perspectives

Au cours de cette thèse, nous avons réalisé une étude expérimentale de l'affouillement en *eau claire*. Nous avons notamment observé que l'érosion au voisinage d'un obstacle pouvait se traduire par la formation de deux motifs différents : l'affouillement en fer à cheval (AFC) en pied d'obstacle et l'affouillement en oreilles de lapin (AOL) en aval. Nous nous sommes en particulier intéressés à la question du seuil d'apparition de ces deux motifs.

L'AFC a été largement étudié dans la littérature : une fosse se forme au pied de l'obstacle, sur tout son pourtour, sous l'effet de la contraction des lignes de courant et du tourbillon en fer à cheval. Sa localisation fait que l'AFC représente un risque important pour les fondations des édifices aquatiques. L'AOL semble quant à lui ne pas avoir été identifié auparavant, et est dû à l'écoulement de sillage. Ce deuxième type d'affouillement se traduit par l'apparition en aval de deux fosses allongées, symétriques, de part et d'autre du plan médian de l'écoulement passant par l'obstacle.

Ces deux motifs s'observent pour plusieurs types de grains et différentes géométries d'obstacle. Dans nos expériences, l'AFC apparaît systématiquement pour des vitesses d'écoulement plus élevées que l'AOL. Ce dernier existe donc seul dans une certaine gamme, assez étroite. Au-delà de cette gamme les deux motifs sont présents : le motif d'affouillement dans son ensemble est donc en général issu des deux mécanismes d'érosion agissant concomitamment. AFC et AOL peuvent coexister sans se perturber, mais dès que la déformation du lit due à l'AFC devient suffisamment importante, le développement plus rapide de la fosse en pied d'obstacle vient modifier la formation du motif d'AOL en aval. Seule une étroite gamme de vitesses permet donc d'observer de l'AOL non perturbé. Pour étendre cette gamme, il est possible de remplacer le lit granulaire au pied de l'obstacle par un sabot rigide indéformable : la formation de l'AFC est alors inhibée, et le motif d'érosion aval peut pleinement se développer.

Les mesures de la topographie du lit au cours du processus d'érosion nous ont permis de caractériser la morphologie des deux motifs et leur évolution au cours du temps. Dans le régime d'*eau claire* étudié, l'affouillement ralentit à mesure que le temps passe, et les motifs semblent proches d'un état d'équilibre au bout de 24 h. La comparaison des temps caractéristiques d'évolution confirme que le développement de l'AOL est plus lent que celui de l'AFC. Ceci explique la domination de ce dernier, bien que pour une vitesse donnée, l'AOL seul conduise potentiellement à des déformations du lit en aval plus importantes que s'il est perturbé par l'AFC. Cette dernière observation peut avoir des conséquences pratiques importantes pour des ouvrages rapprochés : la protection au pied de l'un peut aggraver l'affouillement au pied de ses voisins.

La compétition entre les deux motifs illustre la complexité du phénomène d'affouillement, qui résulte d'une rétroaction entre écoulement et lit granulaire. La morphologie des motifs

est également le fruit de ces interactions entre fluide et grains. L'allure du motif d'AOL est ainsi à rapprocher de la structure de l'écoulement de sillage. L'écart transversal entre les deux fosses est directement contrôlé par le diamètre de l'obstacle. Les dimensions de chacune des deux fosses dépendent de l'écart au seuil de l'AOL, ce qui confirme l'importance de l'étude du seuil d'affouillement et de ses variations.

Par le passé, très peu de travaux ont été consacrés à cette question du seuil d'érosion en situation d'affouillement, alors qu'elle constitue un sujet important et toujours d'actualité dans des configurations d'écoulement plus simples. Nous avons donc effectué des mesures visuelles des seuils d'apparition des deux motifs d'affouillement pour un certain nombre de paramètres. Ces mesures visuelles sont compatibles avec les données quantitatives issues du suivi topographique de l'érosion. Pour des grains donnés, les seuils d'affouillement sont proportionnels au seuil d'érosion sans obstacle : cette proportionnalité, qui traduit une amplification locale de la contrainte par l'obstacle, dépend du diamètre de l'obstacle considéré. Les seuils d'affouillement sont d'autant plus faibles que l'obstacle est large, du fait d'une amplification plus importante de la contrainte.

Des mesures de vélocimétrie par images de particules (PIV) permettent d'approfondir le lien entre perturbation de l'écoulement par un obstacle et valeurs des seuils d'érosion. Le déclenchement de l'AFC se comprend par la mesure de l'excès de contrainte au niveau du tourbillon en fer à cheval. L'étude de l'écoulement de sillage permet quant à elle d'éclairer la valeur du seuil de l'AOL et ses variations avec le diamètre de l'obstacle : l'accroissement de celui-ci conduit à une hausse du nombre de Reynolds et résulte en une turbulence plus intense en aval de l'obstacle, ce qui y favorise l'érosion.

Cette thèse a été l'occasion d'étudier le phénomène d'affouillement, en nous concentrant sur certains de ses aspects assez inexplorés. Nombre de questions concernant le vaste sujet qu'est l'érosion au voisinage d'un obstacle restent cependant ouvertes et les présents travaux pourraient être complétés de multiples façons.

Si notre étude a permis d'identifier le motif d'AOL et un certain nombre de ses caractéristiques, la compréhension de l'érosion se développant dans le sillage d'un obstacle est à parfaire. Si la position transversale des deux fosses semble directement liée au diamètre de l'obstacle, les dimensions observées des deux fosses restent en partie à expliquer. Une fois pris en compte les effets liés à la variation du seuil de l'AOL, la taille des fosses semble faiblement dépendre des dimensions de l'obstacle (hauteur et diamètre). Un effet des grains (taille et densité) serait à explorer, ce qui nécessiterait la conduite de longues expériences de suivi topographique avec d'autres types de sédiments.

La réalisation d'expériences d'affouillement dans un autre canal, plus large, serait intéressante. Elle permettrait de faire varier le diamètre de l'obstacle sur une gamme plus grande, sans rencontrer de difficultés dues à l'effet de confinement des parois latérales sur l'écoulement et les motifs d'érosion. L'effet de l'obstacle sur les seuils et les motifs pourrait ainsi être plus largement étudié.

L'étude de gammes plus larges de paramètres permettrait peut-être d'identifier des régimes où l'AFC apparaît pour des vitesses plus faibles que pour l'AOL. Rien ne nous semble *a priori* exclure cette possibilité, bien que ce soit l'inverse que nous ayons systématiquement observé dans nos expériences.

Comme nous l'avons vu, les motifs d'affouillement résultent de l'interaction complexe entre fluide et grains. La mesure de l'écoulement au cours du processus d'érosion, bien que techniquement délicate à mettre en œuvre, serait probablement très riche en informations. Elle permettrait de mieux comprendre la forme des fosses et leurs évolutions spatiale et temporelle, les déformations du lit conduisant très probablement à une modification de la répartition des contraintes. Il serait notamment intéressant de connaître la structure de l'écoulement lorsque l'affouillement a atteint un état d'équilibre, et de la comparer avec celle de l'écoulement initial. Cet écoulement initial pourrait également être plus finement étudié, en essayant de

résoudre au mieux ses aspects tridimensionnels à proximité du lit.

D'un point de vue plus fondamental, on pourrait s'intéresser à l'affouillement pour des faibles nombres de Reynolds, en remplaçant l'eau par un fluide plus visqueux. De tels écoulements visqueux ne correspondent certes pas au cas d'un ouvrage situé en milieu aquatique, mais on peut justement s'attendre à ce que l'effet de la présence d'un obstacle sur l'érosion soit très différent. En effet, la condition d'arrêt à la surface de l'obstacle se traduit alors par une sous-vitesse dans une large zone autour de l'obstacle. La structure du tourbillon en fer à cheval et du sillage seraient également très différentes : il n'y aurait par exemple plus d'émission de tourbillons en aval. Tout ceci se ressentirait sur l'érosion, que la proximité de l'obstacle pourrait alors défavoriser.

Annexe A

Écoulement potentiel autour d'un cylindre

Cette annexe détaille les calculs utilisés à la partie 5.2. On utilise une approche d'écoulement potentiel valable pour l'écoulement bidimensionnel d'un fluide parfait. C'est une approche très classique, voir par exemple GUYON et collab. [39].

A.1 Principe et notations

A.1.1 Fonction de courant ψ et potentiel de vitesse φ

On s'intéresse ici à des écoulements bidimensionnels. Les points du plan sont repérés par leurs coordonnées cartésiennes (x,y) ou par leur coordonnées polaires (r,θ) . Les composantes du champ de vitesse \vec{u} sont notées (u,v) en coordonnées cartésiennes, (u_r, u_θ) en coordonnées polaires. On note \vec{e}_z le vecteur unité normal au plan tel que $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ constitue un repère orthonormé direct.

L'écoulement est considéré comme incompressible ($\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$). On peut donc introduire la fonction de courant ψ telle que $\vec{u} = \overrightarrow{\text{rot}}(\psi \vec{e}_z)$, ce qui, selon le système de coordonnées utilisées, s'exprime par :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \partial_y \psi \\ -\partial_x \psi \end{pmatrix}, \\ \text{ou} \begin{pmatrix} u_r \\ u_\theta \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \frac{1}{r} \partial_\theta \psi \\ -\partial_r \psi \end{pmatrix}. \end{aligned} \tag{A.1}$$

On se place de plus dans le cas modèle d'un fluide parfait, de viscosité nulle. En l'absence de force volumique ne dérivant pas d'un potentiel, l'absence de viscosité et l'incompressibilité nous permettent d'appliquer le théorème de Kelvin. La vorticité $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{u}$ est donc conservée. Un écoulement initialement irrotationnel ($\overrightarrow{\text{rot}} \vec{u} = 0$) le restera à tout instant.

L'écoulement irrotationnel d'un fluide parfait peut donc se décrire à l'aide d'un potentiel de vitesse φ tel que $\vec{u} = \overrightarrow{\text{grad}} \varphi$. L'expression de la relation entre potentiel et champ de vitesse, est, selon le système de coordonnées :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \partial_x \varphi \\ \partial_y \varphi \end{pmatrix}, \\ \text{ou} \begin{pmatrix} u_r \\ u_\theta \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \partial_r \varphi \\ \frac{1}{r} \partial_\theta \varphi \end{pmatrix}. \end{aligned} \tag{A.2}$$

Pour un écoulement bidimensionnel, φ et ψ sont deux fonctions scalaires. Les lignes de courant de l'écoulement suivent les lignes iso- ψ , et sont orthogonales aux lignes iso- φ . Un écoulement potentiel incompressible est solution de l'équation de Laplace $\Delta\varphi = 0$.

A.1.2 Potentiel complexe de vitesse

L'utilisation des nombres complexes permet de faciliter les calculs de champ de vitesse. On note $\chi = x + iy$ l'affixe des points du plan de l'écoulement, assimilé au plan complexe. On définit la fonction potentiel complexe $\Upsilon(\chi)$ telle que :

$$\Upsilon(\chi) = \varphi(x,y) + i\psi(x,y). \quad (\text{A.3})$$

Le champ de vitesse s'obtient en dérivant la fonction $\Upsilon(\chi)$ par rapport à son unique variable, complexe, χ :

$$\frac{d\Upsilon}{d\chi} = u - iv. \quad (\text{A.4})$$

Il est également possible, une fois la fonction $\Upsilon(\chi)$ calculée, de remonter aux fonctions $\varphi(x,y)$ et $\psi(x,y)$ par identification des parties réelle et imaginaire dans l'équation (A.3).

A.1.3 Quelques exemples de potentiels complexes de vitesse

Pour un écoulement potentiel incompressible, la linéarité de l'équation de Laplace permet de construire le champ de vitesse global comme une superposition de solutions plus simples, en s'assurant que les conditions aux limites sont bien vérifiées.

Nous présentons rapidement les potentiels complexes de vitesse d'écoulements simples que nous allons combiner pour reproduire l'écoulement autour d'un cylindre.

Pour un écoulement uniforme à vitesse U suivant l'axe x , le potentiel complexe s'écrit :

$$\Upsilon(\chi) = U\chi. \quad (\text{A.5})$$

L'écoulement au voisinage d'une source ou d'un puits est décrit par :

$$\Upsilon(\chi) = B \ln(\chi - \chi_0), \quad (\text{A.6})$$

où χ_0 est l'affixe du point source/puits, et B est une constante réelle : on a une source pour $B > 0$, un puits pour $B < 0$. À noter que si l'on prend B imaginaire pur, on obtient un tourbillon.

Le potentiel complexe pour un dipôle source-puits, placé en χ_0 s'écrit :

$$\Upsilon(\chi) = A \frac{1}{\chi - \chi_0}, \quad (\text{A.7})$$

où A quantifie le « moment dipolaire ».

A.2 Cylindre seul dans un milieu infini

Commençons par construire l'écoulement potentiel à deux dimensions autour d'un cylindre dans un milieu infini. Pour cela, on superpose à un écoulement uniforme l'écoulement généré par un dipôle source-puits. La valeur du moment dipolaire est imposée par la condition de non-pénétration de l'écoulement dans le cylindre. La figure A.1 schématise le principe de la superposition, et explicite le système de coordonnées utilisé, qui a pour origine le centre du cylindre.

Le potentiel complexe total s'écrit comme la somme des potentiels complexes des écoulements plus simples :

$$\Upsilon(\chi) = U\chi + \frac{A}{\chi}. \quad (\text{A.8})$$

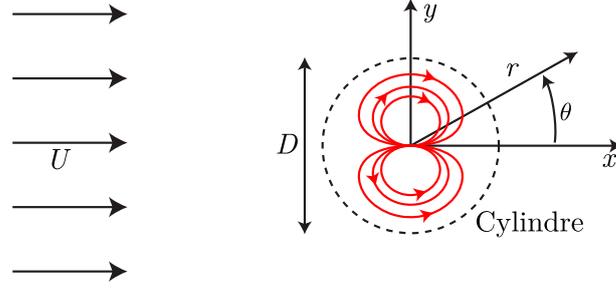


FIGURE A.1 – Principe du traitement en théorie potentielle de l'écoulement bidimensionnel autour d'un cylindre seul. À l'écoulement d'approche U , on superpose l'écoulement généré par un dipôle placé au centre du cylindre et orienté selon x , schématisé en rouge. L'ajustement du moment dipolaire permet d'imposer une vitesse tangentielle au bord du cylindre.

φ et ψ s'obtiennent en identifiant les parties réelle et imaginaire de Υ :

$$\begin{aligned}\Upsilon &= U(x + iy) + \frac{A}{x + iy} \\ &= U(x + iy) + \frac{A(x - iy)}{x^2 + y^2} \\ \Upsilon &= Ux \left(1 + \frac{A}{x^2 + y^2}\right) + iUy \left(1 - \frac{A}{x^2 + y^2}\right)\end{aligned}\quad (\text{A.9})$$

La fonction de courant s'écrit donc, en coordonnées cartésiennes :

$$\psi(x, y) = Uy \left(1 - \frac{A}{x^2 + y^2}\right), \quad (\text{A.10})$$

et en coordonnées polaires :

$$\psi(r, \theta) = Ur \sin \theta \left(1 - \frac{A}{r^2}\right) \quad (\text{A.11})$$

La condition de non-pénétration de l'écoulement dans le cylindre impose que la vitesse soit tangentielle au cylindre. Le bord du cylindre doit donc être une ligne de courant, à savoir une ligne iso- ψ . Si l'on prend $\psi(r = D/2, \theta) = 0$,¹ cela impose $A = D^2/4$.

On obtient donc les champs de vitesse suivants, qui vérifient les conditions aux limites sur le cylindre et à l'infini :

$$\begin{cases} u_r = \frac{1}{r} \partial_\theta \psi = U \cos \theta \left(1 - \frac{D^2}{4r^2}\right), \\ u_\theta = -\partial_r \psi = -U \sin \theta \left(1 + \frac{D^2}{4r^2}\right). \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

Pour déterminer le point de vitesse maximale, on évalue la norme au carré du champ de vitesse. Ce qui, après calculs, donne :

$$\vec{u}^2(r, \theta) = U^2 \left(1 + \frac{D^4}{16r^4} - \frac{D^2}{2r^2} \cos 2\theta\right). \quad (\text{A.13})$$

Le calcul des dérivées partielles $\partial_r \vec{u}^2$ et $\partial_\theta \vec{u}^2$ nous indique que les points de l'écoulement ($r \geq D/2$) de vitesse maximale se trouvent en $(r, \theta) = (D/2, \pm \pi/2)$. La vitesse, purement orthoradiale, y vaut :

$$u_{\max} = 2U. \quad (\text{A.14})$$

1. La fonction ψ est définie à une constante près.

A.3 Cylindre entre deux parois latérales

A.3.1 Principe de l'approche

Raffinons le calcul précédent et intéressons-nous à l'écoulement potentiel à deux dimensions autour d'un cylindre à mi-distance entre deux parois latérales séparées d'une distance W . Pour traiter cet effet de confinement, nous utilisons l'approche développée par LAMB [55], que nous détaillons quelque peu.

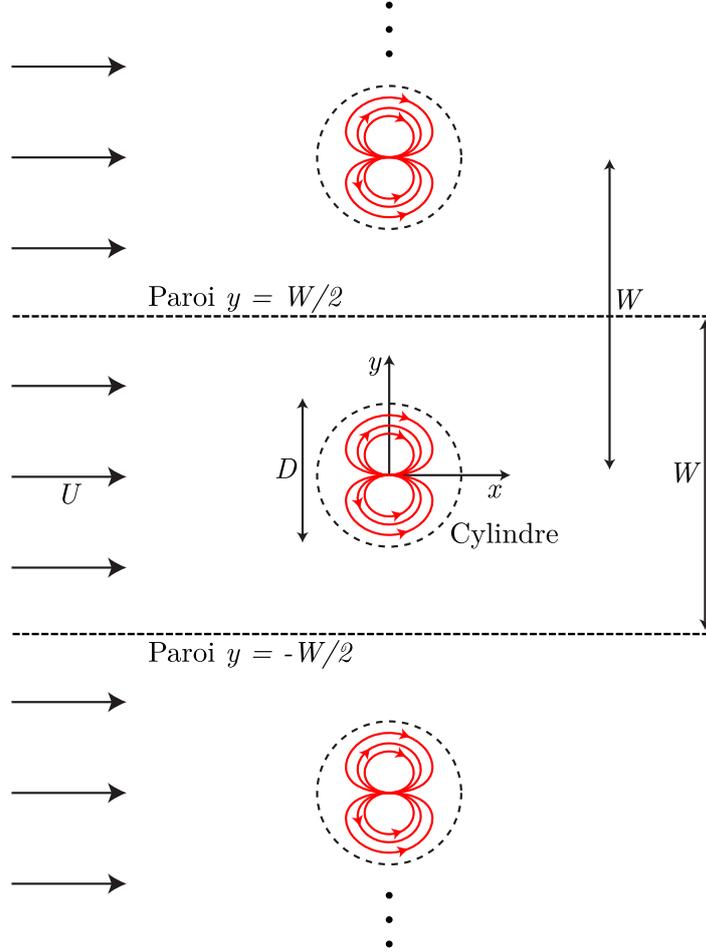


FIGURE A.2 – Principe du traitement en théorie potentielle de l'écoulement bidimensionnel autour d'un cylindre confiné selon l'approche de LAMB [55]. À l'écoulement d'approche U , on superpose une ligne infinie de dipôles identiques séparés de W , transverse à l'écoulement. Le rapport de blocage D/W se contrôle en ajustant le moment dipolaire A .

Pour traiter la présence d'une paroi dans un écoulement potentiel, on utilise classiquement une approche « en miroir » : la condition de non-pénétration de la paroi est respectée en dupliquant symétriquement à cette paroi les différents sources, puits et dipôles [39]. Par exemple, pour reproduire l'effet du voisinage du cylindre avec une unique paroi en $y = W/2$, il convient de superposer à l'écoulement uniforme celui généré par deux dipôles identiques, situés tous deux en $x = 0$, mais de part et d'autre de la paroi : en $y = 0$ pour le « vrai cylindre », et en $y = W$ pour le « cylindre miroir ». La symétrie du système impose alors une vitesse transverse v nulle en $y = W/2$.

Pour mimer l'effet de deux parois situées en $y = \pm W/2$, symétriquement par rapport à un cylindre, on superpose à l'écoulement uniforme une infinité de dipôles identiques. Ceux-ci sont tous situés sur une ligne transverse à l'écoulement d'approche, en $x = 0$, à une distance W les uns des autres. Le principe de construction de l'écoulement est schématisé sur la figure A.2.

La symétrie du système impose bien une vitesse transverse v nulle en $y = \pm W/2$. Le rapport de blocage D/W se contrôle en ajustant le moment dipolaire A .

A.3.2 Calcul du potentiel complexe et de la fonction de courant

Les différents dipôles sont placés aux points d'affixes $\{\chi = niW; n \in \mathbb{Z}\}$. Le potentiel complexe total s'écrit alors :

$$\Upsilon(\chi) = U\chi + \frac{A}{\chi} + \frac{A}{\chi - iW} + \frac{A}{\chi + iW} + \frac{A}{\chi - 2iW} + \frac{A}{\chi + 2iW} + \dots,$$

ce que l'on note de façon plus compacte :

$$\Upsilon(\chi) = U\chi + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{A}{\chi + niW}. \quad (\text{A.15})$$

À ce stade, il est nécessaire de faire appel à l'analyse complexe. En effet, il existe un développement en série de la fonction cotangente sur $\mathbb{C} \setminus \mathbb{Z}$ [90] :

$$\forall \zeta \in \mathbb{C} \setminus \mathbb{Z}, \quad \pi \cot(\pi\zeta) = \lim_{N \rightarrow +\infty} \sum_{n=-N}^N \frac{1}{\zeta + n}, \quad (\text{A.16})$$

ce qui peut également s'écrire en utilisant la fonction cotangente hyperbolique :

$$\forall \zeta \in \mathbb{C} \setminus \mathbb{Z}, \quad i\pi \coth(i\pi\zeta) = \lim_{N \rightarrow +\infty} \sum_{n=-N}^N \frac{1}{\zeta + n}. \quad (\text{A.17})$$

Si l'on réécrit (A.15) :

$$\Upsilon(\chi) = U\chi + \frac{A}{iW} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\chi/iW + n},$$

l'utilisation de l'équation (A.17) nous permet d'écrire finalement le potentiel complexe sous la forme :

$$\Upsilon(\chi) = U\chi + \frac{A\pi}{W} \coth \frac{\pi\chi}{W}. \quad (\text{A.18})$$

Pour avoir l'expression de la fonction de courant ψ (et du potentiel φ), il faut identifier les parties réelle et imaginaire de l'équation (A.18). On réécrit donc $\chi = x + iy$, et on développe le terme $\coth(\pi\chi/W) = \cosh(\pi\chi/W)/\sinh(\pi\chi/W)$. Après quelques réarrangements, et à l'aide des formules d'Euler, on obtient finalement :

$$\varphi = Ux + \frac{A\pi}{W} \frac{\sinh(2\pi x/W)}{\cosh(2\pi x/W) - \cos(2\pi y/W)}, \quad (\text{A.19})$$

et

$$\psi = Uy - \frac{A\pi}{W} \frac{\sin(2\pi y/W)}{\cosh(2\pi x/W) - \cos(2\pi y/W)}. \quad (\text{A.20})$$

Ces expressions sont valables pour l'ensemble des points du plan (non singuliers), définissant ainsi un écoulement infiniment étendu, spatialement périodique selon y avec une période W . On se limite par la suite à la zone centrale correspondant au canal, pour laquelle $-W/2 \leq y \leq +W/2$.

A.3.3 Conditions aux limites

Lignes iso- ψ

Pour respecter les conditions aux limites, l'écoulement doit être tangent aux parois latérales ainsi qu'au contour de l'obstacle. Ces lignes doivent donc être des lignes iso- ψ .

Les conditions aux parois latérales sont assurées, étant donnée l'expression de la fonction de courant. ψ est bien constante sur les lignes $y = -W/2$ et $y = +W/2$. Ceci est à mettre en regard avec les symétries du problème étudié.

Le contour de l'obstacle est quant à lui déterminé en recherchant le lieu des points (x,y) tels que $\psi(x,y) = 0$. D'après l'équation (A.20), celui-ci est constitué d'une part de la ligne $y = 0$, et d'autre part des points $(x,y \neq 0)$ tels que :

$$\begin{aligned} \psi(x,y \neq 0) = 0 &\Leftrightarrow y = \frac{A\pi}{WU} \frac{\sin(2\pi y/W)}{\cosh(2\pi x/W) - \cos(2\pi y/W)} \\ &\Leftrightarrow \cosh \frac{2\pi x}{W} = \frac{A\pi}{WUy} \sin \frac{2\pi y}{W} + \cos \frac{2\pi y}{W} \\ &\Leftrightarrow 1 + 2 \sinh^2 \frac{\pi x}{W} = \frac{2A\pi}{WUy} \sin \frac{\pi y}{W} \cos \frac{\pi y}{W} + 1 - 2 \sin^2 \frac{\pi y}{W} \\ \psi(x,y \neq 0) = 0 &\Leftrightarrow \sinh^2 \frac{\pi x}{W} = \sin \frac{\pi y}{W} \left(\frac{A\pi}{WUy} \cos \frac{\pi y}{W} - \sin \frac{\pi y}{W} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

Les solutions de l'équation (A.21) pour $-W/2 \leq y \leq +W/2$ décrivent un contour fermé pseudo-elliptique, centré en $(x,y) = (0,0)$, qui admet les axes x et y comme axes de symétrie. La forme de cet obstacle est contrôlée par le paramètre A .

En particulier, le moment dipolaire A contrôle directement le rapport de blocage D/W , c'est-à-dire le rapport entre la largeur maximale en y de l'obstacle D et la largeur du canal W . La figure A.3 donne deux exemples de tracés des lignes $\psi = 0$, pour deux valeurs de D/W (et donc de A) différentes. Jusqu'à des valeurs modérées de D/W , l'obstacle est quasi circulaire.

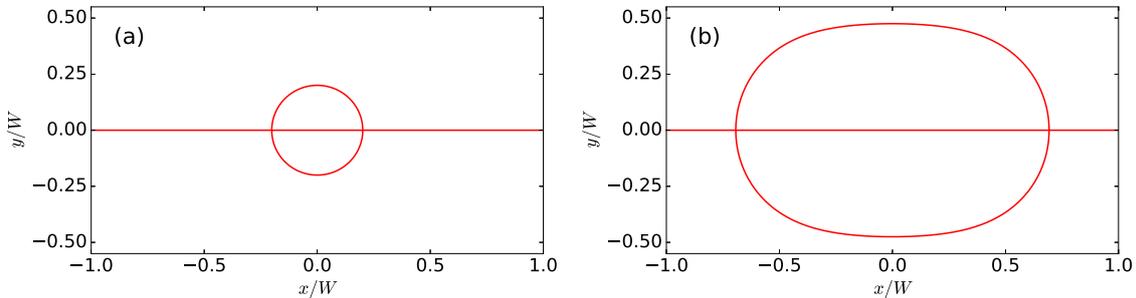


FIGURE A.3 – Lignes de courant $\psi = 0$ pour la fonction de courant exprimée en (A.20). Les longueurs sont adimensionnées par la largeur du canal W . Outre la ligne $y = 0$, on distingue le contour de l'obstacle, dont la forme est contrôlée par le paramètre A . On appelle D la largeur suivant y de cet obstacle en $x = 0$. (a) Obstacle quasi circulaire, de rapport de blocage $D/W = 0,4$. (b) Obstacle anisotrope, de rapport de blocage $D/W = 0,95$.

Relation entre moment dipolaire A et largeur de l'obstacle D

Pour une paramétrisation plus physique de nos équations, on exprime la relation entre A et D . Pour cela, on résout l'équation (A.21) en $x = 0$. On cherche $y = D/2$ tel que :

$$\frac{2A\pi}{WUD} \cos \frac{\pi D}{2W} - \sin \frac{\pi D}{2W} = 0.$$

Ce qui nous donne finalement la relation :

$$\frac{A\pi}{WU} = \frac{D}{2} \tan \frac{\pi D}{2W}. \quad (\text{A.22})$$

À l'aide la relation précédente, on peut réécrire la fonction de courant en faisant explicitement apparaître D , le paramètre que l'on veut en pratique contrôler :

$$\psi = Uy - \frac{UD}{2} \tan \frac{\pi D}{2W} \frac{\sin(2\pi y/W)}{\cosh(2\pi x/W) - \cos(2\pi y/W)}. \quad (\text{A.23})$$

Erreur de circularité sur l'obstacle

Pour quantifier l'erreur de circularité apparaissant aux grands rapports de blocage, on détermine D_x la longueur de l'obstacle le long de l'axe x . Pour cela, on effectue un développement limité en $y \simeq 0$ de l'équation (A.21). Ce qui, après réarrangement à l'aide de (A.22), donne la relation :

$$\sinh^2 \frac{\pi D_x}{2W} = \frac{\pi D}{2W} \tan \frac{\pi D}{2W}. \quad (\text{A.24})$$

On remarque que pour $D/W \rightarrow 0$, la relation précédente donne $D_x = D$, correspondant à un obstacle circulaire. Pour un rapport de blocage modéré de $D/W = 0,40$, l'erreur de circularité D_x/D reste faible, valant 0,7%. Ce rapport de blocage est le plus grand que nous ayons utilisé expérimentalement.

L'erreur de circularité devient plus importante aux grands rapports de blocage (46% à $D/W = 0,95$), mais l'on atteint là bien évidemment les limites du modèle.

A.3.4 Champ de vitesse et vitesse maximale

Le champ de vitesse s'obtient en dérivant spatialement la fonction de courant exprimée en (A.23). Après calculs, on obtient finalement les expressions suivantes pour les composantes du champ de vitesse :

$$u(x,y) = \partial_y \psi = U \left[1 + \frac{\pi D}{W} \tan \frac{\pi D}{2W} \frac{1 - \cos \frac{2\pi y}{W} \cosh \frac{2\pi x}{W}}{\left(\cosh \frac{2\pi x}{W} - \cos \frac{2\pi y}{W} \right)^2} \right], \quad (\text{A.25})$$

et

$$v(x,y) = -\partial_x \psi = -U \frac{\pi D}{W} \tan \frac{\pi D}{2W} \frac{\sinh \frac{2\pi x}{W} \sin \frac{2\pi y}{W}}{\left(\cosh \frac{2\pi x}{W} - \cos \frac{2\pi y}{W} \right)^2}. \quad (\text{A.26})$$

La vitesse d'approche U et le rapport de blocage D/W apparaissent donc bien comme étant les paramètres de contrôle de l'écoulement.

Les symétries du problème imposent que, comme dans le cas non confiné, la vitesse maximale est atteinte sur les bords de l'obstacle, en $(x,y) = (0, \pm D/2)$. Cela peut se vérifier numériquement, ou en calculant les dérivées spatiales de la norme de la vitesse. Finalement, la vitesse maximale a pour expression :

$$u_{\max} = u(0, \pm D/2) = U \left[1 + \pi \frac{D}{W} \frac{\tan(\pi D/2W)}{1 - \cos(\pi D/W)} \right]. \quad (\text{A.27})$$

Liste des symboles

Sigles

AFC	Affouillement en fer à cheval
AOL	Affouillement en oreilles de lapin
PIV	Vélocimétrie par images de particules (<i>Particle image velocimetry</i>)
TFC	Tourbillon en fer à cheval
TKE	Énergie cinétique turbulente (<i>Turbulent kinetic energy</i>)

Opérateurs mathématiques

\vec{X}	Vecteur
$\partial_Y X$	Dérivée partielle de X par rapport à Y
$\langle X \rangle$	Moyenne temporelle de la grandeur X
X'	Fluctuation temporelle de la grandeur X ($X' = X - \langle X \rangle$)

Nombres sans dimension

Symbole	Nom (Nombre de) et expression
Fr	Froude $Fr = U/\sqrt{gh}$
Re_X	Reynolds (basé sur la longueur X) $Re_X = XU/\nu$
Re_*	Reynolds de cisaillement $Re_* = du_*/\nu$
Sh	Shields global $Sh = \rho U^2/\Delta\rho gd$
Sh_*	Shields local $Sh_* = \rho u_*^2/\Delta\rho gd$
St	Strouhal $St = fD/U$
Sh_c	Shields au seuil d'érosion sans obstacle $Sh_c = \rho U_c^2/\Delta\rho gd$
Sh_c^{AFC}	Shields au seuil d'apparition de l'AFC
Sh_c^{AOL}	Shields au seuil d'apparition de l'AOL

Lettres latines

Symbole	Dimension	Définition
p	$M.L^{-1}.T^{-2}$	Pression
u	$L.T^{-1}$	Composante de vitesse selon x
v	$L.T^{-1}$	Composante de vitesse selon y
w	$L.T^{-1}$	Composante de vitesse selon z
x	L	Coordonnée horizontale dans la direction de l'écoulement
y	L	Coordonnée horizontale transverse à l'écoulement
z	L	Coordonnée verticale
r	L	Rayon en coordonnées polaires
g	$L.T^{-2}$	Accélération de la pesanteur
t	T	Temps
d	L	Diamètre des grains
D	L	Diamètre de l'obstacle
h	L	Hauteur d'eau
H	L	Hauteur de l'obstacle
R_{roue}	L	Rayon de la roue à aubes
W	L	Largeur du canal
U	$L.T^{-1}$	Vitesse d'approche de l'écoulement
U_c	$L.T^{-1}$	Vitesse au seuil d'érosion sans obstacle
u_*	$L.T^{-1}$	Vitesse de frottement $\sigma_0 = \rho u_*^2$
z_0	L	Longueur de rugosité
f	T^{-1}	Fréquence d'émission des tourbillons de Bénard-von Kármán
TKE	$M.L^{-1}.T^{-2}$	$TKE = \frac{1}{2}\rho(\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle)$
TKE_{u_i, u_j}	$M.L^{-1}.T^{-2}$	$TKE_{u_i, u_j} = \frac{1}{2}\rho(\langle u_i'^2 \rangle + \langle u_j'^2 \rangle)$
$E_{u,v}$	$M.L^{-1}.T^{-2}$	Maximum de $TKE_{u,v}$ à $z = 5$ mm du fond
$E_{u,w}$	$M.L^{-1}.T^{-2}$	Maximum de $TKE_{u,w}$ pour $z \leq 5$ mm
L_x	L	Extension longitudinale de la fosse d'affouillement
L_y	L	Extension transversale de la fosse d'affouillement
$L_{x,\infty}; L_{y,\infty}$	L	Extensions aux temps longs
(x_m, y_m)	L	Position du maximum de profondeur ξ_m
$Z(x, y, t)$	L	Carte topographique enregistrée à l'instant t ($\xi(x, y, t) = Z(x, y, t) - Z(x, y, 0)$)

Lettres grecques

Symbole	Dimension	Définition
θ	1	Angle des coordonnées polaires
Ω	T^{-1}	Vitesse de rotation de la roue à aubes
κ	1	Constante de von Kármán ($\kappa \simeq 0,40$)
ν	$L^2.T^{-1}$	Viscosité cinématique
η	$M.L^{-1}.T^{-1}$	Viscosité dynamique
ρ	$M.L^{-3}$	Masse volumique du fluide
ρ_g	$M.L^{-3}$	Masse volumique des grains
$\Delta\rho$	$M.L^{-3}$	$\Delta\rho = \rho_g - \rho$
δ	L	Épaisseur de la couche limite turbulente
δ_ν	L	Épaisseur de la sous-couche visqueuse
σ_0	$M.L^{-1}.T^{-2}$	Contrainte à la paroi
σ_{x_i,x_j}	$M.L^{-1}.T^{-2}$	Tenseur de Reynolds $\sigma_{x_i,x_j} = -\rho\langle u'_i u'_j \rangle$
ω	T^{-1}	Vorticité
φ	$L^2.T^{-1}$	Potentiel des vitesses
ψ	$L^2.T^{-1}$	Fonction de courant
Υ	$L^2.T^{-1}$	Potentiel complexe : $\Upsilon = \varphi + i\psi$
χ	L	Affixe complexe $\chi = x + iy$
$\xi(x,y,t)$	L	Variation d'altitude au temps t par rapport au lit plat initial ($\xi(x,y,t) = Z(x,y,t) - Z(x,y,0)$)
ξ_m	L	Profondeur maximale de la fosse d'érosion
ξ_∞	L	Profondeur maximale de la fosse aux temps longs
τ	T	Temps caractéristique de formation du motif d'affouillement

Bibliographie

- [1] AKILLI, H., B. SAHIN et N. F. TUMEN. 2005, «Suppression of vortex shedding of circular cylinder in shallow water by a splitter plate», *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 16, n° 4, p. 211–219. 15
- [2] ALLEN, P. A. 2009, *Earth surface processes*, John Wiley & Sons. 18
- [3] ANDERSON, C. D. et S. P. LYNCH. 2016, «Time-resolved stereo PIV measurements of the horseshoe vortex system at multiple locations in a low-aspect-ratio pin–fin array», *Experiments in Fluids*, vol. 57, n° 1, p. 5. 16, 119
- [4] ANDREOTTI, B., Y. FORTERRE et O. POULIQUEN. 2012, *Les milieux granulaires : entre fluide et solide*, EDP sciences. 19, 22, 23, 83
- [5] AUSSILLOUS, P., Z. ZOU, E. GUAZZELLI, L. YAN et M. WYART. 2016, «Scale-free channeling patterns near the onset of erosion of sheared granular beds», *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 113, n° 42, p. 11 788–11 793. 23
- [6] AUZERAIS, A. 2017, *Impact d'un cylindre vertical sur la dynamique sédimentaire sous l'action d'un courant*, Thèse de doctorat, Normandie Université. 30, 63
- [7] AUZERAIS, A., A. JARNO, A. EZERSKY et F. MARIN. 2016, «Formation of localized sand patterns downstream from a vertical cylinder under steady flows : Experimental and theoretical study», *Physical Review E*, vol. 94, n° 5, p. 052 903. 25, 26, 62
- [8] BADR, S. 2014, *Érosion d'un milieu granulaire par un jet*, Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI. 51
- [9] BADR, S., G. GAUTHIER et P. GONDRET. 2014, «Erosion threshold of a liquid immersed granular bed by an impinging plane liquid jet», *Physics of Fluids*, vol. 26, n° 2, p. 023 302. 21
- [10] BAGHERIMIYAB, F. et U. LEMMIN. 2013, «Shear velocity estimates in rough-bed open-channel flow», *Earth Surface Processes and Landforms*, vol. 38, n° 14, p. 1714–1724. 11, 12, 107, 109, 110, 111, 112
- [11] BAGNOLD, R. A. 1966, *An approach to the sediment transport problem from general physics*, Geological Survey Professional Paper 422-I. 22
- [12] BAGNOLD, R. A. 1973, «The nature of saltation and of 'bed-load' transport in water», *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 332, n° 1591, p. 473–504. 22
- [13] BAKER, C. 1979, «The laminar horseshoe vortex», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 95, n° 2, p. 347–367. 16, 119
- [14] BAKER, C. 1980, «Theoretical approach to prediction of local scour around bridge piers», *Journal of Hydraulic Research*, vol. 18, n° 1, p. 1–12. 119

- [15] BAKER, C. 1980, «The turbulent horseshoe vortex», *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 6, n° 1-2, p. 9–23. 16
- [16] BAKER, C. 1991, «The oscillation of horseshoe vortex systems», *Journal of Fluids Engineering*, vol. 113, n° 3, p. 489–495. 16, 119
- [17] BIRON, P. M., C. ROBSON, M. F. LAPOINTE et S. J. GASKIN. 2004, «Comparing different methods of bed shear stress estimates in simple and complex flow fields», *Earth Surface Processes and Landforms*, vol. 29, n° 11, p. 1403–1415. 11, 12, 107, 110, 111, 112
- [18] BRADSHAW, P. 1967, «The turbulence structure of equilibrium boundary layers», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 29, n° 4, p. 625–645. 12, 111
- [19] BREUSERS, H., G. NICOLLET et H. SHEN. 1977, «Local scour around cylindrical piers», *Journal of Hydraulic Research*, vol. 15, n° 3, p. 211–252. 24, 25, 27, 28, 30, 31, 59, 61, 62, 65, 67, 76, 85
- [20] BUFFINGTON, J. M. et D. R. MONTGOMERY. 1997, «A systematic analysis of eight decades of incipient motion studies, with special reference to gravel-bedded rivers», *Water Resources Research*, vol. 33, n° 8, p. 1993–2029. 10, 20, 21, 46, 58, 68
- [21] CHABERT, J. et P. ENGELDINGER. 1956, *Étude des affouillements autour des piles de ponts*, Laboratoire National d’Hydraulique, Chatou, France. 24, 28, 30, 96
- [22] CHARRU, F. 2006, «Selection of the ripple length on a granular bed sheared by a liquid flow», *Physics of fluids*, vol. 18, n° 12, p. 1215–1208. 22
- [23] CHARRU, F., B. ANDREOTTI et P. CLAUDIN. 2013, «Sand ripples and dunes», *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 45, p. 469–493. 23
- [24] CHARRU, F. et E. HINCH. 2006, «Ripple formation on a particle bed sheared by a viscous liquid. part 1. steady flow», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 550, p. 111–121. 23
- [25] CHARRU, F., H. MOUILLERON et O. EIFF. 2004, «Erosion and deposition of particles on a bed sheared by a viscous flow», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 519, p. 55–80. 21, 22
- [26] CHEN, D. et G. H. JIRKA. 1995, «Experimental study of plane turbulent wakes in a shallow water layer», *Fluid Dynamics Research*, vol. 16, n° 1, p. 11. 16
- [27] CHEN, J.-H., W. PRITCHARD et S. TAVENER. 1995, «Bifurcation for flow past a cylinder between parallel planes», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 284, p. 23–41. 15, 45
- [28] CHIN, C. O., B. MELVILLE et A. RAUDKIVI. 1994, «Streambed armoring», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 120, n° 8, p. 899–918. 22
- [29] CHIODI, F., P. CLAUDIN et B. ANDREOTTI. 2014, «A two-phase flow model of sediment transport : Transition from bedload to suspended load», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 755, p. 561–581. 22
- [30] CLARK, A. H., M. D. SHATTUCK, N. T. OUELLETTE et C. S. O’HERN. 2017, «Role of grain dynamics in determining the onset of sediment transport», *Physical Review Fluids*, vol. 2, n° 3, p. 034305. 10, 20, 21, 46, 58

- [31] DARGAHI, B. 1989, «The turbulent flow field around a circular cylinder», *Experiments in Fluids*, vol. 8, n° 1, p. 1–12. 16, 119
- [32] DARGAHI, B. 1990, «Controlling mechanism of local scouring», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 116, n° 10, p. 1197–1214. 25, 65, 83, 85, 96, 119, 131
- [33] DEY, S., B. M. SUMER et J. FREDSSØE. 2006, «Control of scour at vertical circular piles under waves and current», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 132, n° 3, p. 270–279. 25, 30, 131
- [34] ETTEMA, R., G. CONSTANTINESCU et B. MELVILLE. 2011, *Evaluation of bridge scour research : Pier scour processes and predictions*, TRB National Cooperative Highway Research Program Report No. 175. 16, 24, 25, 26, 27, 28, 30, 31, 59, 62, 66, 67, 76, 85, 96
- [35] ETTEMA, R., G. KIRKIL et M. MUSTE. 2006, «Similitude of large-scale turbulence in experiments on local scour at cylinders», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 132, n° 1, p. 33–40. 28, 29
- [36] ETTEMA, R., B. W. MELVILLE et B. BARKDOLL. 1998, «Scale effect in pier-scour experiments», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 124, n° 6, p. 639–642. 28
- [37] GLOVER, R. E. et F. Q. L. 1951, «Stable channel profile», *US Bureau of Reclamation, Hydr. Lab. Report*, p. Hyd-325. 12
- [38] GOUJON-DURAND, S., P. JENFFER et J. WESFREID. 1994, «Downstream evolution of the Bénard–von Kármán instability», *Physical Review E*, vol. 50, n° 1, p. 308. 13
- [39] GUYON, É., J.-P. HULIN et L. PETIT. 2012, *Hydrodynamique physique 3e édition (2012)*, EDP sciences. 7, 105, 107, 114, 131, I, IV
- [40] HANCU, S. 1971, «Sur le calcul des affouillements locaux dans la zone des piles des ponts», dans *Proc. 14th IAHR Congress*, vol. 3, p. 299–313. 27, 28, 32, 62, 115
- [41] HARSHA, P. et S. LEE. 1970, «Correlation between turbulent shear stress and turbulent kinetic energy», *AIAA Journal*, vol. 8, n° 8, p. 1508–1510. 111
- [42] HONG, A., M. TAO et A. KUDROLLI. 2015, «Onset of erosion of a granular bed in a channel driven by fluid flow», *Physics of Fluids*, vol. 27, n° 1, p. 013301. 22
- [43] HOUSSAIS, M. et E. LAJEUNESSE. 2012, «Bedload transport of a bimodal sediment bed», *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, vol. 117, n° F4. 21
- [44] HOUSSAIS, M., C. P. ORTIZ, D. J. DURIAN et D. J. JEROLMACK. 2015, «Onset of sediment transport is a continuous transition driven by fluid shear and granular creep», *Nature Communications*, vol. 6, p. 6527. 21, 46
- [45] JULIEN, P. Y. 2010, *Erosion and sedimentation*, Cambridge University Press. 20
- [46] KAWAMURA, T., M. HIWADA, T. HIBINO, I. MABUCHI et M. KUMADA. 1984, «Flow around a finite circular cylinder on a flat plate : Cylinder height greater than turbulent boundary layer thickness», *Bulletin of JSME*, vol. 27, n° 232, p. 2142–2151. 17
- [47] KIM, S.-C., C. FRIEDRICHS, J.-Y. MAA et L. WRIGHT. 2000, «Estimating bottom stress in tidal boundary layer from acoustic doppler velocimeter data», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 126, n° 6, p. 399–406. 11, 12, 107, 110, 111, 112

- [48] KIRKIL, G. et G. CONSTANTINESCU. 2012, «A numerical study of the laminar necklace vortex system and its effect on the wake for a circular cylinder», *Physics of Fluids*, vol. 24, n° 7, p. 073602. 16, 119
- [49] KIRKIL, G. et G. CONSTANTINESCU. 2015, «Effects of cylinder Reynolds number on the turbulent horseshoe vortex system and near wake of a surface-mounted circular cylinder», *Physics of Fluids*, vol. 27, n° 7, p. 075102. 16, 26, 31, 65, 119, 133
- [50] KOTHYARI, U. C., W. H. HAGER et G. OLIVETO. 2007, «Generalized approach for clear-water scour at bridge foundation elements», *Journal of hydraulic Engineering*, vol. 133, n° 11, p. 1229–1240. 26, 27, 31, 89
- [51] KOTHYARI, U. C., A. KUMAR et R. K. JAIN. 2014, «Influence of cohesion on river bed scour in the wake region of piers», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 140, n° 1, p. 1–13. 61
- [52] KRAJNOVIĆ, S. 2011, «Flow around a tall finite cylinder explored by large eddy simulation», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 676, p. 294–317. 15, 16, 17, 31, 133
- [53] LAJEUNESSE, E. 2008, «Érosion et transport de sédiments : du laboratoire au terrain», Mémoire d'HDR. 22
- [54] LAJEUNESSE, E., L. MALVERTI et F. CHARRU. 2010, «Bed load transport in turbulent flow at the grain scale : Experiments and modeling», *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, vol. 115, n° F4. 19, 21, 22
- [55] LAMB, H. 1932, *Hydrodynamics*, Cambridge University Press. 116, IV
- [56] LANÇA, R. M., C. S. FAEL, R. J. MAIA, J. P. PÊGO et A. H. CARDOSO. 2013, «Clear-water scour at comparatively large cylindrical piers», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 139, n° 11, p. 1117–1125. 26, 27, 31, 89
- [57] LANE, E. W. 1955, «Design of stable channels», *Transaction of American Society of Civil Engineers*, vol. 120, p. 1234–1260. 12
- [58] LANGLOIS, V. et A. VALANCE. 2005, «Formation of two-dimensional sand ripples under laminar shear flow», *Physical Review Letters*, vol. 94, n° 24, p. 248001. 23
- [59] LANGLOIS, V. et A. VALANCE. 2007, «Initiation and evolution of current ripples on a flat sand bed under turbulent water flow», *The European Physical Journal E*, vol. 22, n° 3, p. 201–208. 23
- [60] LAUNAY, G. 2016, *Étude expérimentale du tourbillon en fer à cheval au pied d'un obstacle émergent dans un roulement laminaire à surface libre*, Thèse de doctorat, Université de Lyon. 16, 74, 119
- [61] LAUNAY, G., E. MIGNOT, N. RIVIERE et R. PERKINS. 2017, «An experimental investigation of the laminar horseshoe vortex around an emerging obstacle», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 830, p. 257–299. 16, 119
- [62] LAVELLE, J. W. et H. O. MOFJELD. 1987, «Do critical stresses for incipient motion and erosion really exist?», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 113, n° 3, p. 370–385. 20
- [63] LEE, S. O. et T. W. STURM. 2009, «Effect of sediment size scaling on physical modeling of bridge pier scour», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 135, n° 10, p. 793–802. 28, 29, 30, 94

- [64] LIENHARD, J. H. 1966, *Synopsis of lift, drag, and vortex frequency data for rigid circular cylinders*, vol. 300, Technical Extension Service, Washington State University. 13, 15
- [65] LIN, C., T. C. HO et S. DEY. 2008, «Characteristics of steady horseshoe vortex system near junction of square cylinder and base plate», *Journal of Engineering Mechanics*, vol. 134, n° 2, p. 184–197. 16
- [66] LIU, Z. 2001, *Sediment transport*, Aalborg Universitet. 10
- [67] LOISELEUX, T., P. GONDRET, M. RABAUD et D. DOPPLER. 2005, «Onset of erosion and avalanche for an inclined granular bed sheared by a continuous laminar flow», *Physics of Fluids*, vol. 17, n° 10, p. 1033–1044. 21
- [68] MA, X., G.-S. KARAMANOS et G. KARNIADAKIS. 2000, «Dynamics and low-dimensionality of a turbulent near wake», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 410, p. 29–65. 133
- [69] MANES, C. et M. BROCCINI. 2015, «Local scour around structures and the phenomenology of turbulence», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 779, p. 309–324. 24, 25, 28, 31, 32, 59, 65, 66, 85, 94, 96
- [70] MELVILLE, B. W. 1975, *Local scour at bridge sites*, Thèse de doctorat, University of Auckland. 25, 65, 131
- [71] MELVILLE, B. W. et Y.-M. CHIEW. 1999, «Time scale for local scour at bridge piers», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 125, n° 1, p. 59–65. 26, 27, 31, 89, 100
- [72] MÉTIVIER, F. et L. BARRIER. 2012, «Alluvial landscape evolution : What do we know about metamorphosis of gravel-bed meandering and braided streams?», *Gravel-Bed Rivers : Processes, Tools, Environments*, p. 474–501. 23
- [73] MEUNIER, P., F. MÉTIVIER, E. LAJEUNESSE, A. MERIAUX et J. FAURE. 2006, «Flow pattern and sediment transport in a braided river : The “Torrent de St-Pierre” (French Alps)», *Journal of Hydrology*, vol. 330, n° 3-4, p. 496–505. 22
- [74] MEYER-PETER, E. et R. MÜLLER. 1948, «Formulas for bed-load transport», dans *Proceedings of the 2nd Meeting of the International Association of Hydraulic Research, Stockholm, Sweden, IAHR*, p. 39–64. 22
- [75] NAGEL, T. 2018, *Étude numérique des interactions multiéchelles écoulement-sédiment-structure par une approche multiphasique*, Thèse de doctorat, Communauté université Grenoble Alpes. 22, 31
- [76] NICOLLET, G. 1971, *Déformation des lits alluvionnaires : affouillements autour des piles de ponts cylindriques*, Laboratoire National d’Hydraulique, Chatou, France. 27, 28, 32, 62, 115
- [77] NIKORA, V. et D. GORING. 2000, «Flow turbulence over fixed and weakly mobile gravel beds», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 126, n° 9, p. 679–690. 11, 109, 110
- [78] NIKURADSE, J. 1950, *Laws of flow in rough pipes*, National Advisory Committee for Aeronautics Washington. 111
- [79] OLIVETO, G. et W. H. HAGER. 2002, «Temporal evolution of clear-water pier and abutment scour», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 128, n° 9, p. 811–820. 27, 31, 100

- [80] ONG, L. et J. WALLACE. 1996, «The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder», *Experiments in Fluids*, vol. 20, n° 6, p. 441–453. 133
- [81] OURIEMI, M., P. AUSSILLOUS, M. MEDALE, Y. PEYSSON et E. GUAZZELLI. 2007, «Determination of the critical shields number for particle erosion in laminar flow», *Physics of Fluids*, vol. 19, n° 6, p. 061706. 21, 46
- [82] OZGOREN, M. 2006, «Flow structure in the downstream of square and circular cylinders», *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 17, n° 4, p. 225–235. 15
- [83] PALAU-SALVADOR, G., T. STOESSER, J. FRÖHLICH, M. KAPPLER et W. RODI. 2010, «Large eddy simulations and experiments of flow around finite-height cylinders», *Flow, turbulence and combustion*, vol. 84, n° 2, p. 239. 17
- [84] PAPANICOLAOU, A., P. DIPLAS, N. EVAGGELOPOULOS et S. FOTOPOULOS. 2002, «Stochastic incipient motion criterion for spheres under various bed packing conditions», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 128, n° 4, p. 369–380. 21
- [85] PARNAUDEAU, P., J. CARLIER, D. HEITZ et E. LAMBALLAIS. 2008, «Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at reynolds number 3900», *Physics of Fluids*, vol. 20, n° 8, p. 085101. 133
- [86] PATTENDEN, R., S. TURNOCK et X. ZHANG. 2005, «Measurements of the flow over a low-aspect-ratio cylinder mounted on a ground plane», *Experiments in Fluids*, vol. 39, n° 1, p. 10–21. 17
- [87] PETERSEN, T. U., B. M. SUMER, J. FREDSSØE, T. C. RAAIJMAKERS et J.-J. SCHOUTEN. 2015, «Edge scour at scour protections around piles in the marine environment—laboratory and field investigation», *Coastal Engineering*, vol. 106, p. 42–72. 30, 31, 63, 64, 96
- [88] POPE, N., J. WIDDOWS et M. BRINSLEY. 2006, «Estimation of bed shear stress using the turbulent kinetic energy approach—a comparison of annular flume and field data», *Continental Shelf Research*, vol. 26, n° 8, p. 959–970. 11, 12, 107, 110, 111
- [89] POPE, S. B. 2000, *Turbulent Flows*, Cambridge University Press. 7, 105, 107, 109, 111
- [90] REMMERT, R. 2012, *Theory of complex functions*, vol. 122, Springer Science & Business Media. V
- [91] VAN RIJN, L. C. 1984, «Sediment transport, part II : suspended load transport», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 110, n° 11, p. 1613–1641. 22
- [92] ROULUND, A., B. M. SUMER, J. FREDSSØE et J. MICHELSEN. 2005, «Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pile», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 534, p. 351–401. 16, 26, 31, 59, 61, 65, 83, 85, 96
- [93] ROUSE, H. 1939, «Experiments on the mechanics of sediment suspension», . 22
- [94] SARKAR, K., C. CHAKRABORTY et B. MAZUMDER. 2016, «Variations of bed elevations due to turbulence around submerged cylinder in sand beds», *Environmental Fluid Mechanics*, vol. 16, n° 3, p. 659–693. 26, 62, 63
- [95] SEIZILLES, G. 2013, *Forme d'équilibre d'une rivière*, Thèse de doctorat, Université Paris Diderot - Paris VII. 12, 20
- [96] SEIZILLES, G., O. DEVAUCHELLE, E. LAJEUNESSE et F. MÉTIVIER. 2013, «Width of laminar laboratory rivers», *Physical Review E*, vol. 87, n° 5, p. 052204. 23

- [97] SHEN, H. W., V. SCHNEIDER et S. KARAKI. 1966, *Mechanics of Local Scour : Supplement, Methods of Reducing Scour*, Civil Engineering Department, Engineering Research Center, Colorado State University. 61, 62
- [98] SHEPPARD, D. M., M. ODEH et T. GLASSER. 2004, «Large scale clear-water local pier scour experiments», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 130, n° 10, p. 957–963. 26, 27, 31, 89, 92, 100
- [99] SHIELDS, A. 1936, «Anwendung der Aehnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung», *Mitteilungen der Preußischen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau*, vol. 26. 19, 20, 21
- [100] SIMARRO, G., C. M. FAEL et A. H. CARDOSO. 2011, «Estimating equilibrium scour depth at cylindrical piers in experimental studies», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 137, n° 9, p. 1089–1093. 31, 91
- [101] SIMARRO, G., L. TEIXEIRA et A. H. CARDOSO. 2007, «Flow intensity parameter in pier scour experiments», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 133, n° 11, p. 1261–1264. 28
- [102] SOULSBY, R. 1981, «Measurements of the Reynolds stress components close to a marine sand bank», *Marine Geology*, vol. 42, n° 1-4, p. 35–47. 12, 111, 112
- [103] SOULSBY, R. L. 1983, *The bottom boundary layer of shelf seas*, vol. 35, Elsevier, p. 189–266. 10, 12, 111
- [104] STEVENS, M. A., M. M. GASSER et M. B. SAAD. 1991, «Wake vortex scour at bridge piers», *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 117, n° 7, p. 891–904. 61, 62
- [105] SUMER, B. M. et J. FREDSE. 2006, *Hydrodynamics around cylindrical structures*, vol. 26, World scientific. 13, 14, 45
- [106] SUMER, B. M., J. FREDSE et N. CHRISTIANSEN. 1992, «Scour around vertical pile in waves», *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, vol. 118, n° 1, p. 15–31. 25, 131
- [107] SUMER, B. M., H. R. JENSEN, Y. MAO et J. FREDSE. 1988, «Effect of lee-wake on scour below pipelines in current», *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, vol. 114, n° 5, p. 599–614. 61
- [108] SUMNER, D., J. HESELTINE et O. DANSEREAU. 2004, «Wake structure of a finite circular cylinder of small aspect ratio», *Experiments in Fluids*, vol. 37, n° 5, p. 720–730. 16, 17, 133
- [109] TANAKA, S. et S. MURATA. 1999, «An investigation of the wake structure and aerodynamic characteristics of a finite circular cylinder : time-averaged wake structures behind circular cylinders with various aspect ratios», *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering*, vol. 42, n° 2, p. 178–187. 16, 17, 133
- [110] THOMAS, A. S. 1987, «The unsteady characteristics of laminar juncture flow», *The Physics of fluids*, vol. 30, n° 2, p. 283–285. 16
- [111] THOMPSON, C. E., C. L. AMOS, T. JONES et J. CHAPLIN. 2003, «The manifestation of fluid-transmitted bed shear stress in a smooth annular flume-a comparison of methods», *Journal of Coastal Research*, p. 1094–1103. 11, 12, 107, 110, 111, 112

- [112] TOWNSEND, A. A. 1976, *The structure of turbulent shear flow*, Cambridge university press. 7, 105, 107, 111, 133
- [113] UNGER, J. et W. H. HAGER. 2007, «Down-flow and horseshoe vortex characteristics of sediment embedded bridge piers», *Experiments in Fluids*, vol. 42, n° 1, p. 1–19. 25, 26, 119
- [114] WHITE, C. 1940, «The equilibrium of grains on the bed of a stream», *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 174, n° 958, p. 322–338. 20
- [115] WILLIAMSON, C. H. 1996, «Vortex dynamics in the cylinder wake», *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 28, n° 1, p. 477–539. 13, 133
- [116] YALIN, M. S. et E. KARAHAN. 1979, «Inception of sediment transport», *Journal of the Hydraulics Division*, vol. 105, n° 11, p. 1433–1443. 20
- [117] YAN, L., A. BARIZIEN et M. WYART. 2016, «Model for the erosion onset of a granular bed sheared by a viscous fluid», *Physical Review E*, vol. 93, n° 1, p. 012 903. 21, 46
- [118] ZHAO, M., L. CHENG et Z. ZANG. 2010, «Experimental and numerical investigation of local scour around a submerged vertical circular cylinder in steady currents», *Coastal Engineering*, vol. 57, n° 8, p. 709–721. 25, 26, 28, 31, 65, 83, 85, 96

Titre : Érosion et transport de particules au voisinage d'un obstacle

Mots clés : Mécanique des fluides, Milieux granulaires, Érosion, Affouillement, Turbulence, Méthodes expérimentales

Résumé : L'écoulement d'un fluide au dessus d'un lit granulaire peut provoquer son érosion lorsque la contrainte exercée dépasse une valeur seuil. La présence d'un obstacle immergé dans l'écoulement induit une perturbation, entraînant une suritesse locale du fluide et une plus grande contrainte. L'érosion est alors localement renforcée, phénomène également appelé affouillement.

Dans ce travail, nous étudions expérimentalement cette situation d'érosion complexe à l'échelle du laboratoire. Nous nous intéressons en particulier à la question du seuil d'affouillement, c'est-à-dire la vitesse d'approche du fluide minimale nécessaire à l'apparition de l'érosion au voisinage de l'obstacle. Ce faisant, nous observons que deux motifs d'érosion différents peuvent se développer au voisinage d'un obstacle : si le classique affouillement en fer à cheval au pied de l'obstacle domine aux vitesses d'écoulement élevées, on observe pour des vitesses plus faibles un nouveau motif en aval, que nous appelons affouillement en oreilles de lapin.

Les seuils d'apparition de ces deux motifs d'érosion sont mesurés visuellement pour différents grains et obstacles. En complément de ces observations, nous utilisons une technique de relevé topographique par profilométrie laser. Le suivi temporel de la topographie du lit au cours du processus d'affouillement nous permet de caractériser la morphologie des deux types de motifs, et de comprendre la compétition entre leurs dynamiques d'apparition par la mesure des temps caractéristiques de formation. L'affouillement en oreilles de lapin est dans la plupart des cas perturbé dans son développement par la formation plus rapide de l'affouillement en fer à cheval.

L'étude de l'écoulement, s'appuyant notamment sur des mesures de vélocimétrie par image de particules (PIV), nous renseigne sur les contraintes exercées par le fluide sur les grains, avec ou sans obstacle. Nous pouvons ainsi expliquer les valeurs de seuil d'apparition mesurées pour les deux motifs d'affouillement, qui sont associés à différentes structures de l'écoulement.

Title : Erosion and transport of particles in the vicinity of an obstacle

Keywords : Fluid mechanics, Granular Matter, Erosion, Scour, Turbulence, Experimental Methods

Abstract : Erosion occurs when a fluid flowing over a granular bed exerts a large enough shear stress. When the fluid encounters an obstacle, the modification of the flow leads to a local over speed, and thus on an increase of the shear stress in the vicinity of the obstacle. As a result, the erosion is locally enhanced and is called scouring.

In this work, we investigate this complicated situation experimentally at the laboratory scale. In particular, we address the question of the scouring threshold, i.e., the minimum critical approach velocity of the fluid leading to erosion in the vicinity of the obstacle. We report the existence of two different scouring patterns: the traditional horseshoe scour at the base of the obstacle, which dominates at large flow velocities, and we also highlight another scouring pattern downstream,

which is called rabbit ear scour, at moderate speeds. We determine the onset of both erosion patterns visually using different grains and obstacles. Besides, we measure the bed topography over time using a laser profilometer. By monitoring the bed topography during the scouring process, we characterize the morphology of both scouring patterns and rationalize their competitive dynamics by measuring their formation timescale. In most cases, the rabbit ear scour development is inhibited by the faster horseshoe scour growth.

The characterization of the flow using Particles Image Velocimetry (PIV), provides information on the shear stress exerted by the fluid flow on the grains, with and without obstacle. We can thus rationalize the threshold values for both scouring patterns, associated with different flow structures.

