

Université du Québec  
Institut National de la Recherche Scientifique  
Centre Eau Terre Environnement

**RAPPORT ENTRE LA RÉFLECTANCE LASER ET LES VARIATIONS  
DE DENSITÉ SÉDIMENTAIRE MESURÉES PAR CT-SCAN EN MILIEU  
CÔTIER CONTRÔLÉ PAR L'ACTION DE LA HOULE**

Par

Constant Pilote

Mémoire présenté pour l'obtention du grade de  
Maître ès sciences (M.Sc.)  
en Sciences de la terre

**Jury d'évaluation**

Président du jury et  
examineur interne

Pierre Francus  
INRS-ETE

Examineur externe

Philip Hill  
Geological Survey of Canada

Directeur de recherche

Bernard Long  
INRS-ETE



## REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier toutes les personnes qui m'ont apporté leur aide d'une manière ou d'une autre durant ce projet. Je tiens aussi à souligner d'une manière toute particulière les personnes suivantes. Tout d'abord, je remercie mon directeur de recherche, Bernard Long, pour avoir cru en moi et pour les nombreuses pistes et conseils prodigués en cours de route. Merci de m'avoir guidé dans cette grande aventure et de m'avoir fait découvrir le monde de la recherche. Je tiens aussi à souligner la disponibilité, l'aide, la créativité et l'inventivité de Louis-Frédéric Daigle et de Mathieu DesRoches. Sans leur aide pour les montages expérimentaux ou pour l'analyse des résultats, le travail aurait été titanesque, voire impossible. Le laboratoire et moi leur sommes énormément redevables. Merci tout spécialement à vous deux ! Je remercie aussi Francis Aucoin pour les conseils et les trucs prodigués tout au long de ma maîtrise, ainsi que, plus tardivement, Jeannette Frandsen pour les quelques discussions que nous avons eu et son sage point de vue.

Merci finalement à ma famille et à Jean-Michel Simard pour leur support et leur encouragement tout au long de cette belle expérience.



## RÉSUMÉ

Cette étude démontre l'intérêt d'utiliser la réflectance du laser de 532 nm pour l'observation des processus du transport sédimentaire en milieu côtier contrôlé par l'action de la houle. Un MAPLE (prototype de LiDAR) et un PIV (Particle Image Velocimeter) ont été utilisés durant la modélisation d'un épisode de houle sur une plage de sable d'Ottawa ayant une pente de 1/15 passée sous CT Scan. Des mesures conjointes de réflectance laser et de densité scan ont été prises et comparées aux fins de l'analyse. Les expériences avec le MAPLE ont démontré que la réflectance augmente linéairement en fonction de la concentration des sédiments en suspension dans un milieu profond (où le fond n'a pas d'influence). Dans un milieu peu profond, le fond a la plus grande incidence sur la réflectance. Dans ce cas, les résultats indiquent que plus le lit est dense, plus la réflectance est élevée. Pour un seuil de concentration de sédiments en suspension, la réflectance diminue à cause de l'atténuation dans ces derniers. Les expériences menées avec le PIV ont permis de traquer le mouvement orbital suivi par les sédiments en suspension lors du passage d'une vague. Les résultats démontrent que la surface du lit subit les mêmes phases d'intrusion, de migration et d'expulsion que celles observées dans le vortex entre les rides sous courant stationnaire. Au point de densité maximale dans le lit, ces phases sont moins bien définies à cause, notamment, de la moins grande pénétration de l'eau à ces profondeurs et d'un décalage entre le passage de la vague et l'observation des effets. Le PIV a aussi été utilisé pour quantifier la concentration de sédiments en suspension, mais la technique demande encore des améliorations.

L'étude démontre que l'eau sous la vague et les sédiments en suspension qui s'y trouvent suivent un mouvement orbital semblable à celui du vortex entre les rides sous courant stationnaire, et que la réflectance laser de 532 nm est sensible aux variations de densité du fond ainsi qu'aux processus de transport sédimentaire par suspension dans la colonne d'eau.

## **ABSTRACT**

This study demonstrates the interest of using the 532 nm laser reflectance for the observation of sediment transport processes in coastal environment during a swell event. A MAPLE (LiDAR prototype) and a PIV (Particle Image Velocimeter) were used during a swell event modelling on an Ottawa sand beach of 1/15 slope passed under CT Scan. Simultaneous measurements of laser reflectance and CT Scan density were recorded for analysis. The experiments with MAPLE demonstrated that laser reflectance increases linearly with the suspended sediment concentration in deep environment (with no bottom influence). In shallow water, the bed has the greater effect on reflectance. In this case, results show that the more the bed is dense, the higher the reflectance is. At a critical suspended sediment concentration, the reflectance decreases due to attenuation. The experiments with the PIV allowed to map the orbital movement followed by the suspended sediments during the passage of the wave. Results show that the bed surface undergo the same phases of intrusion, migration, and expulsion as those observed in the vortex between ripples under steady current. At the maximum density point in the sediments, these phases are more difficult to observe because of the lesser water penetration at this depth and of a shift between wave passage and effects of this passage. The PIV has also been used to quantify the suspended sediment concentration, but the technique needs further improvements.

This study demonstrates that water under the wave and suspended sediments in it follow an orbital movement similar to that in the vortex between ripples under a steady current. It also shows that 532 nm laser reflectance is sensitive to the density variations of the bedload and to suspended sediment transport processes in the water column.

# TABLE DES MATIÈRES

LISTE DES TABLEAUX .....	ix
LISTE DES FIGURES .....	xi
LISTE DES ABRÉVIATIONS .....	xv
INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE 1 : ARCHITECTURE SÉDIMENTAIRE .....	5
1.1 Structures sédimentaires .....	5
1.2 Processus de formation d'une ride sous les vagues .....	7
1.3 Profil de densité sur une ride .....	8
1.4 Influence de la densité de surface sur la réflectance du laser bleu-vert .....	11
CHAPITRE 2 : MATÉRIEL .....	13
2.1 MAPLE .....	13
2.2 Tomodensitomètre .....	14
2.2.1 Production de rayons X .....	15
2.2.2 Interaction des rayons X avec l'objet .....	16
2.2.3 Détecteurs et imagerie .....	22
2.2.4 Artefacts .....	23
2.3 Vélocimètre par images de particules (PIV) .....	27
2.4 Vélocimètre acoustique Doppler .....	28
2.5 Canal hydraulique à houle .....	31
CHAPITRE 3 : MÉTHODOLOGIE .....	33
3.1 Étalonnage des instruments .....	33
3.2 Montage expérimental .....	35
3.3 Comparaison PIV-Vectrino II .....	35
3.4 Comparaison PIV-Scanner .....	36
3.5 Mesure des mouvements de sédiments en suspension par PIV .....	37

3.6 Comparaison MAPLE-Scanner.....	38
CHAPITRE 4 : RÉSULTATS .....	41
4.1 Étalonnage des instruments .....	41
4.2 Comparaison PIV-Vectrino II .....	47
4.3 Comparaison PIV-Scanner .....	49
4.4 Mesure des mouvements de sédiments en suspension par PIV .....	51
4.5 Comparaison MAPLE-Scanner.....	55
CHAPITRE 5 : DISCUSSION.....	65
5.1 Étalonnage des instruments .....	65
5.2 Comparaison PIV-Vectrino II .....	70
5.3 Comparaison PIV-Scanner .....	72
5.4 Mesure des mouvements de sédiments en suspension par PIV .....	74
5.5 Comparaison MAPLE-Scanner.....	77
CONCLUSION .....	83
BIBLIOGRAPHIE .....	87



## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1	Masse de sable utilisée et densité nominale et mesurée .....	41
Tableau 4.2	Paramètres de l'expérience et des profils .....	50
Tableau 4.3	Moyennes et écart-types des distributions de densité et de réflectance selon la position et l'expérience pour les vagues de 38 mm .....	61
Tableau 4.4	Moyennes et écart-types des distributions de densité et de réflectance selon la position et l'expérience pour les vagues de 60 mm .....	61
Tableau 5.1	Synthèse des résultats de la comparaison entre la densité du FDP mesurée par CT-scan et la réflectance laser .....	78



## LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Sections et paramètres d'une ride .....	5
Figure 1.2	Structures sédimentaires d'une ride .....	6
Figure 1.3	Action du vortex sur la liquéfaction du flanc d'érosion .....	9
Figure 1.4	Profil de densité dans la colonne d'eau et de sable avec indiqués les différents points et zones d'intérêts .....	10
Figure 1.5	Intensité du laser bleu-vert en fonction de la densité de surface d'une ride et selon la vitesse du courant.....	11
Figure 2.1	Le MAPLE montré sur un trépied et système d'acquisition CR1000.....	13
Figure 2.2	Tomodensitomètre du LMSQ.....	15
Figure 2.3	Schéma de l'effet photoélectrique .....	18
Figure 2.4	Schéma de l'effet Compton .....	20
Figure 2.5	Importance relative des interactions atomiques en fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique .....	21
Figure 2.6	Durcissement du faisceau dans un objet uniforme et homogène et image corrigée .....	24
Figure 2.7	Durcissement du faisceau dans un corps hétérogène .....	24
Figure 2.8	Exemple d'une situation causant de l'effet de volume partiel et image présentant un effet de volume partiel .....	25
Figure 2.9	Artefact en couronnes .....	26
Figure 2.10	Image avec un marqueur, application d'un filtre passe-bas qui met en évidence l'effet de Gibbs et technique de partition de l'image avant l'application du filtre passe-bas.....	27
Figure 2.11	Principe du PIV .....	28
Figure 2.12	Tête du Vectrino II comprenant la sonde émettrice et les tiges réceptrices	29
Figure 2.13	Batteur du canal à houle.....	32
Figure 3.1	Réservoir utilisé lors de la calibration des appareils de mesure.....	33
Figure 3.2	Scan sagittal du lit avec la position des points de mesure au début de l'expérience .....	39

Figure 4.1	Réponse de l'OBS en fonction de la concentration de sédiments en suspension.....	42
Figure 4.2	Réflectance laser en fonction de la concentration de sédiments en suspension.....	43
Figure 4.3	Courbes d'étalonnage du signal du Vectrino II en fonction de la profondeur à différentes concentrations. ....	44-45
Figure 4.4	Perte du signal du Vectrino II en fonction de la profondeur à différentes concentrations.....	46
Figure 4.5	Perte du signal du Vectrino II en fonction de la concentration à différentes profondeurs.....	47
Figure 4.6	Profils de l'ADV et du PIV dans la colonne d'eau lors du creux de la vague, du descendant de la vague, de la crête et de la phase montante de la vague.....	48
Figure 4.7	Densité du FDP et du MDP selon la phase de la vague .....	50
Figure 4.8A	Images obtenues avec le PIV du champ de vecteurs représentant la direction des particules d'eau selon la phase de la vague .....	52
Figure 4.8B	Images obtenues avec le PIV de l'intensité de la réflexion laser sur les grains de sable.....	53
Figure 4.8C	Images obtenues avec le PIV du zoom sur la surface du lit sableux du champ de vecteur.....	54
Figure 4.9	Scan sagittal du lit avec les positions des points de mesure et des structures sédimentaires à la fin de l'expérience 3, avec les vagues de 38 mm.....	55
Figure 4.10	Scan sagittal du lit avec les positions des points de mesure et des structures sédimentaires à la fin de l'expérience 4, avec les vagues de 60 mm.....	56
Figure 4.11	Courbes de tendance de la réflectance en fonction de la densité du FDP à la position 1 avec des vagues de 38 mm de haut.....	57
Figure 4.12	Courbes de tendance de la réflectance en fonction de la densité du FDP à la position 1 avec des vagues de 60 mm de haut.....	58
Figure 4.13	Courbes de tendance de la réflectance en fonction de la densité du FDP à la position 2 avec des vagues de 38 mm de haut.....	59
Figure 4.14	Courbes de tendance de la réflectance en fonction de la densité du FDP à la position 2 avec des vagues de 60 mm de haut.....	60

Figure 4.15	Densité moyenne des sédiments en suspension pour les 10 profils de 4 cas-types.....	62
Figure 5.1	Courbe de la réponse d'un OBS selon la quantité de sédiments en suspension.....	67
Figure 5.2	Schéma du mouvement de l'eau en fonction de la phase de la vague au FDP et au MDP .....	73
Figure 5.3	Schéma du mouvement ellipsoïde de l'eau sous la vague avec les six portions du passage analysées avec le PIV .....	75
Figure 5.4	Profils de densité au fil du temps dans la zone de surf et hors de la zone de surf .....	79



## LISTE DES ABRÉVIATIONS ET DES SIGLES

ADV	Acoustic Doppler Velocimeter
CCD	Charge-Coupled Device
CT	Computed Tomography
FDP	Frontier Density Point
HU	Hounsfield Units
INO	Institut National d'Optique
INRS ETE	Institut National de la Recherche Scientifique – Eau, Terre et Environnement
LiDAR	Light Detection and Ranging
LMSQ	Laboratoire Multidisciplinaire de Scanographie de Québec
MAPLE	Multibeam Autonomous Portable Laser Equipment
MDP	Maximum Density Point
OBS	Optical Backscatter Sensor
PIV	Particle Image Velocimeter
SHOALS	Scanning Hydrographic and Oceanographic Airborne LiDAR Survey
STZ	Sediment Transport Zone
UFC	Ultra Fast Ceramic
USP	Upper Suspension Point





# INTRODUCTION

Avec l'érosion des berges rendue préoccupante par la montée du niveau des océans et l'augmentation des épisodes de tempête, l'étude des côtes devient un sujet d'importance dans le cadre de la préservation des environnements côtiers et des activités économiques qui y sont associées. Qu'il s'agisse de modélisation des vagues (Didier *et al.*, 2008; Ruest *et al.*, 2013), d'alimentation des plages (Strauss *et al.*, 2011; Van der Spek & Elias, 2013) ou d'évolution de la morphologie (Lebunetel-Levaslot *et al.*, 2008; Caplain *et al.*, 2013), la compréhension des milieux côtiers prélude à leur préservation. Le sujet de la présente étude s'inscrit dans un grand projet visant à retracer le transport sédimentaire en milieu côtier en menant des analyses spatiales et temporelles de la réflectance laser sur des environnements côtiers hydrodynamiques. En connaissant la manière dont fonctionne le transport sédimentaire, il devient plus facile de connaître les mécanismes de l'érosion, et de prédire la dynamique et l'évolution d'une plage. Ainsi, il est possible d'agir en conséquence pour contrôler la dégradation des côtes.

L'objectif de cette étude est de trouver le rapport et la corrélation entre l'intensité de la réflectance laser et la concentration de sédiments en suspension au-dessus d'un champ de rides durant un épisode de houle. Elle s'inscrit comme suite logique dans une lignée d'expériences ayant mis en valeur l'utilisation du LiDAR bathymétrique aéroporté pour, par exemple, la classification des habitats et communautés benthiques des fonds côtiers (Collin *et al.*, 2007, 2011a), pour la reconnaissance des habitats marins et côtiers (Collin *et al.*, 2008, 2010) et pour la prédiction de la diversité des espèces de ces communautés (Collin *et al.*, 2011b), pour la caractérisation des faciès sédimentaires (Cottin *et al.*, 2009), pour la géomorphologie et l'évolution à court-terme d'une plage (Xhardé *et al.*, 2011), et pour l'établissement d'une relation entre la réflectance laser sur un champ de dunes et l'identification des processus de transport sédimentaire côtiers (Aucoin, 2012; Aucoin *et al.*, 2011; Long *et al.*, 2010). En effet, la remise en suspension des sédiments a tendance à confondre l'interprétation des données bathymétriques du LiDAR et complexifie la détermination de la hauteur de la colonne d'eau et de la morphologie du lit. Le présent travail permettra de déterminer l'influence des sédiments en suspension sur la réflectance laser, et donc, sur les données recueillies avec le LiDAR, ce qui pourra

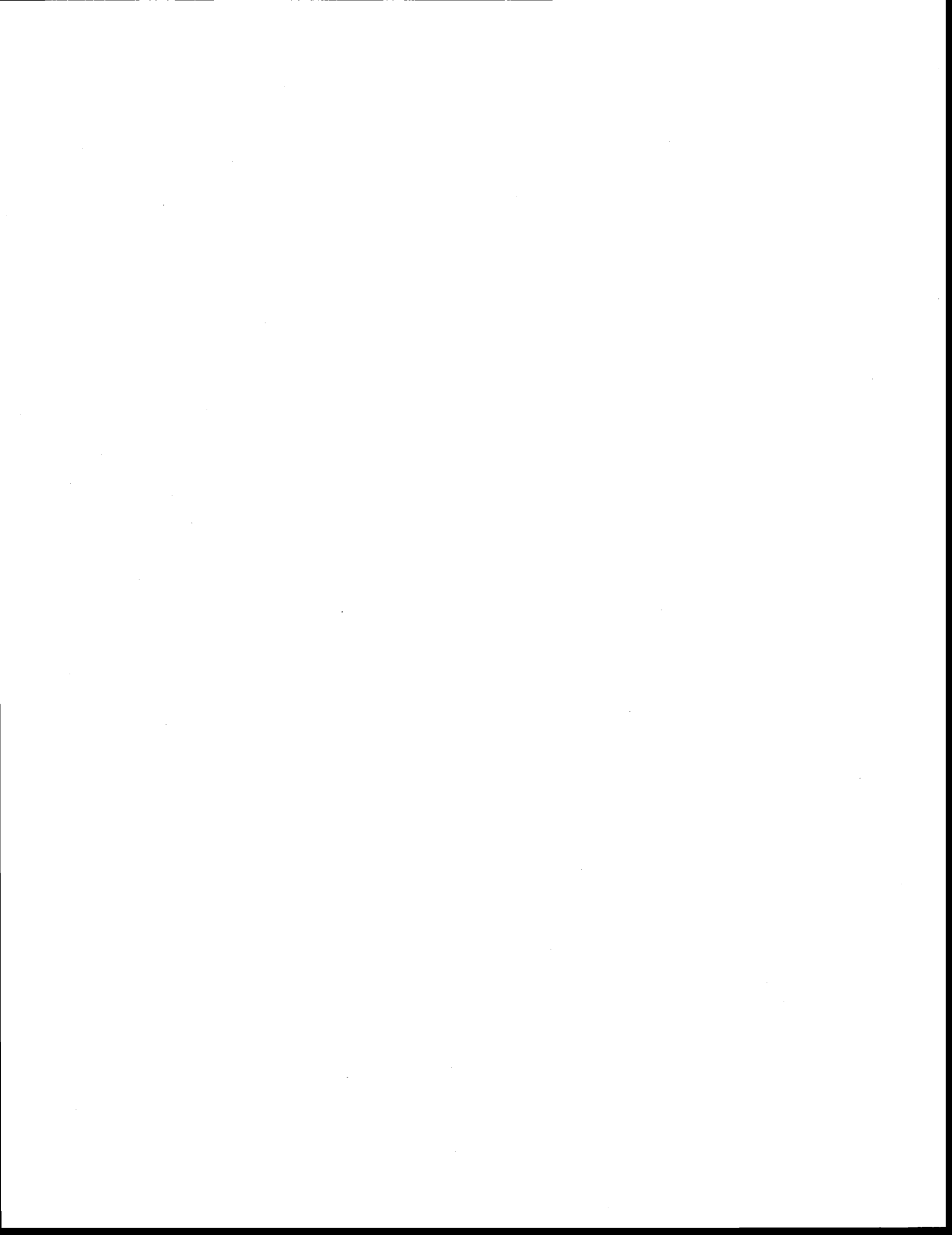
mener à l'amélioration de la précision bathymétrique de l'appareil. Il permettra aussi la caractérisation de nouvelles méthodes pour mesurer la dynamique sédimentaire.

Cette étude fait aussi suite aux récents travaux sur l'évolution morphologique des fonds côtiers mesurée par CT scan. En effet, le scanner médical se révèle être un outil non destructif très utile pour connaître la densité des structures sédimentaires sans interaction avec le milieu. Il a été utilisé notamment pour connaître l'évolution densitométrique de rides en mouvement sous un courant stationnaire (Montreuil, 2006), pour l'étude de l'évolution morphologique et du transport sédimentaire côtier (Yamada *et al.*, 2013), pour évaluer la variation de densité le long d'une ride (Montreuil *et al.*, 2008), et pour l'étude de l'influence du vortex sur la densité de surface de la ride (Long et Montreuil, 2011).

Pour mener à bien le projet de ce mémoire, une suite d'expériences utilisant le laser bleu-vert ou le scanner, puis les deux ensembles, a été effectuée. Les premières expériences ont servi d'étalonnage préalable à la comparaison. Les expériences subséquentes ont apporté de nouvelles connaissances sur l'influence des sédiments en suspension sur la réflectance laser. Les sources laser utilisées sont un MAPLE (*Multibeam Autonomous Portable Laser Equipment*), soit un prototype de LiDAR développé par l'INRS ETE en collaboration avec l'institut national d'optique (INO) et testé en laboratoire par Robitaille (Long et Robitaille, 2009) et par Pilote (2010), et un PIV (Particle Image Velocimeter).

L'environnement étudié dans ce travail est la côte sableuse. Comme mentionné par Aucoin (2012), ce type d'environnement joue un rôle primordial dans la stabilisation des berges habitées (Douglass *et al.*, 1999; Coyne *et al.*, 1999), dans l'attrait touristique des plages (Klein et Osleeb, 2010), dans l'inondation des zones près du niveau moyen de la mer (Dean et Malakar, 1999; Gresch, 2009; Stockdon *et al.*, 2009) et dans la régulation des ressources naturelles et de la biodiversité (Fraschetti *et al.*, 2011). L'importance, tant économique que naturelle, de ce milieu requiert donc une attention particulière. Il s'agit aussi d'un environnement facile à reproduire en laboratoire avec le sable d'Ottawa.

Les conditions du milieu (hauteur, période des vagues, profondeur, etc.) influencent le transport sédimentaire qui à son tour influence la morphologie de la plage. Ainsi, la plage peut se retrouver en déficit ou en surplus sédimentaire, déterminant si la plage s'érodera ou s'il y aura accumulation de sédiment. Connaître et pouvoir quantifier ce transport est donc primordial dans l'étude de la dynamique côtière et c'est dans cette optique que s'inscrit ce projet de maîtrise.



# CHAPITRE 1 : ARCHITECTURE SÉDIMENTAIRE

## 1.1 Structures sédimentaires

Les rides sédimentaires sont le produit de l'interaction des vagues ou du courant avec un lit de sédiments. Reineck et Singh (1975) en ont défini la structure et les sections (figure 1.1). La longueur  $L$  correspond à la distance entre deux points bas, points où l'élévation du profil de la ride est à son minimum, successifs. La hauteur  $H$  est la distance entre le point bas et le point sommital d'une ride, ce dernier étant l'élévation maximale du profil de la ride. Le point de non-retour sépare le flanc d'avalanche de la zone basse où se situe le vortex. Le point de rupture marque la limite entre le flanc d'érosion et le flanc de progradation. Le point maximal est l'endroit où la densité de surface de la ride est maximale. Il correspond à l'endroit où la lamine de transport est la plus épaisse (Montreuil, 2006).

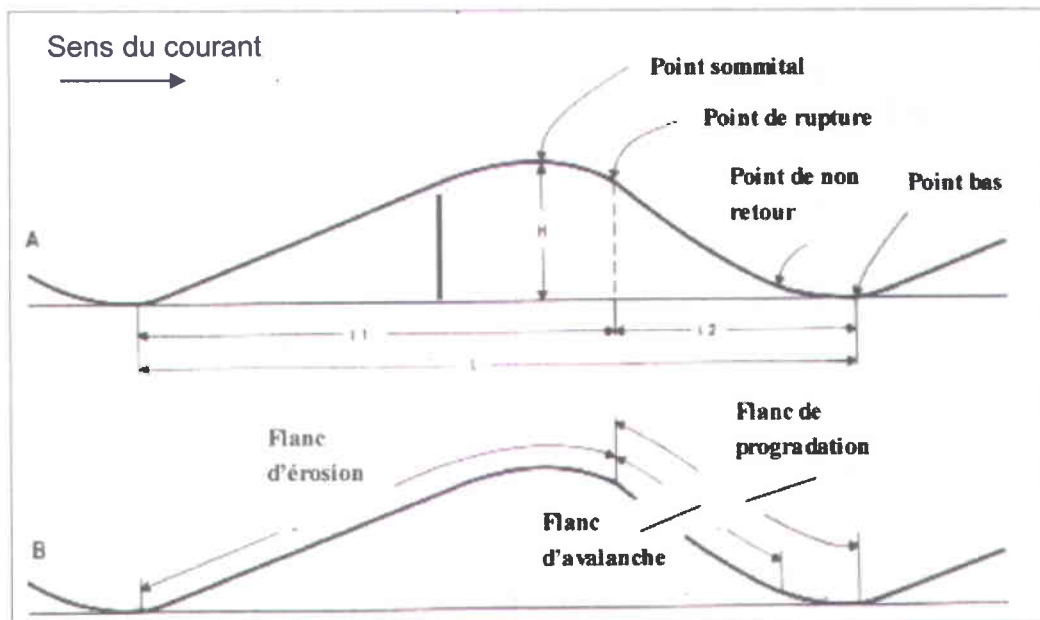


Figure 1.1 Sections et paramètres d'une ride (tiré de Reineck et Singh, 1975)

Ces points délimitent les sections de la ride. Le flanc d'érosion, partie subissant l'érosion représentant le dos de la ride, est surtout caractérisé par un transport sédimentaire par charriage. Il est situé entre le point bas et le point de rupture. Le flanc de progradation est le front de la ride situé entre le point de rupture et le point bas. Le flanc d'avalanche est la partie abrupte du flanc de progradation. C'est la partie où débute l'accumulation par mouvement gravitaire. Pour les rides formées sous les vagues, la position des flancs peut s'inverser en fonction des forces exercées par le passage de l'onde.

La structure interne des rides est composée d'une lamine basale, d'une ou de plusieurs lamines de transport et d'écailles de progradation (figure 1.2). Les sédiments charriés provenant des lamines de transport s'accumulent sur le flanc d'avalanche, formant les écailles de progradation successives. La lamine basale constitue la base de la ride. Les rides symétriques formées sous les vagues peuvent être constituées de lamines organisées en chevrons, mais la plupart des rides de zones côtières présentent une structure interne dont les écailles de progradation sont orientées dans une seule direction (Newton, 1968).

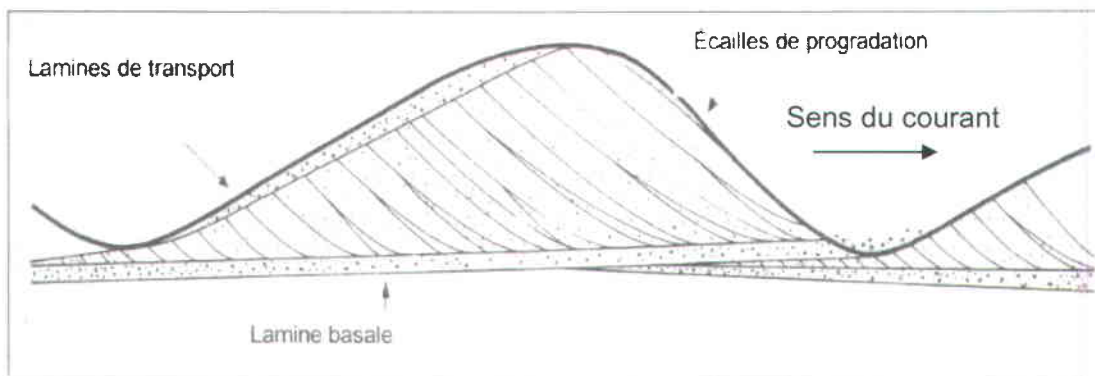


Figure 1.2 Structures sédimentaires d'une ride (tiré de Reineck et Singh, 1975)

## 1.2 Processus de formation d'une ride sous les vagues

En eau profonde, le passage d'une vague induit un mouvement circulaire, d'amplitude décroissante avec la profondeur, des particules d'eau. Lorsque le rapport de la profondeur d'eau  $d$  sur la longueur d'onde de la vague  $\lambda$  devient plus petit que 0,5, ou

$$\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{2} \quad (1)$$

l'orbite des particules devient elliptique. Plus la profondeur diminue, plus l'ellipse est aplatie, l'amplitude verticale diminuant exponentiellement jusqu'à devenir nulle au fond. Les particules du fond se mettent alors à suivre un mouvement oscillatoire. La vitesse de ce mouvement est fonction de la hauteur, de la période et de la longueur d'onde de la vague ainsi que de la profondeur de l'eau (Manohar, 1955). Les rides ne sont formées que lorsque le courant à la limite du fond devient turbulent.

À partir d'une certaine vitesse critique, des particules du fond sont déplacées et mises en mouvement. Cette vitesse critique dépend du diamètre et de la densité des grains composant le fond (Komar et Miller, 1974). Aux vitesses supérieures le charriage des grains mène à la création des rides. Pendant le passage de la vague, les sédiments d'un creux escaladent la ride et tombent sur l'autre flanc selon l'angle de déposition. Un vortex se développe dans le creux, projetant du sédiment vers le haut. Le même mouvement se fait dans le sens contraire lors du courant de retour. Le premier vortex est entraîné avec le courant et détruit pendant qu'un nouveau, dans le sens contraire, se développe. Ces mouvements contribuent à la gradation de la ride et au creusement des creux (Manohar, 1955). Si la vitesse augmente encore, la hauteur des rides diminue et leur longueur augmente. Le transport sédimentaire se fait alors par suspension plutôt que par charriage. À vitesse encore plus élevée, les rides se détruisent et le lit redevient plat avec un nuage de sédiments en suspension au-dessus.

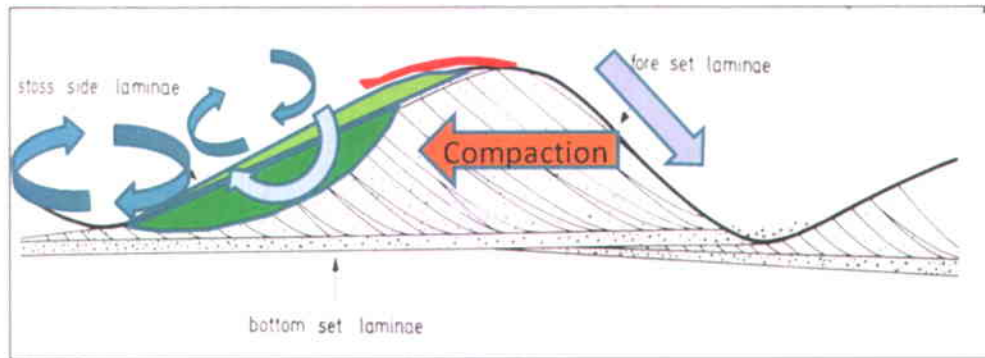
Durant le passage d'une vague, le mouvement orbital de l'eau est similaire au vortex observé dans le creux des rides durant une expérience sous courant continu (Pilote et Long, 2013). En effet, Long et Montreuil (2011) ont démontré, lors d'une expérience sous courant continu avec le scanner et le PIV, que l'activité du vortex peut être

subdivisée en trois phases : la phase d'intrusion, la phase de migration de l'eau et la phase d'expulsion. Pendant la phase d'intrusion, l'eau a une faible concentration de sédiment en suspension. Elle est poussée vers le bas et elle applique une pression qui agit comme contrainte de cisaillement. Pendant la phase de migration de l'eau, toujours selon Long et Montreuil (2011), le vecteur de déplacement de celle-ci est parallèle à la surface de la ride. L'eau se déplace dans les interstices entre les sédiments en appliquant une pression. Cette phase représente la partie longitudinale inférieure du mouvement dans le vortex. Lors de la phase d'expulsion, l'eau, dans son mouvement vertical vers le haut, ressort du lit. Elle entraîne aussi avec elle des sédiments. La phase d'expulsion engendre donc l'érosion de la couche superficielle du lit et augmente la quantité de sédiments en suspension. L'entrée du vortex dans le lit de sédiments entraîne une liquéfaction momentanée, ce qui augmente la porosité entre les sédiments sur une certaine profondeur (Long et Montreuil, 2011).

### **1.3 Profil de densité dans une ride**

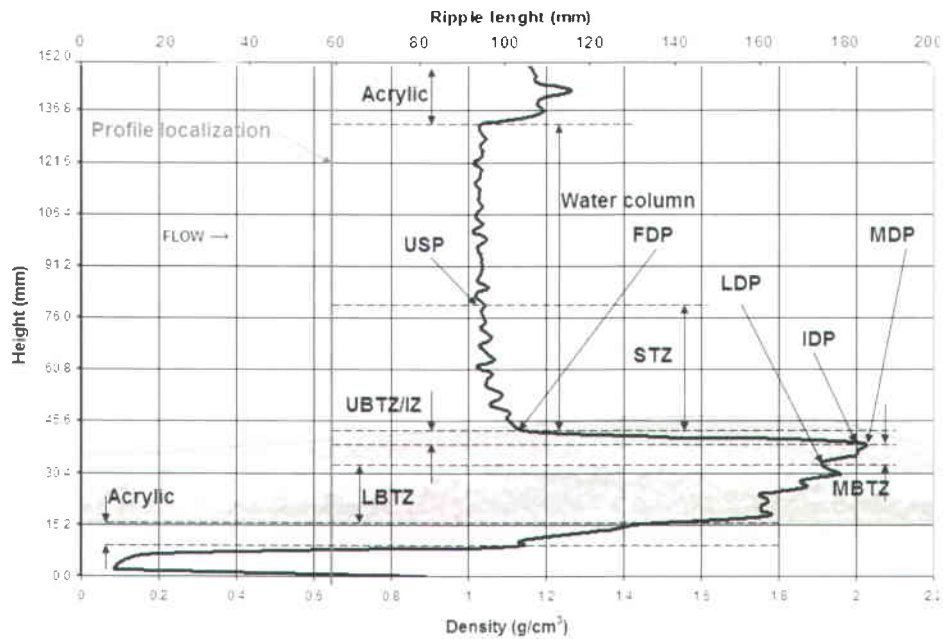
Montreuil et al. (2008) ont démontré la structure de la densité de surface d'une ride de courant par scanographie. Elle varie selon la position sur la ride à cause des forces hydrodynamiques, notamment la pression et la vitesse du fluide. Dans le creux, le vortex d'eau pénètre dans le sable, ce qui augmente la porosité des sédiments et diminue la densité à sa valeur la plus basse. Le mouvement vers le haut de l'eau du vortex éjecte des sédiments en suspension. Sur le bas flanc d'érosion, la couche limite subit une liquéfaction de quelques millimètres par la pénétration du vortex dans la colonne de sable. Sur cette partie, un transport par charriage et en suspension se produisent simultanément. La valeur de porosité s'en trouve modifiée et, par conséquent, le coefficient de friction le long de la surface de la ride (figure 1.3) (Long et Montreuil, 2011). Sur le front d'érosion, l'action du vortex disparaît. Le transport sédimentaire devient pur et la densité augmente progressivement jusqu'au point de densité maximale. Dépassé ce point, la densité recommence à diminuer à cause de la pénétration de l'eau dans la couche superficielle. Sur le flanc d'avalanche, la densité décroît du sommet vers le creux, où l'action du vortex a un effet significatif.





**Figure 1.3** Action du vortex sur la liquéfaction du flanc d'érosion. Zone de pénétration (vert foncé), zone d'érosion (vert pâle) et zone de densité maximale (rouge) (tiré de Long et Montreuil, 2011)

Dans leur étude, Montreuil et al. (2008) redéfinissent aussi certaines terminologies (figure 1.4). La colonne d'eau est constituée d'une zone de faible concentration en sédiments au-dessus du point de suspension supérieur (USP) et, au-dessous, d'une zone de transport sédimentaire (STZ). Dans cette zone, la concentration de sédiment en suspension est significative et la densité peut dépasser  $1,024 \text{ g/cm}^3$ . La limite inférieure de la STZ est le point de densité frontière (FDP). Il constitue la référence de concentration du sédiment. La concentration de sédiment en suspension dans la STZ est maximum sur le flanc d'érosion et minimum sur le flanc d'avalanche. Les autres parties du profil de densité sont le point de densité maximale (MDP), le point d'inflexion de densité (IDP) et le point de densité minimale (LDP). Les autres zones de transport sont la zone de transport supérieure du lit (UBTZ), la zone de transport intermédiaire du lit (MBTZ) et la zone de transport inférieure du lit (LBTZ). Il importe de rappeler que cette étude concernait des structures sédimentaires mises en place sous un courant stationnaire.



Légende			
Zones		Points	
STZ	de transport sédimentaire	USP	de suspension supérieur
UBTZ	de transport supérieure du lit	FDP	de densité frontière
MBTZ	de transport intermédiaire du lit	MDP	de densité maximale
LBTZ	de transport inférieure du lit	IDP	d'inflexion de densité
		LDP	de densité minimale

Figure 1.4 Profil de densité dans la colonne d'eau et de sable avec indiqués les différents points et zones d'intérêts (tiré de Montreuil et al., 2008)

L'équation utilisée par Montreuil et al. (2008) pour calculer la quantité de sédiments en suspension à partir des données HU est celle de ASTM (1992) :

$$\rho_s = 0,0257 \left( \frac{HU + 1024}{1000} \right)^2 + 1,0209 \left( \frac{HU + 1024}{1000} \right) - 0,0254 \quad (2)$$

où  $\rho_s$  est la densité du mélange eau-sédiment dans le canal et HU est la densité relative mesurée par CT scan. Cette équation corrige aussi le durcissement du faisceau et les effets liés à l'absorption des rayons X lors de leur traversée de l'objet. C'est aussi elle qui est utilisée pour convertir les HU en densité dans ce travail.

## 1.4 Influence de la densité de surface sur la réflectance du laser bleu-vert

La tendance de l'intensité de retour du laser bleu-vert en fonction de la densité de surface des rides a été examinée par Aucoin (2012). L'expérience a été menée en courant stationnaire sous CT Scan en braquant le faisceau bleu-vert du MAPLE sur différentes sections des rides pour différentes vitesses du courant. Les résultats démontrent que plus les vitesses sont élevées, plus la densité de surface est faible, et plus l'intensité de retour du signal bleu-vert est élevée (figure 1.5). L'angle d'incidence du MAPLE de  $31,6^\circ$  est toutefois différent du  $20^\circ$  indiqué pour le SHOALS (Scanning Hydrographic and Oceanographic Airborne LiDAR Survey).

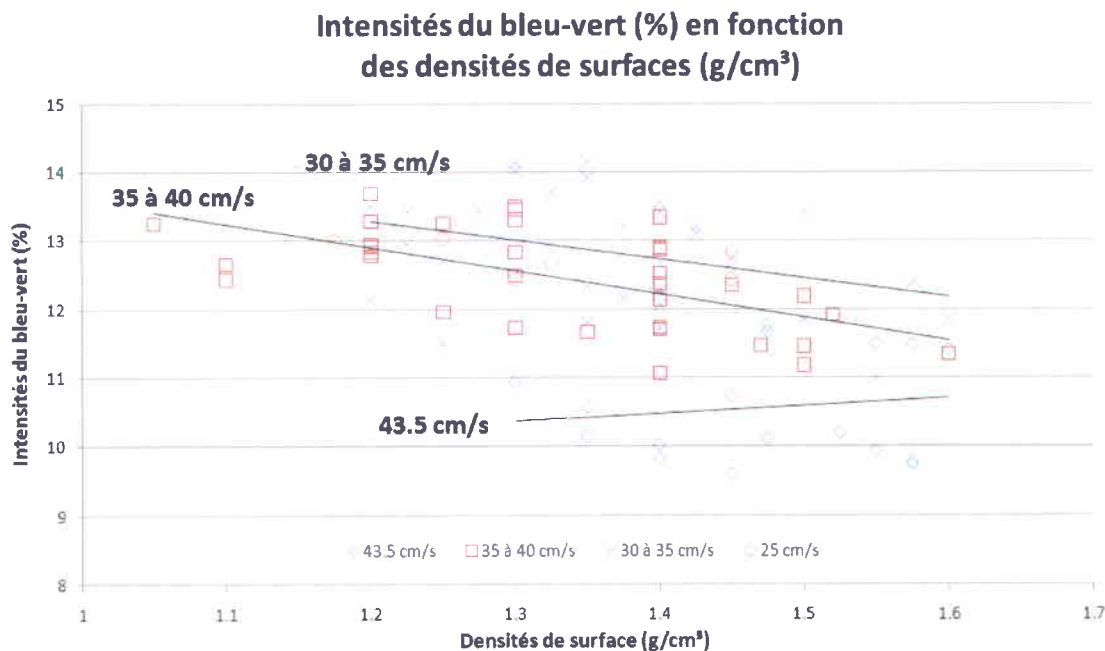


Figure 1.5 Intensité du laser bleu-vert en fonction de la densité de surface d'une ride et selon la vitesse du courant (tiré de Aucoin, 2012)

## 1.4 Influence de la densité de surface sur la réflectance du laser bleu-vert

La tendance de l'intensité de retour du laser bleu-vert en fonction de la densité de surface des rides a été examinée par Aucoin (2012). L'expérience a été menée en courant stationnaire sous CT Scan en braquant le faisceau bleu-vert du MAPLE sur différentes sections des rides pour différentes vitesses du courant. Les résultats démontrent que plus les vitesses sont élevées, plus la densité de surface est faible, et plus l'intensité de retour du signal bleu-vert est élevée (figure 1.5). L'angle d'incidence du MAPLE de  $31,6^\circ$  est toutefois différent du  $20^\circ$  indiqué pour le SHOALS (Scanning Hydrographic and Oceanographic Airborne LiDAR Survey).

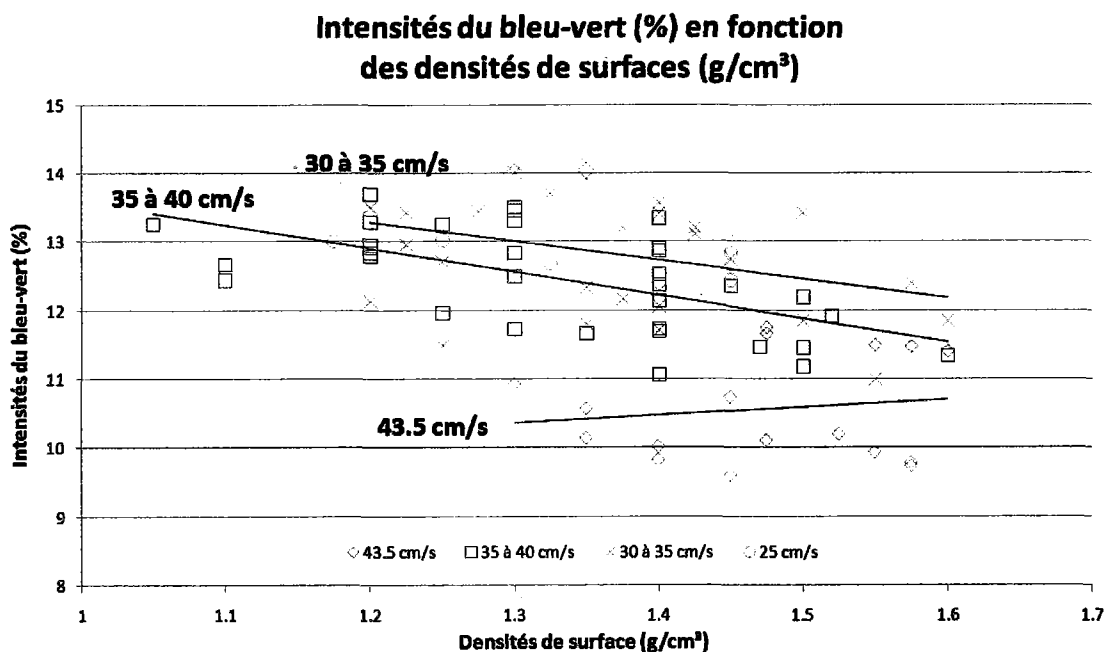


Figure 1.5 Intensité du laser bleu-vert en fonction de la densité de surface d'une ride et selon la vitesse du courant (tiré de Aucoin, 2012)



## CHAPITRE 2 : MATÉRIEL

### 2.1 MAPLE

Le MAPLE, pour *Multibeam Autonomous Portable Laser*, est un prototype de LiDAR développé par l'Institut National de la Recherche Scientifique - Eau Terre Environnement (INRS-ETE) en collaboration avec l'Institut National d'Optique (INO) pour procéder à l'étalonnage des systèmes LiDAR. Il repose sur des principes semblables à ce dernier. Il est composé d'un module optoélectronique émettant deux lasers de 532 nm (bleu-vert) et de 1064 nm (infrarouge) et d'un *Campbell Scientific CR1000 datalogger* qui enregistre l'énergie du signal incident, l'énergie de retour du signal réfléchi, les températures interne de l'appareil et externe (ambiante), la distance source-cible et l'angle d'incidence du laser (figure 2.1) (Aucoin, 2012). La température interne de l'appareil et la température ambiante affectent l'énergie du laser et devraient être stables pour assurer la cohérence des données. L'écart entre l'énergie incidente et celle réfléchie dépend des propriétés physiques de la surface réfléchissante (Long et Robitaille, 2009).



Figure 2.1 Le MAPLE montré sur un trépied (gauche) et système d'acquisition CR1000 (droite) (tiré de Aucoin, 2012)

Le MAPLE émet en continu, mais le CR1000 intègre et enregistre 250µs de données qu'il moyenne à chaque seconde. La distance focale, qui correspond à la distance d'utilisation optimale de l'appareil, du faisceau bleu-vert est de 130 cm (Pilote, 2010). Le faisceau infrarouge n'a pas été utilisé dans le cadre de ce travail de maîtrise.

## **2.2 Tomodensitomètre**

La tomodensitométrie axiale, ou scanographie, est une technique d'imagerie non-destructive par rayons X permettant d'obtenir une représentation en trois dimensions d'un corps. Utilisée dans le domaine de la santé dès les années 70 (Beckmann, 2006), elle a été appliquée depuis une trentaine d'année à l'industrie pour des domaines d'étude aussi variés que le secteur pétrolier, la sédimentologie, la géologie, la glaciologie et la minéralogie. Ces dernières années, au Laboratoire Multidisciplinaire de Scanographie de Québec (LMSQ), elle a été utilisée pour des domaines allant de la foresterie à l'archéologie en passant par la biologie et la paléontologie.

De manière générale, le scanographe est composé d'une source de rayons X et de barrettes de capteurs. Le tout est relié à des ordinateurs qui effectuent les calculs nécessaires à la reconstruction. L'objet à imager est placé entre la source et les capteurs. La source et les détecteurs effectuent la rotation autour de l'objet.

Le tomodensitomètre utilisé dans le cadre de cette étude est situé aux laboratoires lourds de l'INRS ETE au LMSQ. Il s'agit d'un Somatom Volume Sensation 64 de Siemens à rotation continue (figure 2.2).



Figure 2.2 Tomodensitomètre du LMSQ

### 2.2.1 Production de rayons X

Les rayons X sont générés à l'aide d'électrodes entre lesquelles une haute tension, entre 20 et 400 kV, est appliquée. La cathode, souvent un filament de tungstène car le métal doit être très résistif, est chauffée par un courant électrique. Les électrons, excités, s'en détachent et, à cause de la différence de potentiel, sont accélérés vers l'anode. En arrivant sur l'anode, les électrons sont freinés et déviés par les noyaux des atomes de la cible. Selon les équations de Maxwell, toute charge dont la vitesse varie rayonne. Ce phénomène est appelé Bremsstrahlung, selon le mot allemand pour *rayonnement de freinage*. La décélération crée un flux de photons de spectre presque continu, dont une partie se trouve dans le domaine des rayons X. Les électrons accélérés, très énergétiques, ionisent aussi les atomes de la cible en arrachant un ou plusieurs électrons des couches internes. L'atome, excité et électroniquement instable, se désexcite par transition électronique. L'énergie émise lorsqu'un électron passe d'un niveau supérieur à ce «trou» est sous la forme d'un photon X. Le phénomène est appelé fluorescence X. Le spectre sortant de la source est donc une superposition du Bremsstrahlung et de la fluorescence X de la cible.



## 2.2.2 Interaction des rayons X avec l'objet

Cette partie est inspirée en grande partie du mémoire de Francis Moore (2005) ainsi que des ouvrages d'Eisberg & Resnick (1985), d'Attix (2004) et de Knoll (1989).

Les rayons X sont des rayonnements très énergétiques de haute fréquence. L'unité de mesure est le kilo électronvolt ( $1 \text{ keV} = 1,60217653 \cdot 10^{-16} \text{ J}$ ). Lors de leur passage dans la matière, du fait de leur courte longueur d'onde, ils sont atténués par différents processus. Cette atténuation, dans un milieu homogène, suit la loi de Lambert-Beer :

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (3)$$

où  $I$  est l'intensité détectée,  $I_0$  est l'intensité incidente,  $\mu$  est le coefficient d'absorption linéaire ( $\text{cm}^{-1}$ ) et  $x$  est l'épaisseur du matériau traversé (cm). Si la matière traversée est hétérogène, comme c'est très souvent le cas, et si le rayonnement est polychromatique, la relation de Lambert-Beer est modifiée pour prendre en compte ces variations :

$$I(E) = I_0(E) e^{-\int (\mu_1 + \mu_2 + \dots)_{(x,y,E)} dS} \quad (4)$$

où  $I(E)$  et  $I_0(E)$  sont respectivement les intensités spectrales mesurée et incidente, soit la fonction de l'intensité mesurée ou émise pour chaque gamme d'énergie. Souvent, le faisceau est considéré monochromatique, ce qui est une approximation acceptable dans le domaine médical, mais qui peut conduire à l'observation d'artefacts lorsque l'objet est de nature plus hétérogène.

Le coefficient d'absorption linéaire d'un matériau est sa capacité à atténuer un rayonnement. Il correspond à l'inverse de l'épaisseur  $\Lambda$  nécessaire pour atténuer un faisceau d'un facteur  $e$ .

$$\mu = \frac{1}{\Lambda} \quad (5)$$

Il est propre à chaque élément. Ainsi, pour un composé il sera égal à la somme des produits des fractions massiques et des coefficients d'absorption respectifs de chaque élément. Le coefficient d'absorption massique, représentant le coefficient d'absorption

linéaire indépendant de la densité, dont la relation est la suivante, est aussi parfois utilisé.

$$\mu = \rho \left( \frac{\mu}{\rho} \right) \quad (6)$$

où  $(\mu/\rho)$  est le coefficient d'absorption massique en  $\text{cm}^2/\text{g}$  et  $\rho$  la densité en  $\text{g}/\text{cm}^3$ . Le coefficient d'absorption massique permet de comparer facilement des matériaux de densité différente pour ainsi mettre en évidence la dépendance par rapport à la composition (Moore, 2005).

Le numéro atomique effectif d'un composé est calculé de la même manière que le coefficient d'absorption du composé, les produits du numéro atomique des éléments et de leurs fractions massiques étant sommés.

Le spectre d'énergie de la source de rayon X permet une pénétration contrôlée dans le matériel (Montreuil, 2006), mais l'intensité des rayons X influence le rapport signal à bruit nuisant à la clarté de l'image. Il faut donc choisir une énergie adéquate pour l'objet à analyser. Une haute énergie pénétrera les matériaux plus denses, mais l'image perdra en précision.

L'atténuation dans l'objet est fonction de l'effet photoélectrique et de l'effet Compton. La production de paires constitue une autre interaction des photons dans la matière, mais elle survient à des énergies beaucoup plus élevées que celles utilisées en scanographie, et n'est donc pas discutée dans le cadre de ce travail.

L'effet photoélectrique, mis en évidence par Hertz en 1886 (Eisberg et Resnick, 1985) et expliqué par Einstein en 1905 (Einstein, 1905), est le plus fréquent aux faibles énergies. Einstein proposa que la lumière soit constituée de quanta d'énergie, les photons, tel que

$$E = h\nu \quad (7)$$

où  $h$  est la constante de Planck et  $\nu$  la fréquence du rayonnement incident.

L'effet photoélectrique survient lorsqu'un photon incident transmet toute son énergie à un électron de la matière (figure 2.3). L'énergie du photon doit être égale ou supérieure à l'énergie de liaison de l'électron tel que

$$\frac{hc}{\lambda} \geq \omega_0 \quad (8)$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $c$  la vitesse de la lumière,  $\lambda$  la longueur d'onde du rayonnement et  $\omega_0$  l'énergie de liaison de l'électron. Lorsque cette contrainte est respectée, les photons incidents peuvent éjecter des électrons au contact de la matière. L'énergie cinétique des électrons provient de l'énergie résiduelle du photon incident, c'est-à-dire la différence entre leur énergie initiale et l'énergie de liaison de l'électron.

La probabilité d'occurrence de l'effet photoélectrique est proportionnelle au numéro atomique de l'atome et inversement proportionnelle à l'énergie du photon. L'électron éjecté par ce processus est rapidement absorbé dans le milieu. Il en est de même pour les rayons X émis par fluorescence X lors de la réorganisation du cortège d'électrons si l'électron éjecté était sur une couche interne.

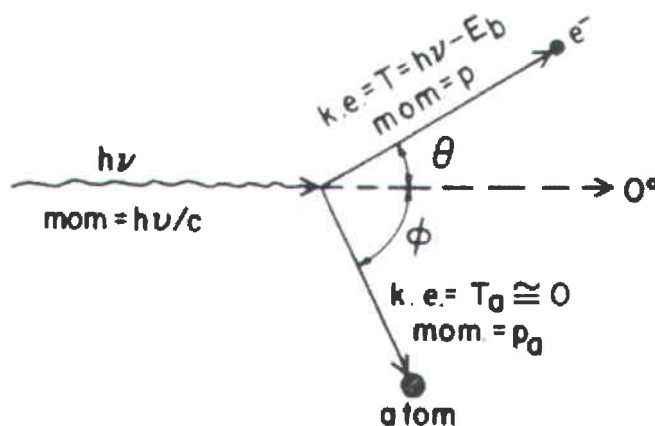


Figure 2.3 Schéma de l'effet photoélectrique avec, à gauche, un photon incident d'énergie  $h\nu$  qui percute un électron. Ce dernier est expulsé avec une énergie  $T$ , équivalente à l'énergie du photon moins l'énergie de liaison de l'électron, et à un angle  $\theta$ . L'atome subi un déplacement à un angle  $\phi$  avec une énergie pratiquement nulle (tiré de Attix, 2004).

L'effet Compton, expliqué par Compton (1923), survient pour des énergies plus élevées. Il a lieu lorsque les électrons sont faiblement liés ou lorsqu'ils sont espacés de l'ordre de la longueur d'onde des photons. Au cours de ce phénomène, un photon entre en collision avec un électron. Ce dernier absorbe l'énergie du photon sous forme d'énergie cinétique et réémet un photon de plus faible énergie dans une direction différente (figure 2.4). Toutefois, la diffusion Compton n'est pas isotrope. La section efficace différentielle  $d\sigma/d\Omega$  d'absorption de l'effet Compton pour un angle  $\theta$ , c'est-à-dire la probabilité pour un photon d'être diffusé vers un angle  $\theta$ , est donnée par la formule de Klein-Nishina (Knoll, 1989) :

$$\frac{\delta\sigma_c}{\delta\Omega} = r_0^2 \left[ \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right]^3 \left[ 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right] \quad (9)$$

où le rayon classique de l'électron  $r_0^2$  et  $\alpha$  sont :

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \approx 2,828 \times 10^{-15} m \quad (10)$$

$$\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad (11)$$

Et, selon Krane (1988), en intégrant sur l'angle solide  $d\Omega$  valant  $2\pi \sin\theta d\theta$ , la relation devient :

$$\sigma_c = \frac{\pi r_0^2}{\alpha} \left\{ \left[ 1 - \frac{2(\alpha + 1)}{\alpha^2} \right] \ln(2\alpha + 1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\alpha} - \frac{1}{2(2\alpha + 1)^2} \right\} \quad (12)$$

La section efficace d'absorption est indépendante du numéro atomique. Aussi, bien que la probabilité de diffusion vers n'importe quel azimut soit la même, la probabilité de diffusion vers les petits angles polaires, c'est-à-dire dans la même direction que le photon incident, est plus élevée que vers les grands angles polaires, soit dans la direction opposée.

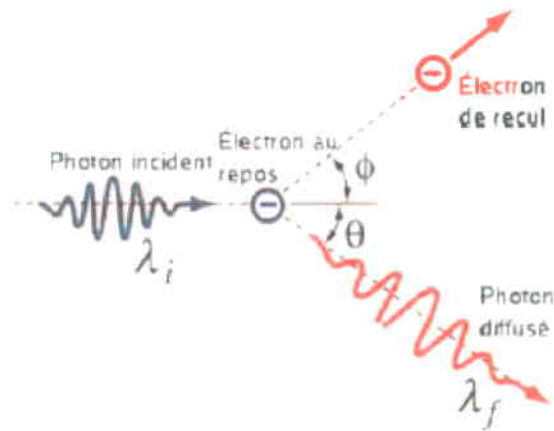


Figure 2.4 Schéma de l'effet Compton. Un photon incident entre en collision avec un électron. Ce dernier est expulsé selon un angle  $\phi$  et diffuse un photon de plus faible énergie selon un angle  $\theta$  (tiré de Moore, 2005).

Le coefficient d'absorption total  $(\mu/\rho)_t$  de la matière est obtenu en combinant l'apport du coefficient d'absorption de toutes les interactions :

$$(\mu/\rho)_t = (\mu/\rho)_{PE} + (\mu/\rho)_C + (\mu/\rho)_{PP} \quad (13)$$

où  $(\mu/\rho)_{PE}$  ,  $(\mu/\rho)_C$  et  $(\mu/\rho)_{PP}$  désignent respectivement les coefficients d'absorption massique de l'effet photoélectrique, de l'effet Compton et de la production de paires. Dans le cas du scanner, donc à des énergies de l'ordre de 0 keV à 150 keV, il s'obtiendra en additionnant le coefficient d'absorption de l'effet photoélectrique avec celui de l'effet Compton, puisque la production de paires survient à des énergies supérieures (figure 2.5).

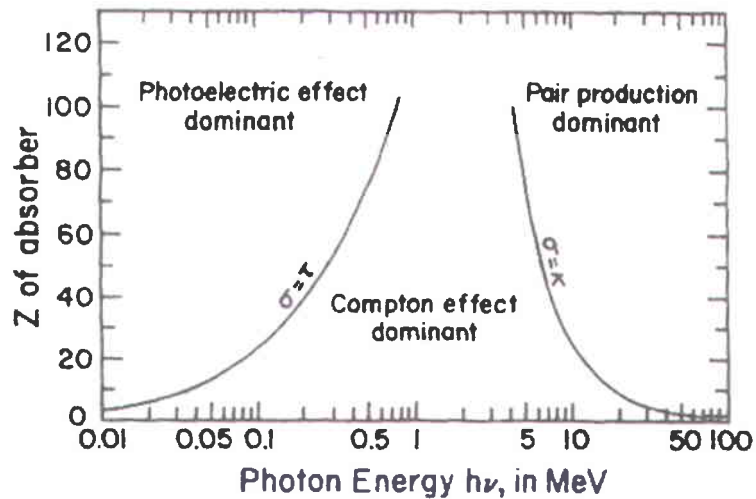


Figure 2.5 Importance relative des interactions atomiques en fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique (Attix, 2004).

Pour des énergies faibles ou des numéros atomiques élevés, l'effet photoélectrique dominera, alors que pour des énergies élevées et des numéros atomiques faibles, l'effet Compton sera dominant. Comme les scanners sont réalisés en premier lieu pour le domaine médical, et que le corps humain est composé en grande partie d'éléments de numéros atomiques bas, l'effet Compton est dominant et les programmes prennent le coefficient d'absorption conséquent. Lorsque le tomodensitomètre est utilisé à des fins industrielles, pour scanner les minéraux par exemple, la quantité relative d'effet photoélectrique augmente alors que l'effet Compton diminue, ce qui engendre une erreur dans le calcul de la densité et l'impossibilité de la déterminer selon une courbe linéaire.

Lorsqu'ils traversent la matière, les rayons X sont atténués en fonction de la densité de ses composantes. Ils subissent l'effet photoélectrique et l'effet Compton, ce qui en atténue leur intensité. Plus l'objet est dense, plus les rayons sont atténués. On peut donc connaître la densité relative des composantes. Cette densité relative est exprimée en échelle Hounsfield. Dans cette échelle, l'air est à -1000, l'eau est à 0 (Kak et Slaney, 1999) et les matières plus denses s'étalent jusqu'à la saturation à 3000. L'unité Hounsfield est calculée en fonction du coefficient d'absorption de l'eau.

$$HU = 1000 \left( \frac{\mu - \mu_{eau}}{\mu_{eau}} \right) \quad (14)$$

Une échelle étendue jusqu'à 10 fois existe, mais elle ne fait que diviser l'échelle existante sans l'étendre vraiment, résultant en une diminution de la résolution. Certains éléments sont si denses qu'ils sont opaques pour les détecteurs.

### 2.2.3 Détecteurs et imagerie

La réception des rayons X se fait par 32 barrettes de 270 capteurs UFC (pour *Ultra Fast Ceramic*) du côté opposé à la source (Siemens medical, 2004). Il est donc possible de réaliser 64 images par rotation.

Pour les modes d'acquisition, il y a quatre possibilités, soit le scan séquentiel, le scan hélicoïdal, le multiscan dynamique et le scan en série dynamique (Siemens medical, 2004). Le premier effectue des scans incrémentaux tranche par tranche en position immobile. Le second prend un scan d'un volume en se déplaçant tout en effectuant un mouvement rotatif. Le troisième effectue des rotations en continu en position immobile. Il est utile pour les changements dynamiques rapides. Le dernier effectue des scans en série dynamiques. Dans le cadre de cette étude, seuls les deux premiers modes ont été utilisés.

Lorsque les rayons passent à travers l'objet, ils sont atténués. Le programme calcule cette atténuation et reconstruit, à partir des projections, l'objet dans des teintes de gris. Le volume est divisé en voxels, l'équivalent en volume d'un pixel. L'épaisseur des coupes peut varier entre 0,4 et 10mm. La précision peut aller jusqu'au quart de millimètre pour la visualisation de détail. Le champ de vision peut être ajusté entre 50 x 50 mm et 500 x 500 mm. L'image est de format DICOM et est composée de 512 x 512 pixels. Chacun de ces pixels représente une valeur de densité relative, avec les densités faibles en noir et les densités élevées en blanc. La reconstruction se fait à partir du principe de la transformée de Radon, par transformée de Fourier et par filtration.

## 2.2.4 Artefacts

Lors de la reconstruction des images, plusieurs aberrations peuvent apparaître. Le tomodynamomètre ayant été développé pour une utilisation médicale, c'est-à-dire pour des objets de forme irrégulière et de densité inférieure à 1500 HU, son utilisation dans le milieu industriel pour des objets de haute densité entraîne la présence d'artefacts (Ketcham et Carlson, 2001). Les densités élevées, le changement brusque de densité entre deux matériaux, la nature plate et polie de certains matériaux et les angles définis sont autant de facteurs pouvant causer l'observation d'un artefact dans la reconstruction. Une mauvaise calibration de l'appareil ou la défaillance d'un détecteur peuvent aussi causer des artefacts. Les artefacts peuvent être séparés en cinq catégories : les artefacts physiques, les artefacts causés par l'objet, les artefacts dus au scanner, les artefacts de reconstruction et les artefacts hélicoïdaux.

Les artefacts discutés dans cette section sont ceux qui sont le plus souvent rencontrés lors d'utilisations non-médicales. Parmi les artefacts physiques, on retrouve le durcissement du faisceau, l'effet de volume partiel et l'insuffisance de photons. L'artefact en couronne est un artefact dû au scanner. Puis l'effet de Gibbs, qui est un artefact de reconstruction.

Le durcissement du faisceau survient dès qu'il y a pénétration de matière. En effet, lorsqu'un faisceau de photons traverse de la matière, il est exponentiellement atténué en fonction de la distance et du coefficient d'absorption. Les photons de faible énergie seront atténués les premiers, les plus énergétiques franchissant une plus longue distance. Le faisceau de photons X s'étalant sur un certain spectre d'énergie, lorsqu'ils traversent la matière, les photons les moins énergétiques sont atténués plus tôt, ce qui résulte en une augmentation de l'énergie moyenne du faisceau, d'où le nom durcissement. Le durcissement peut se manifester de deux manières. La première est observée lorsque le faisceau est projeté dans un objet uniforme et homogène, comme un cylindre, une sphère ou un cube d'une matière quelconque (figure 2.6). Le faisceau au centre se trouve durci parce qu'il a traversé plus de matière que celui sur le pourtour. Une fois durci, le faisceau subit moins d'atténuation. Ainsi, lorsqu'il atteint le détecteur, le faisceau donne l'impression qu'il a subi moins d'atténuation qu'il ne l'aurait dû.



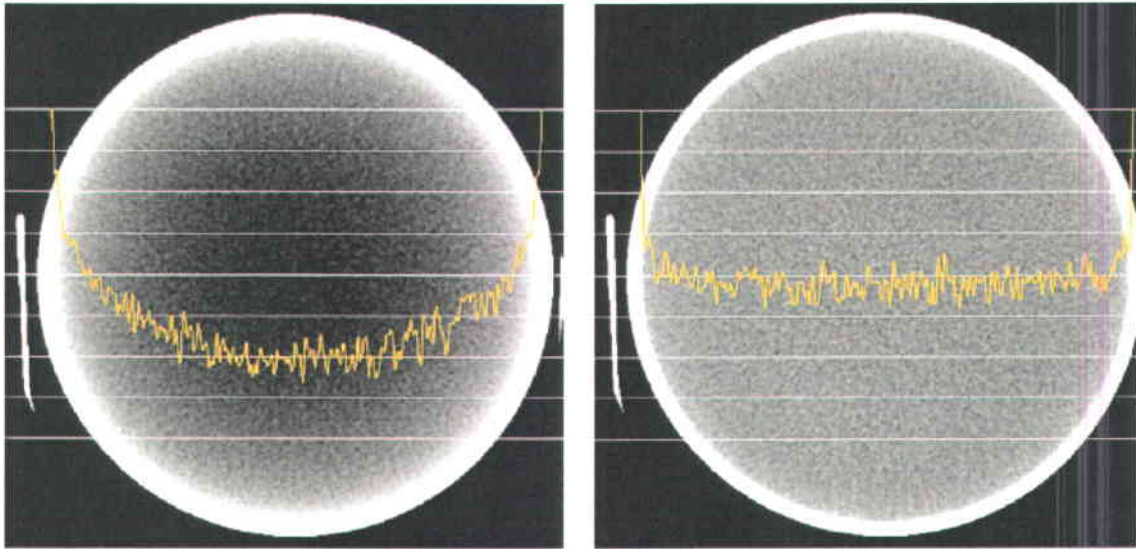


Figure 2.6 Durcissement du faisceau dans un objet uniforme et homogène et image corrigée (tiré de Barrett et Keat, 2004)

L'autre manifestation du durcissement du faisceau apparaît lorsque les rayons doivent traverser un corps composé d'éléments très hétérogènes (figure 2.7). Des bandes ou des stries plus foncées peuvent alors apparaître entre deux objets denses. Cela se produit parce que le faisceau se trouve plus durci pour des orientations où il traverse les deux objets que pour celles où il n'en traverse qu'un seul. La portion entre les deux est alors considérée moins dense puisque le faisceau durci subit moins d'atténuation.

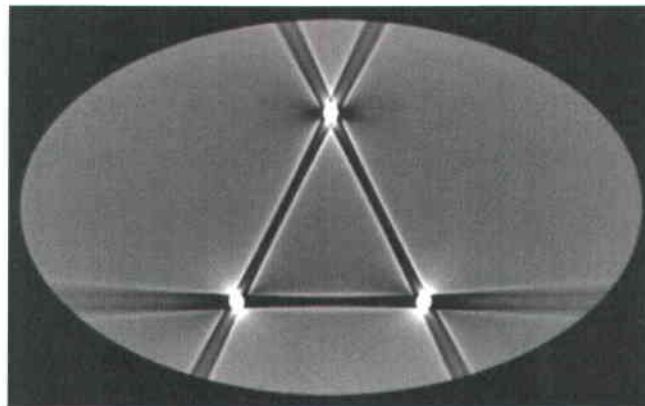
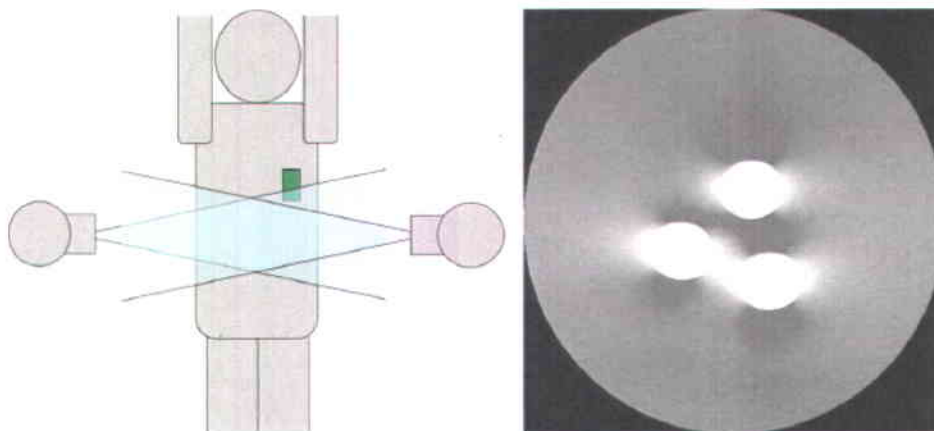


Figure 2.7 Durcissement du faisceau dans un corps hétérogène (tiré de Boas et Fleischmann, 2012)

L'effet de volume partiel peut provenir de la limite spatiale des détecteurs et de la taille de l'objet, ou de la position décentralisée d'un objet dense. Dans le premier cas, il survient à cause de la résolution finie des détecteurs et du moyennage de l'absorption dans le voxel. Lorsque le faisceau traverse le bord de l'objet, une partie est atténuée avant de se rendre au détecteur alors que l'autre partie s'y rend directement sans altération. Lors du moyennage, il en résulte une sous-estimation de la densité du bord de l'objet. L'effet de volume partiel survient aussi lorsque l'objet est plus gros que le faisceau. Seule une partie de l'objet est alors enregistrée et l'image comporte des imperfections. Dans le deuxième cas, l'effet de volume partiel survient lorsqu'un objet dense est décentré (figure 2.8). En effet, le faisceau de rayons X diverge à la sortie de la source et sur tout le parcours jusqu'au détecteur, lui donnant une forme conique. Lorsqu'un objet dense est décentré, il peut être traversé par le faisceau dans une certaine orientation, soit lorsqu'il se trouve dans la partie large du cône à l'approche des détecteurs, mais ne pas l'être dans une autre orientation, par exemple lorsqu'il se trouve près de la source dans la partie mince du cône. Il y a alors inconsistance entre les différentes images et un artefact d'ombrage peut apparaître. Dans ce cas aussi, la densité sera sous-estimée. Pour remédier à ce cas, il suffit parfois de centrer l'objet ou de prendre des coupes tomographiques plus minces.



**Figure 2.8** Exemple d'une situation causant de l'effet de volume partiel et image présentant un effet de volume partiel (tiré de Barrett et Keat, 2004)

L'insuffisance de photons survient si un objet est épais ou très absorbant. Un moins grand nombre de photons se rend alors au détecteur. Quand ce nombre devient critique, le signal est dans le domaine du bruit de fond. À la reconstruction, le bruit est amplifié et l'image peut alors présenter des stries. Quand le scan est utilisé à des fins industrielles, il suffit d'augmenter la puissance du courant dans le générateur de rayons X pour augmenter le nombre de photons.

L'artefact en couronne est visible quand un détecteur est désaligné ou mal calibré. Il en résulte un comptage différent des photons qui viennent le frapper et ce, à toutes les positions angulaires. L'image résultante comporte des cercles typiques qui en réduisent la qualité (figure 2.9). Ce phénomène peut aussi apparaître lors de la dilatation des détecteurs sous l'effet de la chaleur. Lors de la reconstruction de l'image, le chevauchement, nécessaire pour combler l'espace normal entre les capteurs, est exagéré par le logiciel dû à un espace moins grand à cause du rapprochement de certains capteurs (Montreuil, 2006). De nombreux programmes sont actuellement en développement pour corriger les images présentant des couronnes en utilisant, par exemple, les ondelettes, le lissage ou des filtres morphologiques itératifs (Sadi et al, 2010).

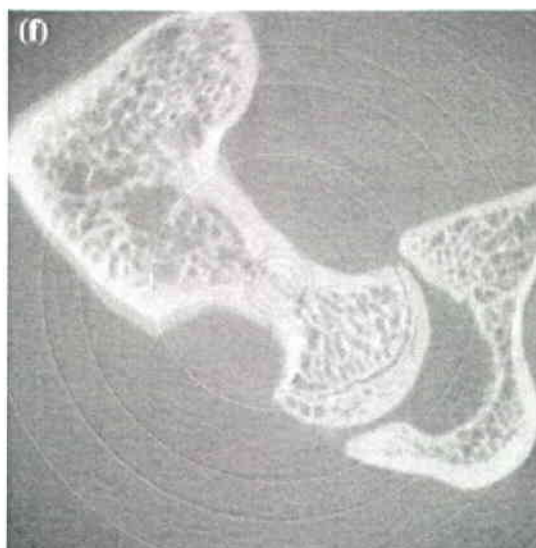


Figure 2.9 Artefact en couronnes (tiré de Sadi et al., 2009)

L'effet de Gibbs provient de l'utilisation de la transformée de Fourier discrète pour la reconstruction des images. Il a été mis en évidence pour la première fois en 1848 par Henry Wilbraham (Wilbraham, 1848), mais son importance mathématique ne fut reconnue qu'en 1899 par Josiah Willard Gibbs (Gibbs, 1899). La transformée de Fourier discrète calcule un nombre fini de fréquence, ce qui peut entraîner des dépassements aux discontinuités. Ce phénomène est un effet de bord qui se produit à proximité des discontinuités, appelé effet de Gibbs. L'effet de Gibbs apparaît souvent lorsque le faisceau est à incidence oblique sur une paroi plane de l'objet. Le meilleur moyen de l'atténuer est de le filtrer, en appliquant principalement des filtres passe-bas. Il a été démontré que partitionner l'image, c'est-à-dire la diviser en plusieurs couches stratifiées, avant d'appliquer le filtre donne de meilleurs résultats, notamment en réduisant significativement la hauteur des discontinuités (figure 2.10) (Gengsheng et Richard, 2009).

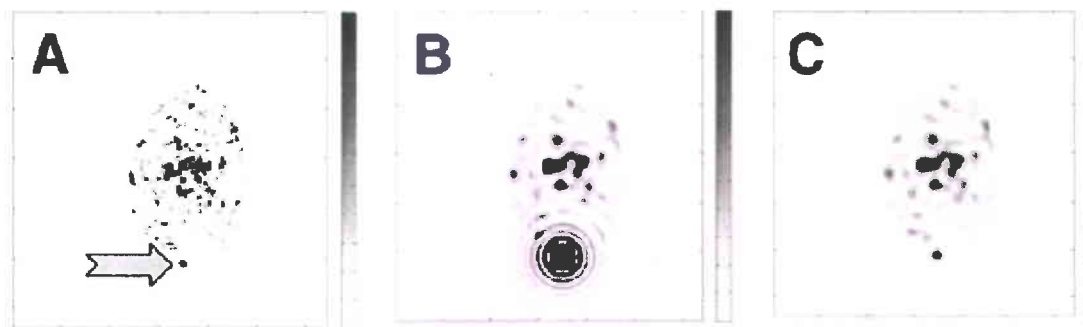


Figure 2.10 Image avec un marqueur (A), application d'un filtre passe-bas qui met en évidence l'effet de Gibbs (B) et technique de partition de l'image avant l'application du filtre passe-bas (C) (tiré de Gengsheng et Richard, 2009)

### 2.3 Vélocimètre par images de particules (PIV)

Le vélocimètre par images de particules ou PIV (*Particle Image Velocimeter*) est un ensemble de laser et de caméras de LaVision (figure 2.11). Il sert, comme son nom l'indique, à mesurer le déplacement des particules d'un fluide ou d'un gaz. Il est possible, ainsi, de déterminer la vitesse et la direction de l'écoulement.

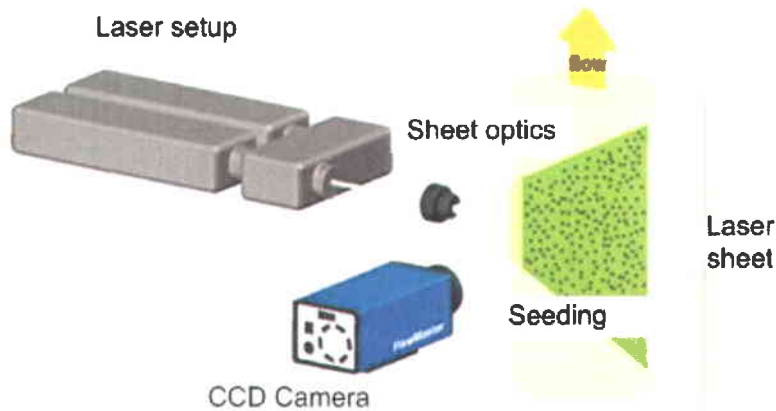


Figure 2.11 Principe du PIV (tiré du site de l'Université du Wyoming, 2013)

Le laser est un Nd :YAG (acronyme anglais pour grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme, le nom du cristal amplificateur utilisé) et a une longueur d'onde de 532 nm et une énergie de 250 mJ. Il est doublement pulsé et il est collimaté en une mince feuille de manière à ce que seules les particules dans le plan réfléchissent la lumière.

Les caméras sont des CCD. Placées de chaque côté du canal pour ce travail, elles reçoivent les photons du laser réfléchis par les particules. Elles peuvent être utilisées en *single frame*, pour des images ponctuelles, ou en *double frame*, c'est-à-dire qu'elles acquièrent deux images en un laps de temps donné relativement court déterminé par l'expérimentateur, pour la détermination des vecteurs de l'écoulement. L'analyse des images est effectuée par le logiciel Davis (LaVision, 2007).

## 2.4 Vélocimètre acoustique Doppler

Le vélocimètre acoustique Doppler (ADV) utilisé dans le cadre de ce travail de maîtrise est le Vectrino II de Nortek. Le Vectrino II est un appareil constitué d'une tige verticale surmontée de 4 petits récepteurs placés à environ 30° d'angle de la tige et également espacés de 90° entre eux (figure 2.12).



Figure 2.12 Tête du Vectrino II comprenant la sonde émettrice et les tiges réceptrices

Le Vectrino II est habituellement utilisé pour connaître les vitesses du fluide en x, en y et en z. La tige centrale émet un ultrason d'une fréquence de 10 MHz qui est réfléchi sur les particules en mouvement dans l'eau qui renvoient une fréquence décalée que les récepteurs acquièrent. Les vitesses sont déterminées par effet Doppler. La vitesse des particules est assimilée à la vitesse de l'eau. Dans le cas présent, le Vectrino II a été utilisé pour connaître l'amplitude de retour du signal ultrasonore, sans égard aux vitesses. La fonction *Centerbeam Amplitude* qui, comme son nom l'indique, mesure l'amplitude du signal réfléchi, a été utilisée.

Le signal reçu par les ADV est habituellement reçu en nombre d'impulsions de retour du signal réfléchi. Les données enregistrées par le Vectrino II sont compilées en décibel (dB). Afin de retrouver la quantité de sédiments en suspension à partir de cette mesure, il est nécessaire d'établir un bilan d'énergie entre l'onde émise et l'onde reçue (Gluard, 2008). C'est l'équation du sonar (Urlick, 1975) :

$$RL = SL - 2TL + TS \quad (15)$$

où RL est le niveau reçu, SL le niveau émis, 2TL sont les pertes en transmission à l'aller et au retour, et TS l'indice de rétrodiffusion relié au rapport entre la longueur d'onde du signal et le diamètre des particules. Toutes ces variables sont exprimées en dB. Selon

les paramètres de l'ADV, le niveau reçu en décibel découle du niveau reçu en comptes par l'équation suivante :

$$RL = K_C(E - E_r) + B \quad (16)$$

où E est le niveau reçu en comptes,  $E_r$  est le niveau de référence minimal détecté défini comme le niveau quand il n'y a pas de signal,  $K_C$  est un facteur de conversion des comptes vers les dB défini comme étant la pente de la fonction  $f(RL) = E$  et habituellement compris entre 0,35 et 0,55 (Deines, 1999), et B est le bruit.

Les pertes en transmission sont dues à l'amortissement par le milieu et à la divergence sphérique. À l'aller-retour, le signal subit donc des pertes, telles que définies par Gartner (2004), de :

$$2TL = 20 \log(R) + 2\alpha R \quad (17)$$

où R est la distance au volume considéré en mètres et  $\alpha$  est le coefficient d'absorption de l'eau en dB/m qui est fonction de la fréquence acoustique utilisée, de la salinité, de la température et de la pression de l'eau (Schulkin et Marsh, 1962). Le terme  $20 \log(R)$  est dû à la propagation et le terme  $2\alpha R$  est dû à l'absorption.

La propagation n'est pas la même selon la distance de l'émetteur. Proche de l'émetteur, avant une distance critique  $R_{\text{critique}}$  telle que  $R_{\text{critique}} = \pi r_e^2 / \lambda$ , les pertes par propagation nécessitent la correction de Downing et al. (1995) pour champ proche :

$$\Psi = [1 + 1,35Z + (2,5Z)^{3,2}] / [1,35Z + (2,5Z)^{3,2}] \quad (18)$$

où  $Z = R/R_{\text{critique}}$ . Pour le Vectrino II utilisé dans cette expérience, le  $R_{\text{critique}}$  est très petit, et donc hors de la zone de mesure. Cette correction n'est donc pas nécessaire.

L'atténuation due aux sédiments est composée des pertes de nature visqueuse et des pertes par diffusion (Gartner, 2004). Généralement, les pertes visqueuses augmentent à mesure que la taille des sédiments diminue et les pertes par diffusion augmentent avec la taille des sédiments. Les pertes visqueuses dépendent de la fréquence. Elles sont plus élevées aux hautes fréquences. La diffusion est fonction de la longueur d'onde et de la circonférence des particules. Si  $\lambda \gg 2\pi a_p$ , où  $a_p$  est le rayon des particules, la

majorité de la diffusion se propage vers l'arrière (diffusion Rayleigh). Si  $\lambda \approx 2\pi a_p$ , la diffusion devient complexe à cause des interactions entre la réflexion et la diffusion qui créent des oscillations du signal reçu par rapport à l'émis (Gluard, 2008). Si  $\lambda \ll 2\pi a_p$ , la moitié de la diffusion se fait vers l'avant, et l'autre moitié dans toutes les directions (diffusion géométrique) (Flammer, 1962).

## 2.5 Canal hydraulique à houle

Le canal hydraulique utilisé est fait d'acrylique translucide et a une densité relative d'environ 200 HU (Montreuil, 2006). Il mesure 7 m de long et a une section transversale de 30 cm x 30 cm. Il est percé de fenêtres à quelques endroits sur le dessus pour le remplissage et la manipulation du sable. C'est aussi à ces endroits que les scans sont faits pour éviter la traversée de l'acrylique aux rayons-X et obtenir de meilleures images.

À une extrémité du canal est situé le dispositif de batteur à vagues (figure 2.13). Ce dernier est constitué d'une plaque de plastique mobile actionnée par deux moteurs. Les moteurs font tourner des vis sans fin. L'un d'eux actionne le haut du batteur, et l'autre le bas. Le tout est contrôlé à partir du logiciel *Gui\_wavelflume* développé à l'université de Wuppertal par Mario Oertel. Le batteur peut être opéré en mode *flap*, avec seulement le moteur actionnant le haut de la plaque qui oscille, ou en mode piston, avec les deux moteurs oscillant. La hauteur et la période de la vague peuvent être ajustées dans le programme en modifiant les paramètres de temps d'oscillation et d'amplitude du mouvement du batteur. L'autre bout du canal est fermé





Figure 2.13     Batteur du canal à houle

## CHAPITRE 3 : MÉTHODE

### 3.1 Étalonnage des instruments

L'étape préliminaire consiste en l'étalonnage des différents appareils et instruments de mesure qui sont utilisés pour les expériences. L'étalonnage est effectué dans un réservoir cylindrique de 120 cm de diamètre et de 150 cm de profondeur pouvant contenir jusqu'à plusieurs centaines de litres d'eau (figure 3.1). Les appareils étalonnés sont le MAPLE, le Vectrino II et l'OBS (*optical backscatter point sensor*), un appareil émettant dans l'infrarouge et mesurant le signal réfléchi pour déterminer la quantité de matière en suspension. Le réservoir est rempli avec 400 L d'eau et un rotateur à hélice à moteur électrique y est installé.



Figure 3.1 Réservoir utilisé lors de la calibration des appareils de mesure

Le MAPLE est placé au-dessus du réservoir, de manière à ce que le laser bleu-vert en traverse toute la profondeur. Il a un angle de 22° et a été préalablement allumé afin que sa température interne se stabilise. Le temps d'acquisition est de 10 secondes. Les données sont ensuite moyennées pour obtenir une réflectance moyenne pour chaque concentration de sédiments en suspension. Il est attendu que la réflectance augmente avec la quantité de sédiments en suspension dans un contexte où la réflectance du fond est inexistante. Dans un contexte où le fond a une influence sur la réflectance, il est attendu que la réflectance diminue avec la quantité de sédiments en suspension parce que ceux-ci bloquent la réflectance (plus élevée) du fond.

Le Vectrino II est placé à mi-hauteur du réservoir. Il prend un profil de 100 cellules entre 2 et 12 cm au-dessous de l'émetteur du signal, c'est-à-dire à tous les millimètres. Le temps d'acquisition est de 10 secondes à 10 Hz. Le profil est moyenné dans le temps et est tracé pour chaque concentration de sédiments en suspension.

L'OBS est utilisé à titre comparatif seulement, puisqu'il ne sera plus utilisé dans les expériences subséquentes. Il est placé à environ 20 cm du Vectrino II, de manière à intégrer les valeurs de concentration de sédiments en suspension traversées par le signal de ce dernier. Il est opéré à 100 Hz et est synchronisé avec le Vectrino II pour mesurer exactement le même profil au même moment. Son profil, à l'instar de celui du MAPLE, est moyenné pour chaque concentration de sédiments en suspension.

Lorsque tous les instruments sont en place, une première mesure est prise avec le rotateur fermé et sans sédiment. Une deuxième mesure est prise avec le rotateur activé, mais toujours sans sédiment. Les mesures suivantes sont prises après l'ajout de quantités de sédiments données avec le rotateur toujours actif afin de garder les sédiments en suspension. Le sable utilisé est du sable d'Ottawa avec un diamètre médian de 215,8  $\mu\text{m}$ .

Des échantillons du mélange eau-sédiment sont prélevés après chaque mesure pour quantifier la quantité réelle de sédiment en suspension, puisqu'il est rare que la totalité le soit. La procédure pour ce calcul est la suivante. Le filtre qui sera utilisé pour chaque échantillon et le récipient qui les accueillera sont préalablement pesés. Le volume des échantillons prélevés est mesuré. Il est ensuite filtré pour en soutirer les sédiments qu'il contient. Puis les sédiments et le filtre sont mis à sécher dans l'étuve à 100°C. Après évaporation complète de l'eau, les récipients et les filtres sont repesés avec leurs sédiments respectifs. La différence entre la deuxième et la première pesée est faite et la masse des sédiments est divisée par le volume échantillonné. Cela pour chaque échantillon.

### **3.2 Montage expérimental**

Les expériences sont effectuées dans le canal hydraulique en simulation de houle côtière. Le canal est passé dans l'ouverture du scan. Il est rempli de sable d'Ottawa composé à 99,2% de quartz et de diamètre moyen de 215  $\mu\text{m}$  avec lequel une pente de 1/15, soit environ 3,8°, est construite (voir figure 3.2 à la section 3.6). Le canal est ensuite rempli d'eau jusqu'à 20cm.

Le PIV et le MAPLE sont montés sur la structure d'aluminium du scanner. Ils se déplacent avec le scanner. Le Vectrino II est monté sur un trépied déplaçable à la main.

### **3.3 Comparaison PIV-Vectrino II**

La seconde étape du processus expérimental est la comparaison entre le Vectrino II et le PIV afin de mesurer la quantité de sédiments en suspension avec le PIV sous scanner lors d'une étape subséquente. L'expérience est répétée deux fois, soit une fois avec des vagues de 1s de période et une fois avec des vagues de 2s. Les mesures sont étalées sur six heures afin de couvrir différentes phases de l'évolution de la plage. Quatre positions de prise de mesure sont déterminées sur la barre de déferlement et avant la barre. Chacune de ces positions est sondée une fois par heure. Les séries de déferlement de mesures sont donc prises à toutes les 15 minutes.

À chaque point de mesure, le Vectrino II est placé à 5 cm du lit. Il acquiert des données entre 2 et 6 cm, soit 40 cellules de 1 mm de profondeur, dont 1 cm dans les sédiments du lit. Une réduction du gain de -50 dB est appliquée. Le PIV est utilisé à pleine puissance et en *single frame*. Le temps d'exposition est de 10  $\mu$ s. À cause de la réflectance du sable, pour obtenir de bonnes images qui ne saturent pas, il faut appliquer trois filtres de densité neutre ND8 aux caméras, en plus du filtre passe-bande BP 532-10 du système. Les deux appareils sont synchronisés et prennent un échantillon de 2 s à 10 Hz.

Les données Vectrino sont utilisées tel quel. Pour le traitement des données PIV, le logiciel MatLab est utilisé. Un programme est écrit pour extraire la région d'intérêt correspondant à la section de croisement du laser du PIV avec le volume balayé par le signal du Vectrino II. Un seuil, considéré comme l'intensité mesurée correspondant à la réflexion du laser sur des grains de sable, est fixé. Les pixels qui affichent une valeur au-delà de ce seuil sont mis à 1, et ceux en-deçà à 0. La valeur des pixels de la région d'intérêt est ensuite sommée sur la surface correspondant à une cellule de 1mm de profondeur par 6 mm de largeur pour correspondre aux dimensions de la matrice du Vectrino II. Le profil obtenu est comparé au profil Vectrino au même moment pour obtenir la comparaison entre les données des deux appareils.

### **3.4 Comparaison PIV-Scanner**

Pour cette troisième phase des expériences, le but est de faire le rapprochement entre l'orbitale sous la vague observée par PIV et la densité du lit mesurée par Scanner. Pour ce faire, des mesures PIV et Scanner sont prises au même endroit au même moment.

Les mesures se font sous scan avec des vagues de 2s. L'expérience dure 18h et des mesures sont acquises après 1h, 3h, 6h, 12h et 18h. Le scan acquiert des images séquentielles en synchronisation avec une image simple (*single frame*) du PIV. Les images séquentielles sont acquises avec un temps de cycle de 0,5 s et un temps de rotation de 0,36 secondes pendant un total de 10 s. L'image simple du PIV est acquise à 4 Hz pendant 10 s. Il acquiert donc 40 images. Cette prise de donnée est suivie d'un

*double frame* du PIV afin de visualiser les sédiments en suspension. Cette acquisition se fait à 7 Hz pendant 4 s, soit 28 images.

Le PIV est orienté de manière à ce que le laser et les caméras acquièrent leurs données à l'endroit exact où le Scanner irradie ses rayons-X. Les points de mesure sont au nombre de quatre.

L'acquisition des images scan se fait par le biais du traitement logiciel *spine spi* de Siemens (Montreuil, 2006). Ce traitement est privilégié car la densité des sédiments approche celle de l'ossature de la colonne vertébrale, soit entre 1477 et 1609 HU (Schneider et al., 1996). Le scanner est utilisé à 140 keV pour optimiser la pénétration dans le volume de sédiments, ce qui rend l'effet photoélectrique dominant.

Concernant le traitement des données scan, les images sont moyennées sur 3 mm et un profil est tracé dans la colonne d'eau et de sédiment. À partir de ce profil, la densité du FDP et celle du MDP sont trouvées. Ces densités sont ensuite comparées avec la phase du mouvement orbital pour voir l'influence de ce dernier sur la porosité des sédiments.

### **3.5 Mesure des mouvements des sédiments en suspension par PIV**

Le PIV a aussi été utilisé pour mesurer les mouvements des sédiments sous la houle. Le but de cette expérience est d'observer le mouvement orbital des sédiments sous les vagues et de vérifier les travaux de Long et Montreuil (2011). Deux expériences sont effectuées dans ce but.

Pour les deux expériences, le montage est le même que pour les autres expériences. Les images sont prises en *double frame* afin de voir les vecteurs de déplacement des grains.

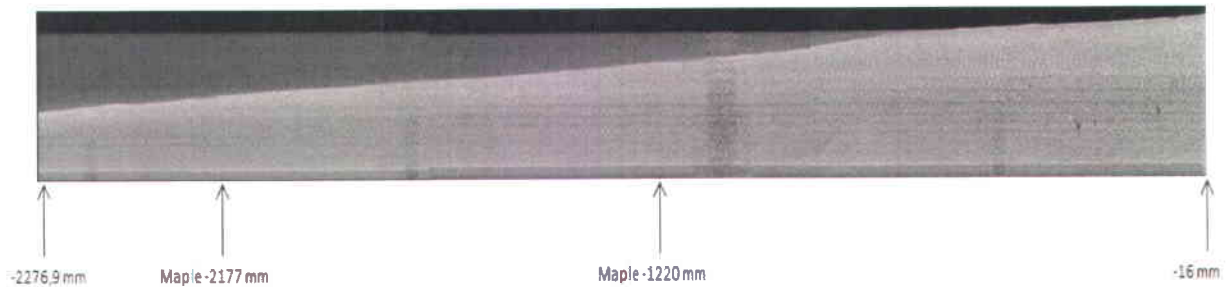
La première série est celle qui a été décrite à la section 3.4.

La deuxième série de mesure se contente de prendre les images selon la position de la vague, soit dans le creux, sur le montant, sur la crête et sur le descendant de la vague, avec des vagues de 0,7 s de période et de 38 mm de hauteur.

### **3.6 Comparaison MAPLE-Scanner**

La comparaison entre les données obtenues à l'aide du MAPLE et celles du scanner a été effectuée lors d'une série d'expériences différentes. Les mesures ont été effectuées lors d'un épisode de déformation de la plage sous l'effet de la houle. Le sable d'Ottawa utilisé a un diamètre médian de 147  $\mu\text{m}$  et les vagues ont une hauteur de 38 mm et une période de 700 ms dans un premier temps (expérience 1 et expérience 3), et de 60 mm et de 700 ms dans un deuxième temps (expérience 2 et expérience 4). Les autres paramètres sont les mêmes que pour les expériences décrites précédemment.

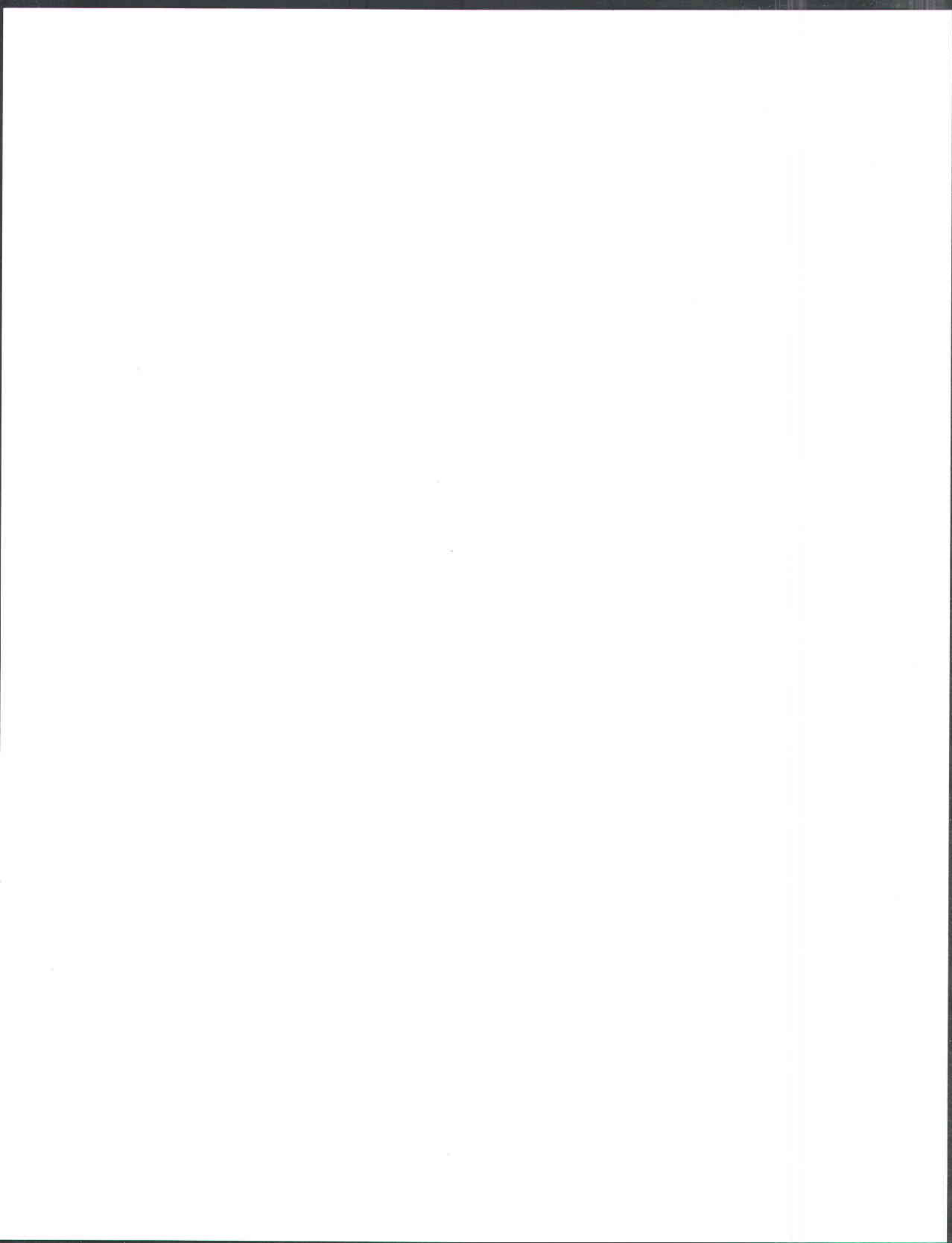
Les mesures sont prises à toutes les 45 minutes, à 2 positions différentes le long du lit, soit la première dans la zone de déferlement, à 1,220 m du haut de la plage, et la deuxième hors de cette zone, plus bas sur le lit, à 2,177 m du haut de la plage (figure 3.2). Un scan séquentiel d'une seconde est d'abord pris, puis le MAPLE est positionné au-dessus de la zone de mesure et acquiert 5 minutes de données. Les deux appareils ne sont donc pas synchronisés, mais puisque ce sont des valeurs moyennes d'un laps de temps court d'un phénomène évoluant lentement qui seront comparées, l'hypothèse est faite que l'évolution du système n'a pas changé entre les deux mesures. Le MAPLE a un angle de 20°, orienté perpendiculairement à la pente de la plage, contrairement aux autres expériences, pour approximer le plus possible l'utilisation du LiDAR aéroporté qui est utilisé à 20°. L'expérience dure 7,5 heures, ce qui donne 10 mesures par position et par type de vague. Deux expériences ont lieu avec chaque type de vague, ce qui donne, en tout, 80 mesures. Des scans sagittaux sont pris à intervalle de 20 ou 25 minutes durant les expériences pour voir l'évolution du profil de la plage.



**Figure 3.2** Scan sagittal du lit avec la position des points de mesure au début de l'expérience. La position Maple -1220 mm correspond à la position 1, dans la zone de surf. La position Maple -2177 mm correspond à la position 2, hors zone de surf. La longueur de l'image représente 2,26 m et la largeur, 0,3 m.

Pour le traitement, les données MAPLE sont moyennées dans le temps sur toute la durée d'une acquisition. Une réflectance moyenne est ainsi obtenue pour chaque position. Les images scan, elles, sont aussi moyennées. Un profil est ensuite tracé dans la colonne d'eau, environ au tiers de la distance entre le centre et la paroi du canal, afin d'éviter le plus possible les artefacts en couronne très présents au centre tout en demeurant éloigné des parois qui affectent l'hydrodynamique et par conséquent la formation des rides par l'effet de bord. À partir de ce profil le FDP est recherché et compilé. Pour chaque position, pour chaque prise de mesure, la réflectance est ensuite corrélée à la densité du FDP correspondant. La densité des sédiments en suspension juste au-dessus du FDP est aussi compilée.





# CHAPITRE 4 : RÉSULTATS

## 4.1 Étalonnage des instruments

Les courbes présentées dans cette section peuvent l'être en fonction de la densité nominale ou de la densité mesurée. La première, nominale, ou calculée, est obtenue en divisant la quantité de sable ajoutée par le volume d'eau du réservoir, sans égard à la quantité réelle de sédiments en suspension. La deuxième est mesurée selon la procédure décrite à la fin de la section 3.1 et tient, elle, compte de la quantité réelle de sédiments en suspension. Les courbes selon la densité mesurée sont donc susceptibles d'être plus représentatives de la réalité. Toutefois, les manipulations nécessaires au calcul de cette densité sont une cause d'erreur. Parmi celles-ci, il y a le rinçage pour ramasser tous les sédiments du récipient sous vide qui accueillait les échantillons avant qu'ils ne soient déversés dans les pots, qui a ajouté un volume estimé entre 25 et 30 ml. Puis il y a la difficulté à rincer tous les sédiments lors du déversement du récipient sous vide dans les pots ainsi que lors du déversement du pot de l'échantillon lors du filtrage. Ces deux actions ont mené à une perte estimée à 0,1 g. L'erreur qui en découle est donc estimée à au plus 5 g/L. Ainsi, afin de permettre une meilleure estimation des résultats, la courbe de densité nominale, qui surestime fort probablement la densité, et la courbe de densité mesurée, qui la sous-estime quelque peu, sont toutes deux représentées dans les figures.

Tableau 4.1 Masse de sable utilisée et densité nominale et mesurée

Masse de sédiments (kg)	0	1	2	3	4	5	7	10	12	15	17	20
Densité nominale (g/L)	0	2,5	5	7,5	10	12,5	17,5	25	30	37,5	45	50
Densité mesurée (g/L)			3,9		8,1		12,6		21,2		34,1	
Erreur (%)			20		20		30		30		20	

Les résultats de l'étalonnage sont en accord avec les hypothèses de départ, les spécifications des fabricants ou les données d'études précédentes.

Concernant l'OBS, qui devait servir à la fois d'étalon et de confirmation de la courbe donnée par le fabricant, le résultat est concluant (figure 4.1). Les courbes de régression, des polynomiales de second degré, de la réponse OBS en fonction de la densité sont fidèles aux calibrations fournies par le fournisseur. L'équation des courbes de régression sont du même ordre que celle des spécifications. De plus, un autre gage de la fidélité, le coefficient de détermination  $R^2$  pour les deux courbes est de 0,999, ce qui veut dire que les courbes suivent bel et bien une trajectoire quadratique comme cela doit être le cas.

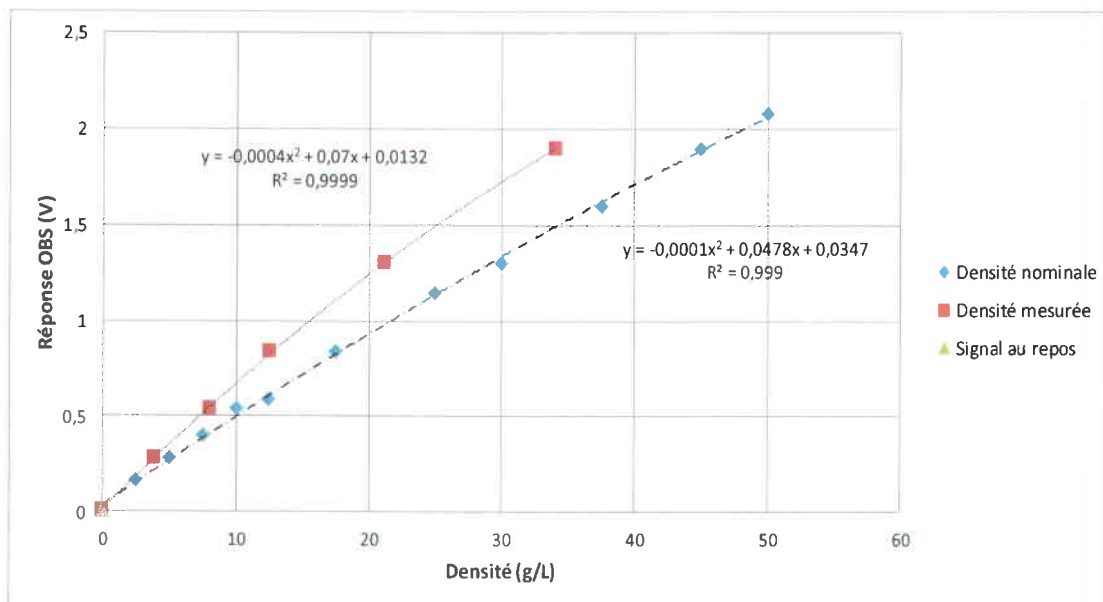


Figure 4.1 Réponse de l'OBS en fonction de la concentration de sédiments en suspension

La courbe d'étalonnage du MAPLE est en accord avec l'hypothèse posée (figure 4.2). Sans sable, avec le mélangeur actif, la réflectance se situe un peu en-deçà de 4%. Elle augmente ensuite linéairement avec la concentration de sédiments en suspension jusqu'à 10,6 %. Lorsque l'eau est au repos et sans sédiment en suspension, la réflectance est d'environ 10,1 %. Les droites de régression ont un coefficient de détermination  $R^2$  de 0,9575 et de 0,9685 selon que la densité soit mesurée ou nominale, respectivement.

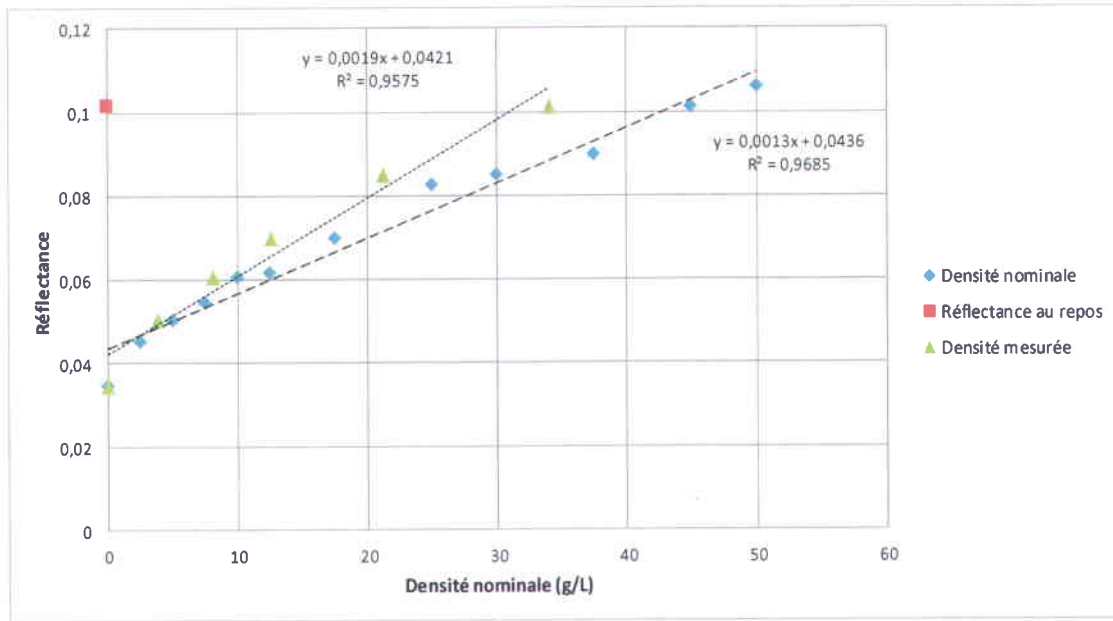


Figure 4.2 Réflectance laser en fonction de la concentration de sédiments en suspension

Concernant l'étalonnage du Vectrino II, la courbe du signal en fonction de la profondeur dépend de la concentration de sédiments en suspension (figure 4.3). À faibles concentrations, la courbe décroît presque linéairement avec la profondeur. À mesure que la concentration augmente, la décroissance devient exponentielle, avec une forte perte au début, puis une stabilisation. Aux concentrations élevées, la perte des premiers centimètres est moins prononcée que celles des concentrations intermédiaires. Le signal se situe presque toujours aux alentours de -40 dB à 2 cm pour descendre entre -60 et -70 dB à 12 cm.

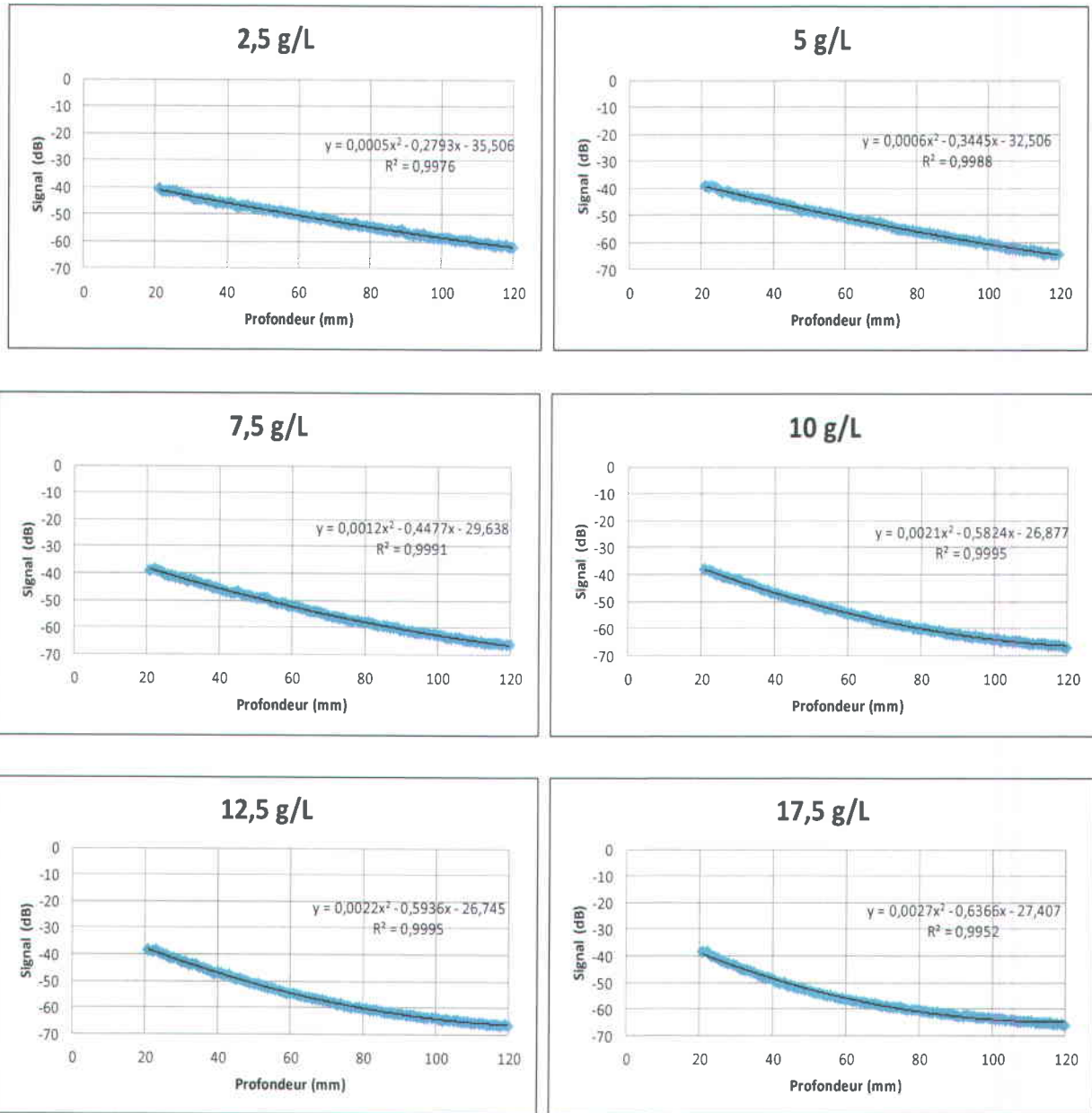


Figure 4.3 A Courbes d'étalonnage du signal du Vectrino II en fonction de la profondeur à différentes concentrations.

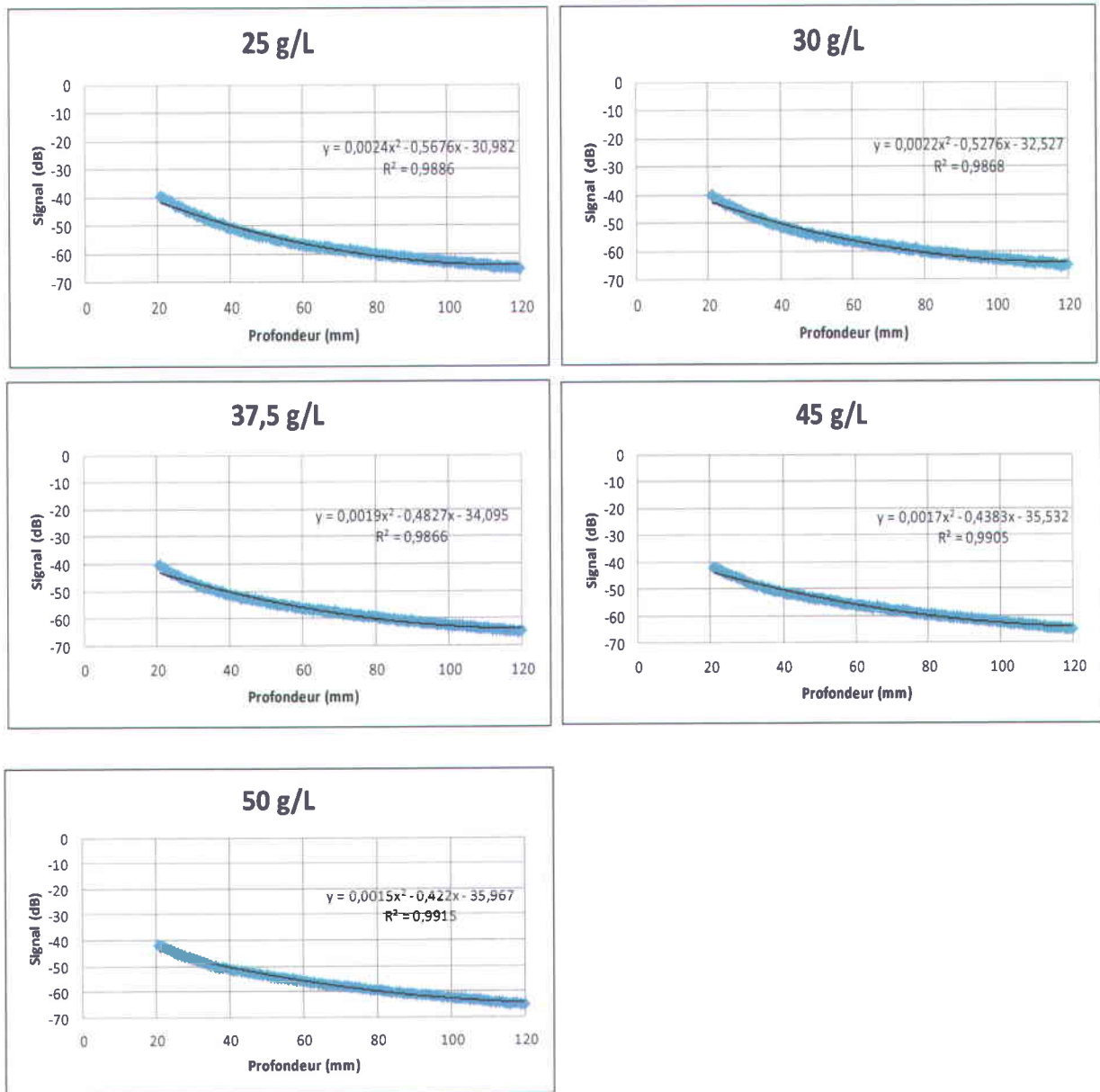


Figure 4.3 B Courbes d'étalonnage du signal du Vectrino II en fonction de la profondeur à différentes concentrations (suite).

La perte a été calculée pour chaque centimètre à chaque concentration pour bien illustrer la décroissance du signal. La figure de la perte en fonction de la profondeur pour différentes concentrations illustre bien l'effet de cette dernière sur le signal (figure 4.4). À 2,5 g/L, la perte du signal est presque constante à environ 2 dB par centimètre. À 12,5 g/L, la perte décroît linéairement, débutant à 4,48 dB et terminant à moins de 1 dB au

12<sup>e</sup> centimètre. À 25 g/L, la perte est exponentielle. Elle débute à près de 6 dB au 3<sup>e</sup> cm et se stabilise à environ 1 dB/cm à partir du 7<sup>e</sup> cm. Un graphique de la perte en fonction de la concentration pour les différentes profondeurs a aussi été créé pour visualiser la perte (figure 4.5). La perte est la plus élevée pour la majorité des concentrations au 3<sup>e</sup> cm, soit au début de la zone de mesure. Au 4<sup>e</sup> cm, la courbe a environ la même forme, mais avec un décalage vers le bas et la gauche. Au 6<sup>e</sup> cm, la perte augmente légèrement en fonction de la concentration au début, puis redescend pour se stabiliser à 2 dB à mesure que la concentration augmente. Au 11<sup>e</sup> cm, elle débute aux alentours de 2 dB pour se stabiliser rapidement à un peu plus de 1 dB.

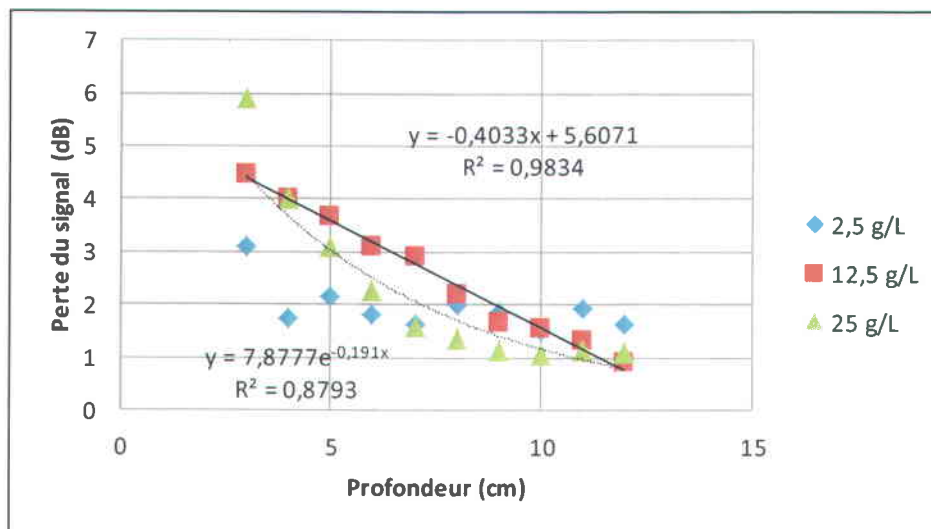


Figure 4.4 Perte du signal du Vectrino II en fonction de la profondeur à différentes concentrations

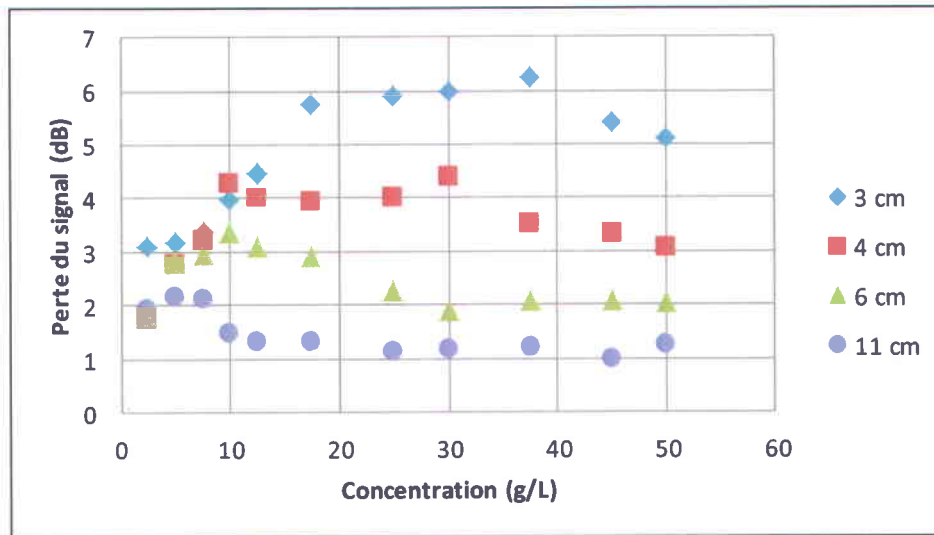


Figure 4.5 Perte du signal du Vectrino II en fonction de la concentration à différentes profondeurs

## 4.2 Comparaison PIV-Vectrino II

Une grande quantité de données a été récoltée durant les expériences. Plusieurs profils de retour d'amplitude ont été obtenus avec l'ADV et autant d'images PIV ont été prises. Cette section présente quatre profils obtenus à différents stades du passage de la vague avec l'ADV et le PIV (figure 4.6). Les profils d'ADV et de PIV sont juxtaposés pour permettre une meilleure comparaison.



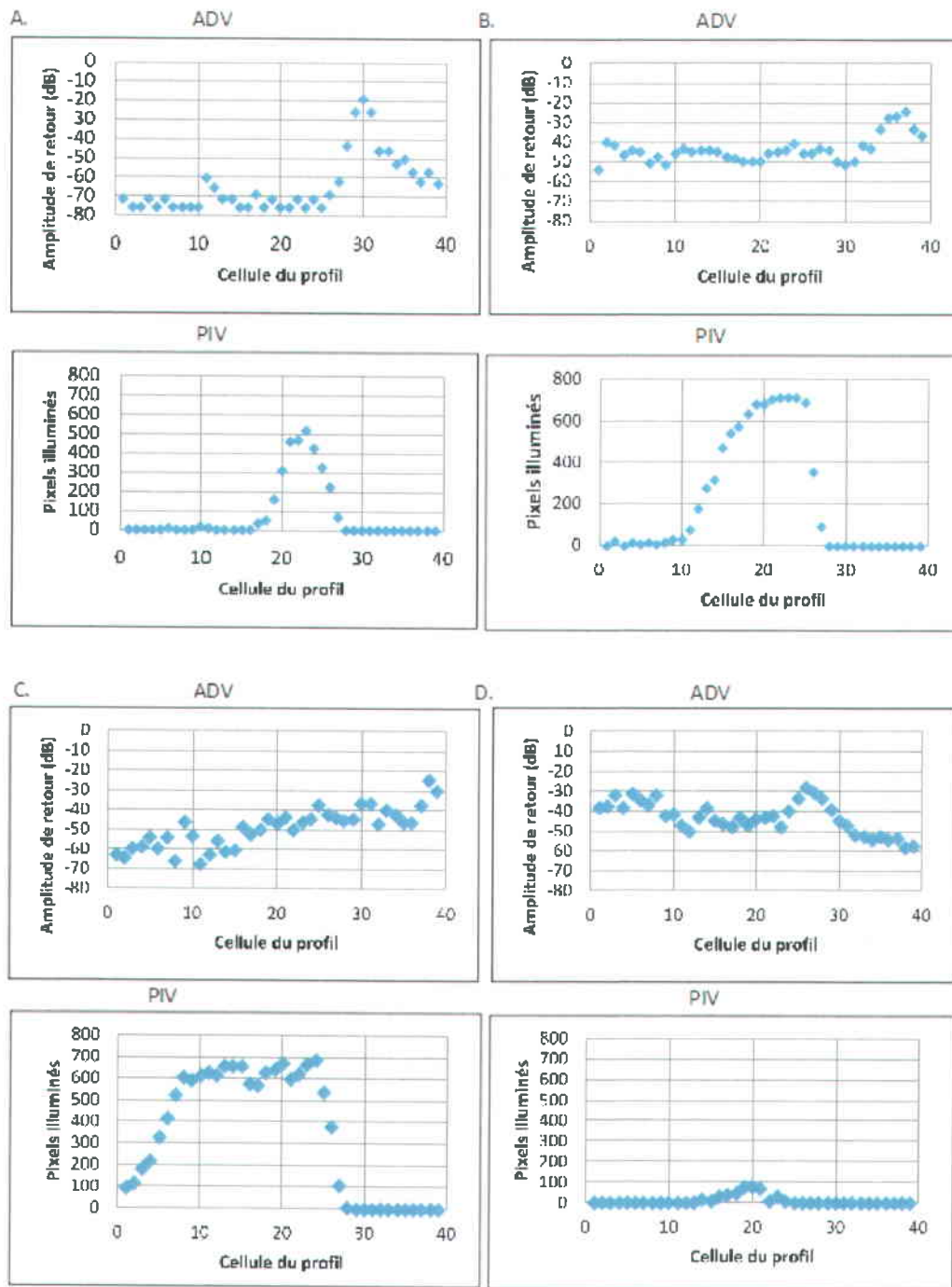


Figure 4.6 Profils de l'ADV et du PIV dans la colonne d'eau lors du A. creux de la vague, B. le descendant de la vague, C. la crête et D. la phase montante de la vague.

Il convient d'entrée de jeu de constater que, pour une raison de programmation, le nombre de pixel illuminé maximum est de 710. Au-delà de ce nombre, le programme ne compte plus. En A, le profil d'ADV présente une courbe à peu près constante à -70 dB et un pic qui monte à -20 dB à la 30<sup>e</sup> cellule. Le profil de PIV démontre à peu près le même comportement avec près de 0 pixels illuminés au début et un pic à un peu plus de 500 à la 23<sup>e</sup> cellule. En B, l'ADV montre un profil fluctuant aux alentours de -50 dB et un pic débutant à la 30<sup>e</sup> cellule. Le PIV montre une croissance du nombre de pixels illuminés à partir de la 8<sup>e</sup> cellule et une décroissance abrupte qui se termine à la 27<sup>e</sup> cellule. En C, l'ADV exhibe un profil généralement croissant entre environ -60 et -40 dB, avec une augmentation rapide jusqu'à -20 dB à la 35<sup>e</sup> cellule. Le profil correspondant du PIV augmente dès le départ, stagne aux alentours de 650 pixels illuminés à partir de la 11<sup>e</sup> cellule et ne compte plus rien à partir de la 28<sup>e</sup> cellule. Finalement, en D, le profil ADV oscille autour de -40 dB avec un pic débutant à la 23<sup>e</sup> cellule et culminant à -27 dB à la 26<sup>e</sup> cellule. Le profile PIV commence à compter à partir de la 11<sup>e</sup> cellule jusqu'à 79 pixels illuminés à la 19<sup>e</sup> cellule, puis le compte décroît jusqu'à être nul à la 25<sup>e</sup> cellule.

### **4.3 Comparaison PIV-Scanner**

Les images obtenues avec le PIV lors de cette expérience se sont révélées nettement décevantes. Le programme n'a pas pu reconstruire un champ de vecteur sensé. Ils ont été jugés inutilisables. Par conséquent, les résultats utilisés pour observer le déplacement orbital sous la vague seront ceux de la section 4.4

Pour la densité scan, les résultats pour le FDP et le MDP sont affichés dans un même graphique pour une meilleure appréhension (figure 4.7).

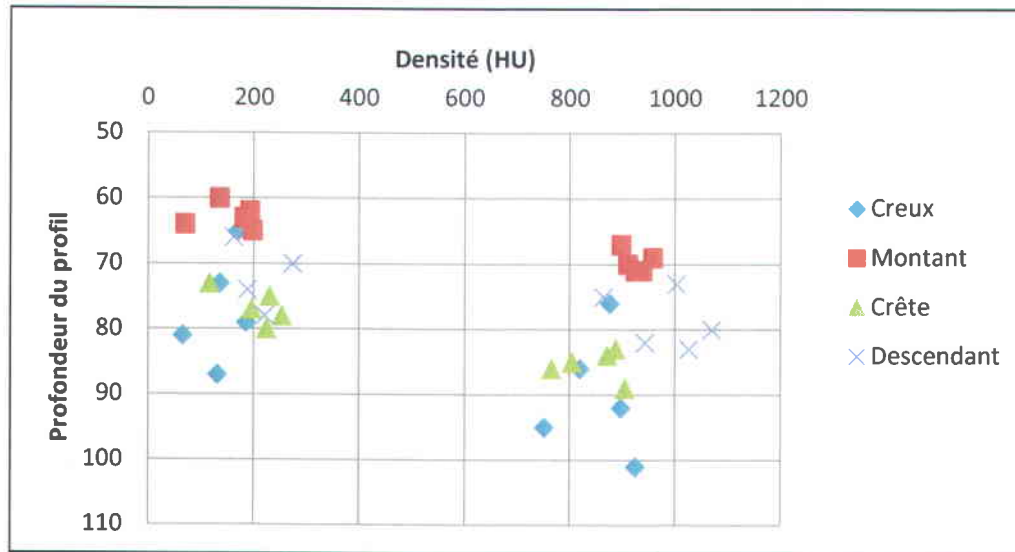


Figure 4.7 Densité du FDP (gauche) et du MDP (droite) selon la phase de la vague

Les paramètres de l'expérience sont aussi affichés dans un tableau, puisqu'il importe aussi de connaître la position du profil sur la ride (tableau 4.2).

Tableau 4.2 Paramètres de l'expérience et des profils

Figure	Phase de la vague	Position sur la ride	Période de la vague (s)	Hauteur de la vague (cm)
Losange bleu	Creux	Flanc	1	4
Carré rouge	Montant	Creux-Flanc		
Triangle vert	Crête	Creux-flanc		
Croix lilas	Descendant	Flanc		

De la figure, il ressort que, pour le FDP, le minimum de densité survient dans le creux de la vague, le maximum sous la crête de la vague, et qu'il y a transition sous le montant et le descendant. Pour le MDP le minimum se trouve toujours dans le creux, mais le maximum se trouve être sous le descendant. Sous le montant, la densité est encore en transition. Sous la crête, la densité est très basse, du même ordre de celle observée sous le creux.

Le tableau précise la position du profil sur la ride. Pour les profils pris sous le creux et sous le descendant, la position sur la ride était le flanc, tandis que les profils sous le montant et sous la crête ont été pris plus bas sur le flanc, tout près du creux.

#### **4.4 Mesure des mouvements des sédiments en suspension par PIV**

La deuxième expérience avec le PIV a donné des images satisfaisantes quant à son objectif (figure 4.8). La figure présente, pour chaque phase du passage d'une vague, le mouvement orbital de l'eau et des sédiments en suspension. Les phases présentées sont : le montant juste après le creux, le montant, la crête, le descendant, le descendant juste avant le creux, et le creux. À chaque phase correspondent 3 images qui représentent le mouvement sédimentaire global sous la vague, l'intensité de la réflexion du laser et un zoom du fond où se produit le transport sédimentaire. Des flèches ont été ajoutées à l'image zoomée pour montrer le déplacement général des sédiments dans cette zone. Une échelle est aussi rattachée à l'image de l'intensité et à l'image zoomée.

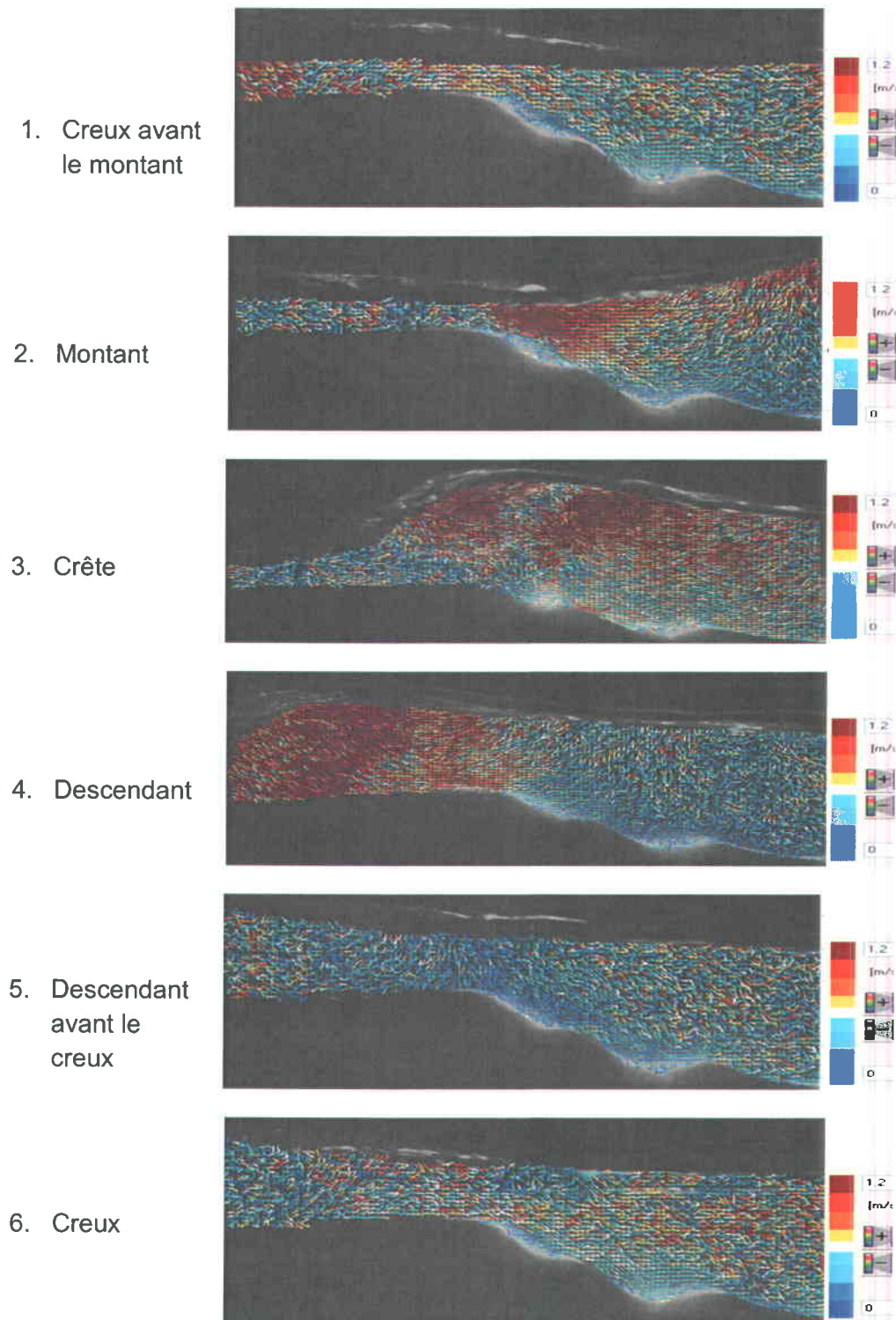
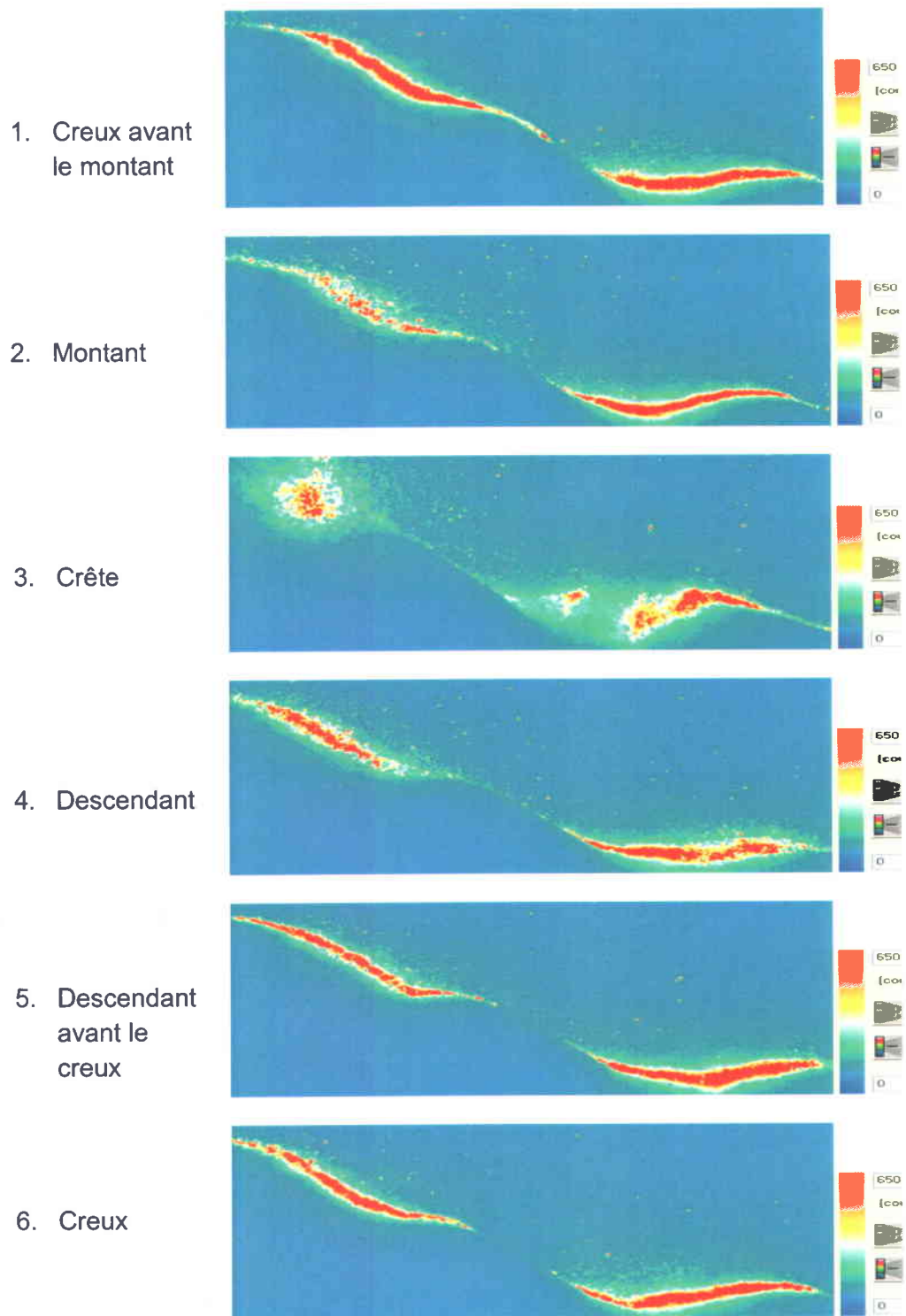


Figure 4.8A Images obtenues avec le PIV du champ de vecteurs représentant la direction des particules d'eau selon la phase de la vague. Les couleurs indiquent la vitesse de déplacement, comprise entre 0 et 1,2 m/s.



**Figure 4.8B** Images obtenues avec le PIV de l'intensité de la réflexion laser sur les grains de sable. La couleur indique l'intensité avec, en rouge, une réflexion de forte intensité et en bleu, une intensité faible voire nulle.

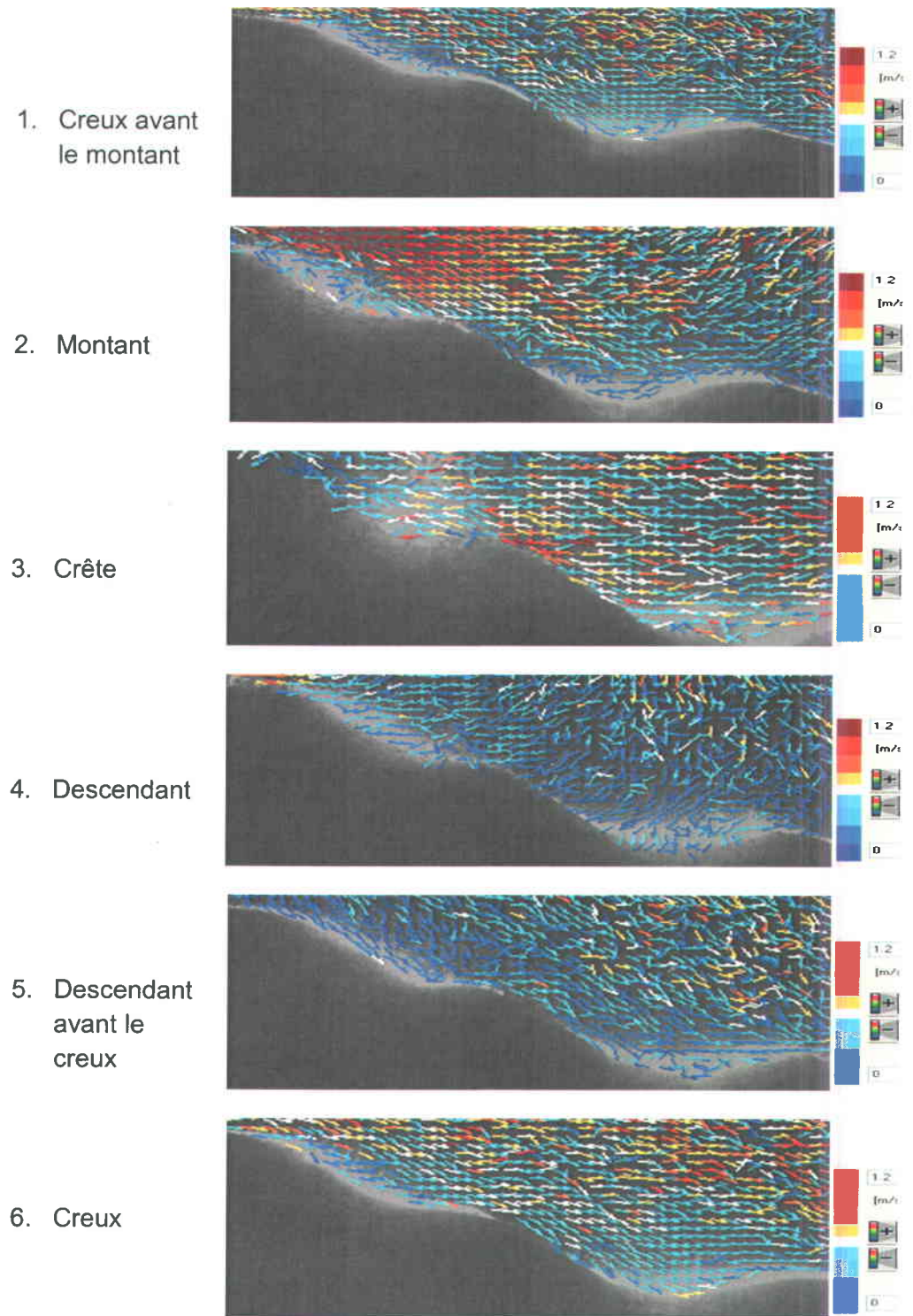
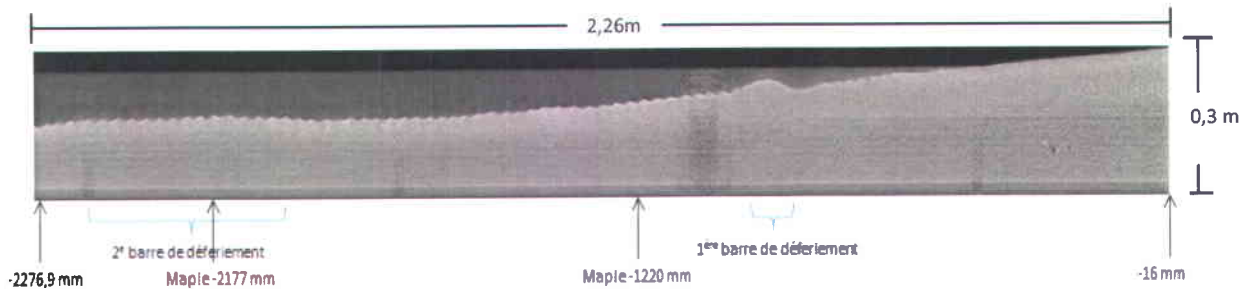


Figure 4.8C Images obtenues avec le PIV du zoom sur la surface du lit sableux du champ de vecteur. Les couleurs indiquent la vitesse de déplacement, comprise entre 0 et 1,2 m/s.

## 4.5 Comparaison MAPLE-Scanner

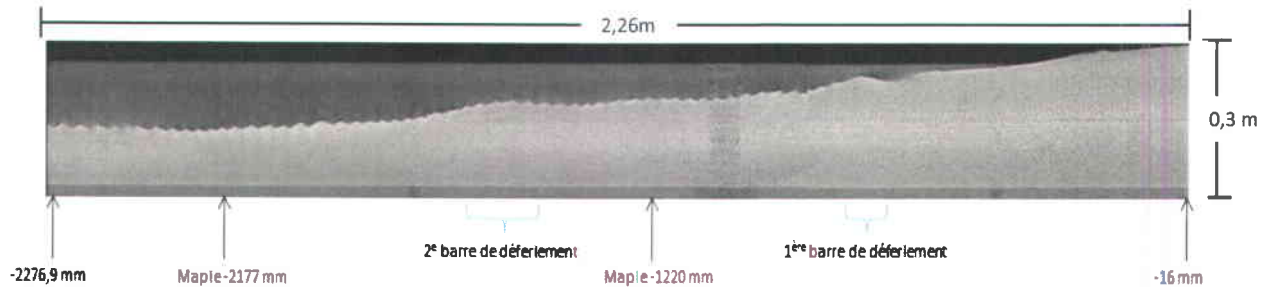
Les résultats obtenus des expériences visant à corréler la réflectance laser avec les données scan sont compilés dans les figures suivantes. Les scans sagittaux du lit sableux présentés dans cette section ont été pris à la fin des expériences, après 450 minutes d'action des houles, afin de bien voir l'évolution de la morphologie et des structures sédimentaires. Le lit de l'expérience 3, sous des vagues de 38 mm, présente un profil peu accidenté avec une pente douce et de petites rides (figure 4.9). Les barres de déferlement sont aussi plus basses sur le lit et plus étendues, particulièrement la deuxième, que pour les vagues de 60 mm.



**Figure 4.9** Scan sagittal du lit avec les positions des points de mesure et des structures sédimentaires à la fin de l'expérience 3, avec les vagues de 38 mm. La position Maple -1220 mm correspond à la position 1, dans la zone de surf. La position Maple -2177 mm correspond à la position 2, hors zone de surf.

Le lit de l'expérience 4, qui s'est déroulée sous des vagues de 60 mm, présente un profil plus accidenté (figure 4.10). Les rides sont plus grosses en comparaison de celles de l'expérience 3. Elles sont plus hautes sur le lit et moins étendues.

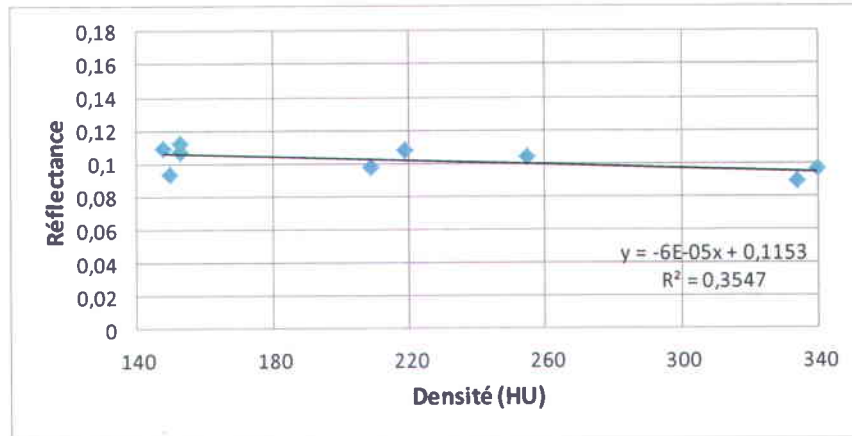




**Figure 4.10** Scan sagittal du lit avec les positions des points de mesure et des structures sédimentaires à la fin de l'expérience 4, avec les vagues de 60 mm. La position Maple -1220 mm correspond à la position 1, dans la zone de surf. La position Maple -2177 mm correspond à la position 2, hors zone de surf.

Les graphiques sont groupés par type de vague utilisé et position de mesure. En position 1 (dans la zone de déferlement), avec les vagues de 38 mm (figure 4.11), la réflectance décroît en fonction de la densité du FDP. La réflectance est comprise entre 0,08 et 0,12. Dans le cas de la densité, elle varie, pour l'expérience 1, entre 148 (1,21 g/L) et 340 HU (1,41 g/L), alors que le domaine est plus restreint pour l'expérience 3 entre 153 (1,21 g/L) et 244 HU (1,31 g/L).

### Expérience 1



### Expérience 3

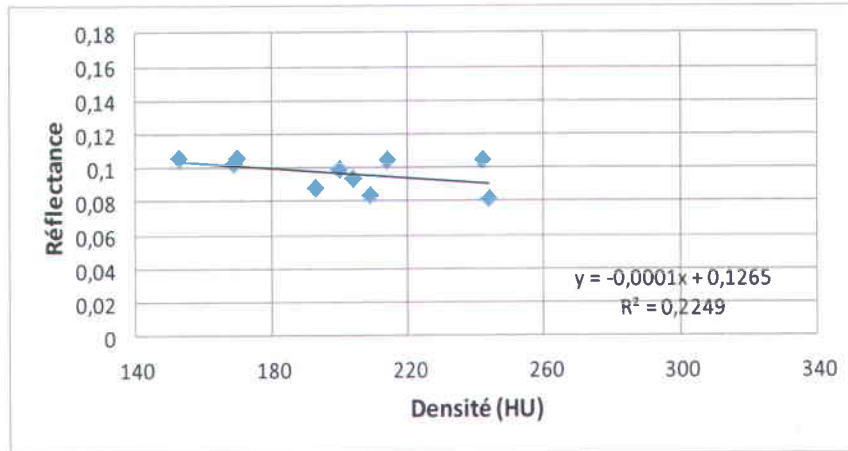
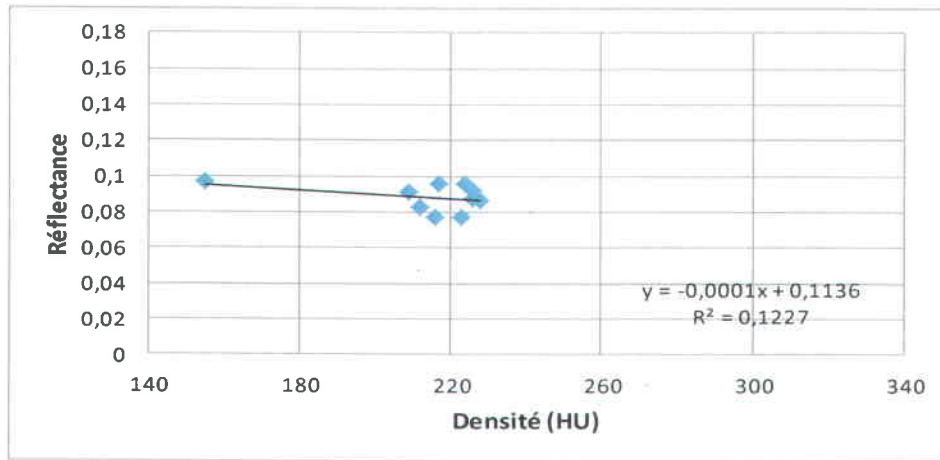


Figure 4.11 Courbes de tendance de la réflectance en fonction de la densité du FDP à la position 1 (dans la zone de déferlement) avec des vagues de 38 mm de haut.

Concernant la position 1 (dans la zone de déferlement) sous les vagues de 60 mm, les distributions sont plutôt différentes (figure 4.12). Pour l'expérience 2, les données sont groupées entre 208 (1,27 g/L) et 228 HU (1,29 g/L) pour la densité et entre 0,077 et 0,097 pour la réflectance, mais un point paraît aberrant à 155 HU (1,21 g/L). La droite de régression est négative, malgré qu'aucune corrélation ne soit perceptible. Dans l'expérience 4, la droite de régression est constante. Les mesures de densité du FDP se situent entre 172 (1,23 g/L) et 241 HU (1,31 g/L), et la réflectance varie très peu entre 0,089 et 0,102. Encore une fois aucune corrélation n'est visible.

Expérience 2



Expérience 4

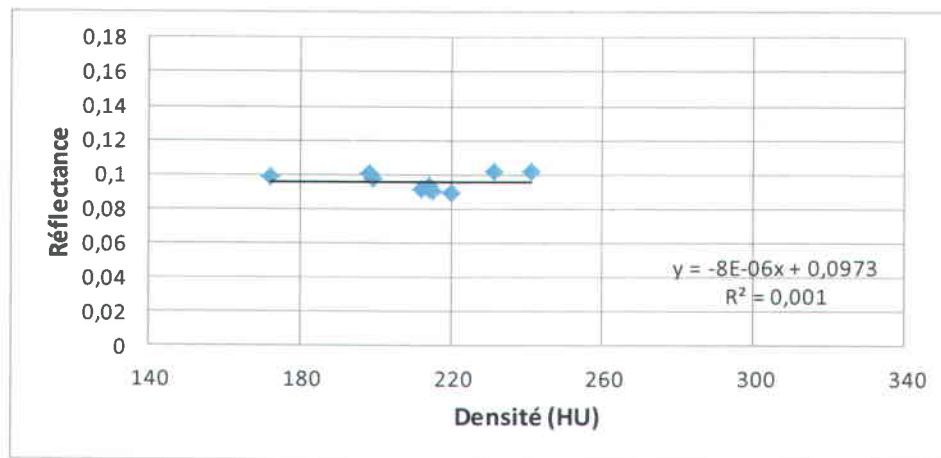
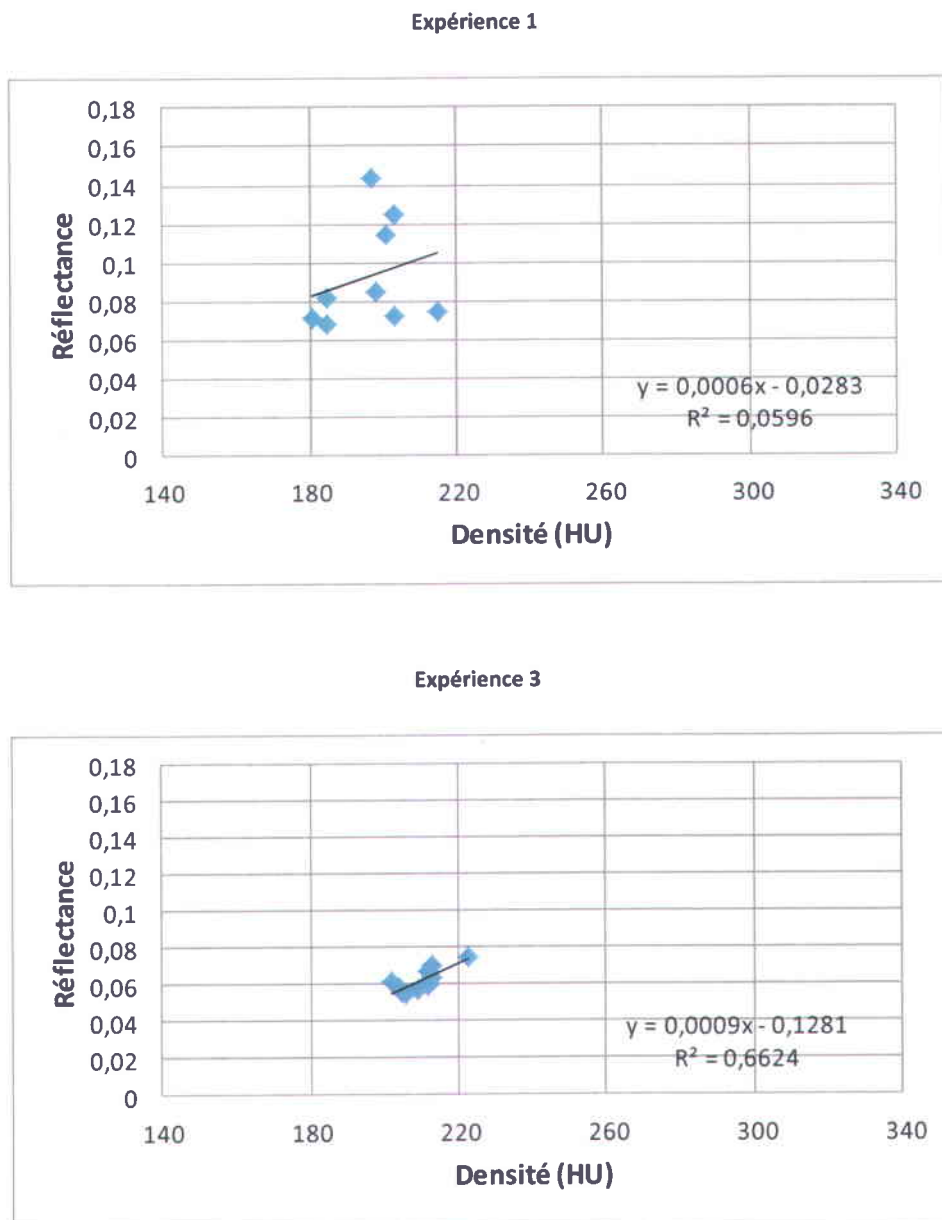


Figure 4.12 Courbes de tendance de la réflectance en fonction de la densité du FDP à la position 1 (dans la zone de déferlement) avec des vagues de 60 mm de haut.

Pour la position 2 (hors zone de déferlement), sous les vagues de 38 mm, les droites de régression sont positives (figure 4.13). L'expérience 1 montre une distribution plutôt étendue dans le domaine de la réflectance, alors que l'expérience 3 exhibe une corrélation plus fidèle. Le domaine de la densité du FDP, pour les deux expériences, est somme toute restreint, variant entre 181 (1,24 g/L) et 215 HU (1,28 g/L) pour la première et 202 (1,26 g/L) et 223 HU (1,29 g/L) pour la deuxième. La réflectance, dans le premier

cas, fluctue entre 0,068 et 0,144. Dans le deuxième cas, elle se trouve entre 0,054 et 0,075.

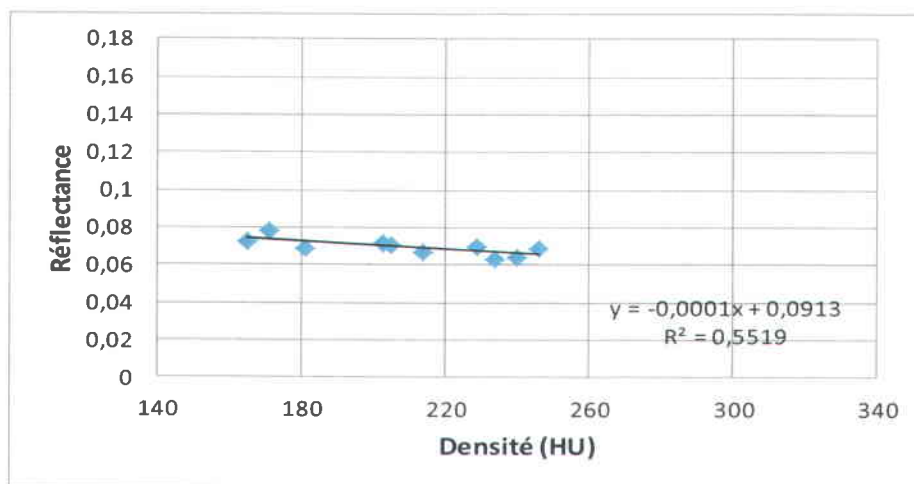


**Figure 4.13** Courbes de tendance de la réflectance en fonction de la densité du FDP à la position 2 (hors zone de déferlement) avec des vagues de 38 mm de haut.

En ce qui concerne la position 2 (hors zone de déferlement) sous les vagues de 60 mm, les droites de régression sont négatives (figure 4.14). L'expérience 2 arbore une densité

du FDP entre 165 (1,22 g/L) et 246 HU (1,31 g/L) et une réflectance entre 0,063 et 0,078. Pour l'expérience 4, la densité se trouve entre 169 (1,23 g/L) et 249 HU (1,32 g/L) et la réflectance entre 0,064 et 0,159. Ce dernier point paraît cependant aberrant puisque toutes les autres valeurs de réflectance n'excèdent pas 0,082.

Expérience 2



Expérience 4

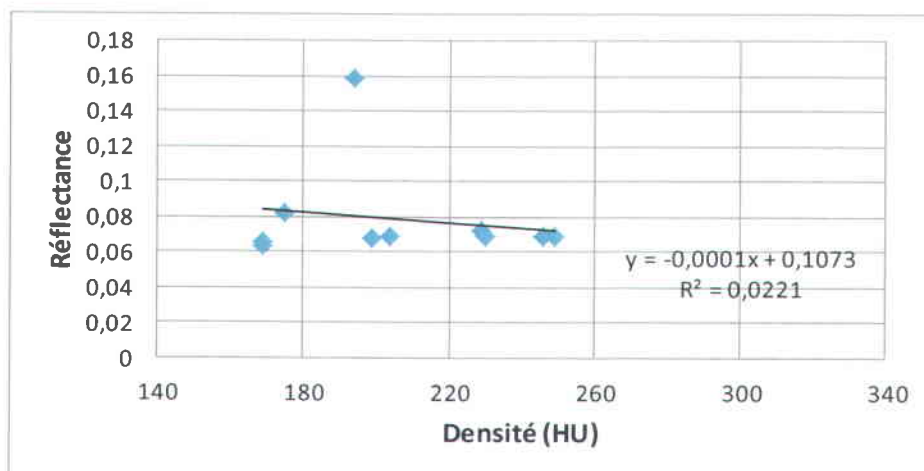


Figure 4.14 Courbes de tendance de la réflectance en fonction de la densité du FDP à la position 2 (hors zone de déferlement) avec des vagues de 60 mm de haut.

Les moyennes et les écart-types des distributions sont compilés selon la hauteur des vagues. Pour les vagues de 38 mm (tableau 4.3), la densité moyenne se situe autour des mêmes valeurs. Cependant, l'écart-type de la densité est plus petit hors zone de

déferlement que dans la zone de déferlement. La réflectance est aussi moindre hors zone de déferlement, bien que cela ne soit que de peu pour l'expérience 1. En excluant le cas particulier de l'écart-type très élevé dans la zone de déferlement de l'expérience 1, l'écart-type de la réflectance hors zone de déferlement est plus bas que ceux dans la zone de déferlement.

**Tableau 4.3 Moyennes et écart-types des distributions de densité et de réflectance selon la position et l'expérience pour les vagues de 38 mm**

Vague 38 mm					
Position	Expérience	Densité du FDP (HU)		Réflectance	
		Moyenne	Écart-type	Moyenne	Écart-type
P1 (1,220 m)	1	218	77	0,1020	0,0079
	3	200	30	0,0969	0,0094
P2 (2,177 m)	1	196	11	0,0930	0,0276
	3	210	6	0,0622	0,0068

Pour les vagues de 60 mm (tableau 4.4), la densité moyenne varie autour des mêmes valeurs pour les deux positions, mais les écart-types des deux positions, contrairement aux vagues de 38 mm, sont sensiblement du même ordre. Ils sont même plus élevés hors zone de déferlement. Pour ce qui est de la réflectance, les mêmes constatations que pour les vagues de 38 mm s'appliquent. Elle est plus basse hors zone de déferlement que dedans, et les écart-types, en excluant l'expérience 4 en dehors de la zone de déferlement, suivent la même tendance.

**Tableau 4.4 Moyennes et écart-types des distributions de densité et de réflectance selon la position et l'expérience pour les vagues de 60 mm**

Vague 60 mm					
Position	Expérience	Densité du FDP (HU)		Réflectance	
		Moyenne	Écart-type	Moyenne	Écart-type
P1 (1,220 m)	2	214	22	0,0884	0,0073
	4	212	19	0,0956	0,0051
P2 (2,177 m)	2	209	29	0,0693	0,0041
	4	206	31	0,0785	0,0288

La tendance des deux tableaux est sensiblement la même. Les densités varient autour des mêmes valeurs. La réflectance est généralement plus élevée dans la zone de déferlement et plus basse hors zone de déferlement, ainsi que les écart-types reliés. Hors zone de déferlement, les deux tableaux contiennent une expérience avec un écart-type très élevé au niveau de la réflectance. La différence entre les deux tableaux se situe au niveau des écart-types des densités. Alors qu'ils sont du même ordre, peu importe la position, avec les vagues de 60 mm, il y a une différence entre ceux dans la zone de déferlement, élevés, et ceux hors zone de déferlement, bas, pour les vagues de 38 mm.

La densité des sédiments en suspension (l'augmentation de densité juste au-dessus du FDP) a été compilée pour tous les profils et pour 4 cas, soit deux par position et deux par hauteur de vague, ce qui fait 10 points de densité à chaque position pour chacune des deux hauteurs de vagues expérimentées (figure 4.15).



Figure 4.15 Densité moyenne des sédiments en suspension pour les 10 profils de 4 cas-types.

Pour la position dans la zone de déferlement avec les deux types de vagues (P1\_60mm et P1\_38mm) et pour la position hors zone de déferlement avec les vagues de 60 mm

(P2\_60mm), la densité moyenne oscille entre 150 (1,21 g/L) et 250 HU (1,32 g/L), soit une variation de 100 HU ou de 0,11 g/L. Pour la position hors zone de déferlement avec les vagues de 38 mm (P2\_38mm), la densité moyenne oscille seulement entre 150 (1,21 g/L) et 200 HU (1,26 g/L), soit une variation de 50 HU ou 0,05 g/L.





## CHAPITRE 5 : DISCUSSION

### 5.1 Étalonnage des instruments

L'étalonnage a permis une meilleure compréhension des instruments utilisés par la suite. Concernant tout d'abord les paramètres de cette partie de l'expérience, il est normal que la totalité des sédiments ne soit pas mise en suspension par le mélangeur lors de pareils montages. L'expérience a même dû être reprise parce qu'elle avait été effectuée avec le mélangeur à 50% de sa puissance la première fois, ce qui n'était nettement pas suffisant pour maintenir les sédiments en suspension. À 75% de sa puissance, le mélangeur en mettait beaucoup plus. Il aurait été malaisé d'augmenter encore la puissance, parce qu'à puissance trop élevée, l'eau devient très turbulente et un tourbillon et des bulles se forment.

L'expérience le démontre, il est avisé de récolter des échantillons à la position de mesure et d'en déterminer la quantité de sédiments en suspension, parce que celle-ci est rarement mise totalement en suspension. Le tableau 4.1 démontre très bien la différence entre la densité nominale et la densité mesurée. Une erreur de 20 à 30% est tout à fait compréhensible et est à prendre en compte. En effet, la densité nominale surestime la quantité de sédiments en suspension, elle sous-estime donc l'effet de ceux-ci sur la variable. À l'inverse, la densité mesurée met en évidence des pentes plus fortes parce que la quantité de sédiments en suspension plus faible a une influence majorée sur la variable. Cette densité mesurée doit être préférée à la densité nominale car plus proche de la valeur réelle, bien qu'une erreur de quelques grammes par litre puisse exister.

Après évaluation de la méthode d'échantillonnage, la technique est susceptible d'être améliorée pour diminuer l'erreur due aux manipulations. En effet, pour éradiquer l'erreur sur le volume causée par le rinçage, l'échantillon pourrait être directement pompé dans les pots à échantillon. Cependant, le matériel du laboratoire ne permet présentement pas cette manœuvre. L'autre moyen envisagé est de calculer le volume dès qu'il a été

pompé en transvidant le contenu de l'erlenmeyer dans un cylindre gradué et de noter ce volume aux fins des calculs subséquents. La quantité d'eau utilisée pour le rinçage des récipients n'est dès lors d'aucune importance, et l'erreur sur le volume complètement annulée. L'erreur sur la masse peut être considérée comme négligeable selon la différence entre la quantité de sédiments en suspension et la quantité de sédiments irrécupérables. Si elle ne peut être considérée négligeable, un rinçage abondant et minutieux est susceptible de la réduire considérablement. Des récipients mieux adaptés, par exemple lisses et sans irrégularités de la forme ou saillies, peuvent aussi avoir un impact sur la quantité de sédiment irrécupérable lors du transvasement.

L'étalonnage de l'OBS est intéressant du point de vue de la fidélité de la courbe de tendance quadratique qu'elle trace. L'équation est presque exacte, ce qui signifie que l'OBS a une réponse quadratique, comme il le devrait. La courbe de la densité mesurée est très légèrement plus exacte que celle de la densité nominale, ce qui suggère que la densité mesurée est proche de la valeur réelle. Il est entendu que les coefficients des équations ne sont pas les mêmes que ceux prescrits par le fabricant justement à cause de la densité qui n'est pas connue avec précision, mais ils demeurent du même ordre que ceux de l'équation d'étalonnage du fabricant. Selon le manuel d'opération de l'OBS (2008-2012), la réponse de celui-ci en fonction des sédiments en suspension (figure 5.1) devrait suivre une pente quadratique (A), atteindre un seuil où la réponse est maximale (B) et décroître exponentiellement (C). Les résultats obtenus durant l'étalonnage se trouvent dans la première section. Même si la concentration de sédiments en suspension est différente, la forme de la courbe est sans équivoque. La différence entre les concentrations est due au fait que la nature des sédiments n'est pas la même entre les deux figures, un sédiment plus fin comme l'argile ayant été utilisé par la compagnie dans la figure 5.1 pour démontrer les limites de l'appareil et l'atténuation. Considérant un sédiment plus gros comme le sable d'Ottawa ou des concentrations moins élevées, les résultats observés se situeraient dans la partie (A) de la figure et les résultats de l'utilisation de l'OBS pour étalonner les autres appareils pourraient ainsi être utilisés comme référence.

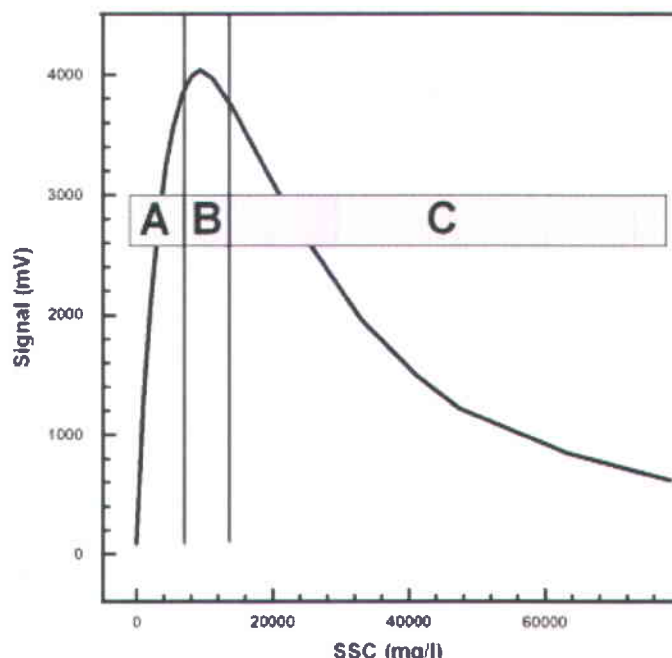


Figure 5.1 Courbe de la réponse d'un OBS selon la quantité de sédiments en suspension (tiré du Manuel d'opération de l'OBS, 2008-2012)

L'étalonnage du MAPLE confirme l'hypothèse posée selon laquelle les sédiments en suspension, dans un contexte sans influence du fond, augmentent la réflectance laser à cause de la réflexion. Lorsque l'eau est au repos, la réflectance de 10,1% est due à la réflexion spéculaire de l'eau, qui renvoie beaucoup plus d'énergie qu'une eau en mouvement comme dans le reste de l'expérience. La part du fond de la cuve dans ce pourcentage est inconnue. Avec l'eau en mouvement, mais sans sédiment, la réflectance de 3,4% est due à la réflexion sur la surface de l'eau et à celle dans le fond de la cuve. Dès qu'il y a ajout de sédiments, la réflectance augmente proportionnellement à la quantité de sédiments en suspension. Il serait utile, dans une expérience future, de déterminer quelle part de la réflectance est due au fond et quelle part est due aux sédiments en suspension. Il pourrait aussi être intéressant de trouver, en fonction de la concentration de sédiments en suspension, jusqu'à quelle profondeur pénètre le faisceau laser. L'expérience a déjà été effectuée par Aucoin (2012) pour la profondeur de pénétration du laser vert dans un lit de sédiments, mais pas pour des sédiments en suspension. Une expérience semblable à celle effectuée, mais avec un capteur optique résistant à l'eau dans la trajectoire du laser, pourrait être envisagée. Ou

alors un montage dans un réservoir transparent avec le laser qui traverse à l'horizontale (en supposant une concentration constante à une même profondeur) le réservoir et un capteur de l'autre côté.

L'étalonnage de l'ADV (Vectrino II), donne beaucoup d'information sur l'influence des sédiments en suspension sur l'atténuation d'un signal acoustique. En effet, ce dernier est exponentiellement atténué lorsqu'il traverse un milieu. La vitesse d'atténuation dépend de la densité du milieu. Ainsi, une concentration de sédiments en suspension plus élevée atténuera le signal plus vite, et vice versa. D'après la figure 4.3, les faibles concentrations n'atténuent presque pas le signal. La pente quasi linéaire en témoigne. Les graphiques représentent une partie tellement restreinte de la courbe totale d'atténuation qu'elle semble linéaire. Pour les concentrations moyennes, où l'atténuation dans les premiers centimètres est la plus forte comparativement aux autres graphiques, le signal est atténué environ dans la même plage de profondeur que celle couverte par l'expérience. Le signal paraît moins atténué dans les premiers centimètres pour les concentrations les plus élevées comparativement aux concentrations moyennes car, dans la plage couverte par l'expérience, soit de 2 à 12 cm de profondeur, il a déjà été partiellement atténué dans les premiers centimètres non couverts par l'expérience (0 à 2 cm). La courbe analysée ne représente que la phase finale (partie à pente plus faible) de l'atténuation.

La quantité de grains en suspension a aussi une influence sur l'amplitude du signal de retour, puisque ce dernier est réfléchi sur les grains. À partir des résultats présentés sur les courbes de la figure 4.3, pour des profondeurs allant de 2 à 12 cm, les concentrations optimales sont celles situées entre 7,5 et 30 g/L; ce sont ces valeurs qui affichent la plus haute amplitude de retour à environ -38 dB, alors que l'amplitude maximales pour les faibles concentration se situe environ à -40 dB et qu'elle est de moins de -40 dB pour les concentrations minimales situées au-dessus de 30 g/L.

La perte du signal en fonction de la profondeur pour les trois concentrations présentées figure 4.4 est particulièrement éloquent. Jusqu'à 2,5 g/L, la perte est quasi constante et présente une décroissance linéaire de 2 dB/cm et peu d'atténuation dans le milieu. À

12,5 g/L, la perte diminue linéairement, l'atténuation est rapide au début, puis moindre dans le bas du profil. À 25 g/L, la pente de la perte est exponentielle. Elle présente la plus grande perte en début de profil, mais elle diminue rapidement pour se stabiliser à 1 dB/cm à mi-courbe. Cela signifie la fin de l'atténuation du signal qui avait débuté sa décroissance dans les centimètres qui ne figurent pas sur ces courbes. La figure 4.4 permet de saisir l'importance de la concentration de sédiments en suspension sur l'atténuation du signal acoustique. D'après ces résultats, une perte de 1 dB/cm peut être considérée comme non significative.

La figure 4.5 permet d'apprécier la perte en fonction de la concentration à différentes profondeurs. Ainsi, pratiquement aucun signal ne se rend au 11<sup>e</sup> centimètre. Les plus grandes pertes surviennent aux moins grandes profondeurs et diminuent à mesure que la profondeur croît, puisque la décroissance est exponentielle. Il est surprenant que le signal ne se rende pas si loin, mais cela est normal étant donné les conditions testées et la fréquence élevée de 10 MHz.

La fonction de retour d'amplitude du Vectrino II donne des résultats analysables, mais le contraste entre les différentes conditions est tout de même subtil. Ainsi, le Vectrino II peut être utilisé pour quantifier la quantité de sédiments en suspension, mais un travail reste à faire avant de déterminer une concentration de sédiment en suspension à partir des données de retour d'amplitude car l'intensité du signal de retour dépend de la profondeur et de la concentration de sédiments en suspension, ce qui s'avère difficile dans le cas où la concentration n'est pas constante tout au long du profil. C'est pourquoi, dans les expériences subséquentes, les données obtenues avec le Vectrino II n'ont pu servir qu'à qualifier la quantité de sédiments en suspension. Il serait intéressant de recommencer l'expérience d'étalonnage en n'analysant que les premiers centimètres du profil, afin de déterminer la décroissance totale des courbes en fonction de la profondeur. Le fait que les deux premiers centimètres du profil de profondeur manquent maintient une certaine ignorance quant à l'importance de la concentration de sédiments en suspension sur l'atténuation du signal selon la profondeur. Il pourrait aussi être intéressant de tester un plus grand nombre de concentrations différentes afin de bien cerner et définir les concentrations limites à partir desquelles le signal peut être considéré comme nul. Cela permettrait de déterminer, dans les cas où la concentration

de sédiments en suspension est connue dans la colonne d'eau, à quelle profondeur peut se rendre le signal du Vectrino II. En bref, il reste beaucoup de travail à faire sur les données du retour d'amplitude obtenues avec le Vectrino II, mais comme le sujet de ce mémoire n'est pas orienté sur cet appareil, l'analyse n'a pas été poussée plus loin.

## 5.2 Comparaison PIV-Vectrino

Aucune corrélation substantielle n'a pu être mathématiquement établie entre l'ADV et le PIV. En effet, bien que le laser et l'ultrason puissent présenter des similarités du fait de leur nature ondulatoire, ce sont deux types d'ondes fondamentalement différents du point de vue de leur nature, de leur vitesse, de leur interaction avec le milieu. Le premier est une onde électromagnétique alors que le deuxième est une onde mécanique. La vitesse de la lumière dans l'eau est environ de 225 000 km/s alors que pour l'ultrason elle est d'environ 1,5 km/s. Cette différence peut avoir joué un grand rôle dans l'incohérence des données. Même si les deux appareils étaient synchronisés, ils n'ont peut-être pas pris la même portion du profil.

Le mode d'acquisition différent est aussi en cause. Le Vectrino II utilise l'effet Doppler dans la colonne d'eau. C'est donc une valeur d'amplitude de retour dans un profil vertical cylindrique qui est recueillie. Dans le cas du PIV, les données du profil proviennent de la réflexion de la lumière d'une mince bande sur les grains qui est recueillie par des caméras placées sur le côté du canal. Dans le premier cas, les mesures sont directes et circonscrites dans un volume connu. Dans le cas du PIV, elles sont indirectes et traversent un volume bien différent. La diffusion du laser dans l'eau et l'effet des vagues sur celle-ci ne sont pas connus. Par la nature du mince faisceau, la quantité de grains sur laquelle le laser est réfléchi est sous-estimée (ou surestimée si la diffusion est grande) par rapport au volume cylindrique du Vectrino II. Aussi, la lumière réfléchie par les grains, selon la forme de ces derniers, peut ne pas être renvoyée dans la direction des caméras. De plus, ce qui est réfléchi au centre du canal doit traverser la moitié de ce dernier pour atteindre l'une des deux caméras. Dans ce parcours, le rayon réfléchi est atténué et réfléchi par d'autres particules. Toute réflexion qui se produit sur le fond ou dans les quelques millimètres au-dessus du fond ne se rend pas non plus aux caméras, puisque l'asymétrie des rides et du transport sédimentaire bloque une partie

des rayons. Ainsi, la discordance entre les résultats de l'ADV et du PIV provient d'un mode d'acquisition fort différent. Une acquisition du laser basée sur le principe du MAPLE aurait été plus appropriée, mais la résolution, dans ce cas-ci, n'aurait pu être de l'ordre du millimètre.

Pour l'analyse, le fait que le décompte de pixels illuminés sature à 710 comptes n'a pas de conséquence directe, puisqu'elle est qualitative. Les résultats, s'ils ne permettent pas l'établissement d'une corrélation entre les deux appareils, affichent toutefois une similitude au niveau du fond. En effet, en fonction des résultats présentés au tableau 4.6, la décroissance rapide de la courbe du PIV, voire son retour à 0 pixels illuminés, correspond presque toujours avec la pente positive du maximum du retour d'amplitude de l'ADV. Ce point de correspondance survient aussi aux alentours de la 30<sup>e</sup> cellule dans les trois premiers cas présentés, et autour de la 25<sup>e</sup> pour le 4<sup>e</sup> cas. La 30<sup>e</sup> cellule correspond théoriquement à la position du fond, puisque le Vectrino II était posé à 5 cm du fond et qu'il enregistrait des données entre le 2<sup>e</sup> et le 6<sup>e</sup> cm, soit sur 4 cm, positionnant donc le fond au 3<sup>e</sup> cm. Cette occurrence permet de confirmer qu'il s'agit du fond.

Le déphasage entre le maximum du Vectrino II et celui du PIV est attribuable à plusieurs facteurs. Tout d'abord, le mode d'acquisition avec les caméras sur le côté pour le PIV, comme expliqué plus haut, peut avoir empêché certains photons réfléchis par la surface du lit de se rendre au détecteur, puisqu'ils devaient parcourir 15 cm dans le canal. Or, sur ce trajet de 15 cm, des sédiments en suspension et des rides peuvent avoir bloqué les photons. Aussi, une réflexion perpendiculaire est plutôt rare, et pour que les photons réfléchis perpendiculairement se rendent au détecteur, la surface doit être uniforme, sinon les irrégularités peuvent bloquer leur progression. De plus, comme démontré par Aucoin (2012), le laser de 532 nm pénètre jusqu'à 7 mm dans du sable de quartz comme celui utilisé dans cette expérience. La proportion des photons qui pénètrent dans le sable ne sont pas comptabilisés puisqu'ils ne sont pas réfléchis vers les caméras, ce qui peut mener à un sous-échantillonnage de ce qui se produit au niveau de la couche limite. Dans un contexte où un seuil d'intensité de réflexion est établi comme dans le présent cas, la faible intensité de réflexion du fond à cause du sous-échantillonnage peut être considérée comme nulle, faisant décroître la courbe du PIV plus rapidement et



occasionnant un déphasage avec la courbe de l'ADV. En fonction de la concentration de sédiment en suspension, le laser peut aussi être atténué dans la couche de sédiments en suspension et ne pas atteindre le fond, ce qui décale le pic de réflectance vers le haut (numéro de cellule moins élevé). Dans le cas du Vectrino II, les résultats peuvent être considérés comme plus fiables, puisque l'ultrason, à une fréquence de 10 MHz, ne pénètre pas dans le sable. Il est donc réfléchi et le pic d'amplitude de retour représente le fond. Cependant, si la concentration de sédiments en suspension est élevée, le signal peut être complètement atténué et ne pas atteindre le fond, mais ce cas de figure n'est pas envisagé dans cette expérience.

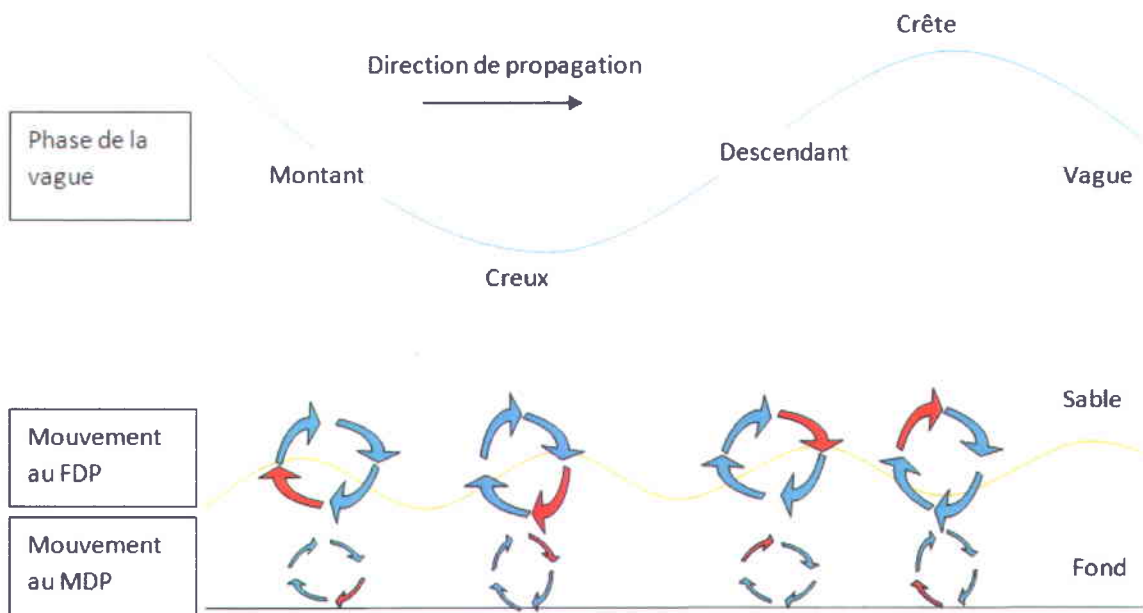
### 5.3 Comparaison PIV-Scanner

Les premiers résultats PIV étaient inutilisables. Ils l'ont été surtout en raison de l'ajout de filtres pour diminuer l'intensité réfléchie par le sable. Il aurait peut-être fallu en mettre moins, de manière à avoir un plus grand échantillon de photons réfléchis par la matière en suspension. Une autre raison de ces résultats insatisfaisants est l'intervalle de temps entre les 2 images du *double frame*. En effet, il était assez difficile de trouver un intervalle de temps raisonnable puisque la vitesse de déplacement des particules d'eau, et donc du sable, n'est pas la même au cours du passage de la vague. Les particules se déplacent plus ou moins rapidement durant l'effondrement de la vague, dans les phases de déplacement horizontal lors des phases de migrations, ou pendant les déplacements verticaux. Cela est dû au fait que le mouvement est oscillatoire, et que les particules atteignent des mouvements nuls en X ou en Y lors des changements de direction. L'intervalle de temps n'était donc pas optimisé.

Les résultats PIV de l'expérience subséquente ont été utilisés puisqu'ils étaient faits sensiblement dans les mêmes conditions, en supposant que le mouvement orbital sous la vague était toujours semblable.

Les résultats de la densité scan, combinés avec l'observation de l'orbitale sous la vague grâce au PIV, permettent de mieux comprendre l'effet du mouvement de l'eau sur les sédiments. La densité au FDP subit les phases d'intrusion, de migration et d'expulsion (figure 5.2). En effet, sous le creux de la vague, la densité est à son minimum, puisque

l'eau est en migration à l'intérieur des sédiments, augmentant la porosité, et diminuant la densité. Sous le montant de la vague, la densité augmente, puisque l'eau est en phase d'expulsion, ce qui diminue la teneur en eau du mélange eau-sédiment. Sous la crête de la vague, la densité du FDP est maximale, puisque l'eau a été expulsée et qu'elle est maintenant en phase de migration au-dessus du lit. Finalement, sous le descendant de la vague, la densité décroît, car il s'agit de la phase d'intrusion, phase où le mouvement de l'eau est dirigé vers le lit, ce qui liquéfie le mélange, augmente la porosité et diminue la densité.



**Figure 5.2** Schéma du mouvement de l'eau en fonction de la phase de la vague au FDP et au MDP. La flèche rouge représente la phase du mouvement orbital en train de se produire. L'hypothèse est faite que le MDP subit avec moins de force et à retardement l'effet du passage de la vague. La densité au FDP et au MDP est influencée à la fois par la phase du mouvement de l'eau (intrusion, migration, expulsion) et par la position sur la ride (le creux et le bas flanc d'érosion étant moins denses que le haut flanc d'érosion et la crête).

La densité au MDP ne suit pas le même phénomène. La densité sous le creux est encore minimum et celle sous le montant, toujours en transition, mais la densité sous la crête est aussi minimum, avec des valeurs semblables à celle sous le creux. La densité sous le descendant de la vague se retrouve ainsi être maximum. Deux hypothèses ont été mises de l'avant pour expliquer ce phénomène. Dans le premier cas, la densité au MDP pourrait subir les effets du mouvement de l'eau à retardement, étant donné sa

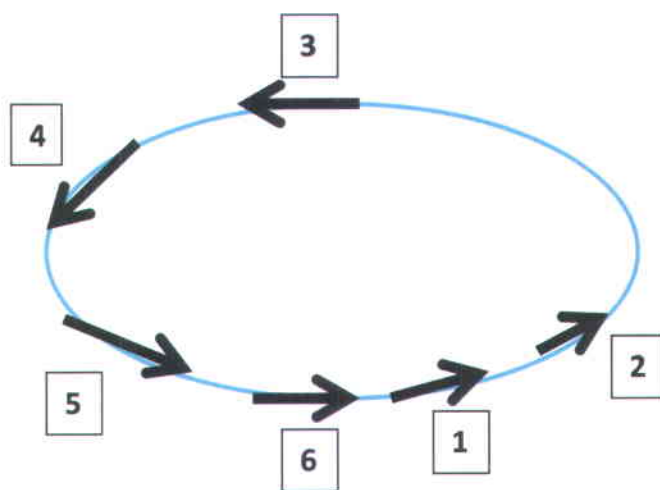
profondeur plus élevée, voire ne les subir que très peu. Dans ce cas de figure, la densité serait maximale lors du descendant, et minimale lors du montant, la densité sous la crête et sous le creux de la vague étant en phase de transition. Seul le montant ne souscrit pas à cette hypothèse. Il n'est pas minimum. La seconde hypothèse suggère que la position sur la ride ait influencé les valeurs de densité, puisque chaque partie de la ride ne subit pas également les effets du mouvement de l'eau. Dans ce cas, la densité serait plus faible dans le creux et sur le bas flanc d'érosion, où il y a remaniement sédimentaire, et augmenterait sur le flanc jusqu'au point de densité maximale. Selon le tableau 4.2 des paramètres de l'expérience et des profils, les profils sous le creux et sous le descendant ont été pris sur le flanc des rides, alors que ceux sous le montant et la crête ont été pris sur le bas du flanc. Cette hypothèse explique la basse densité de la crête et la grande différence entre les densités de transition, soit celles sous le montant et sous le descendant de la vague. Il y a donc fort à penser que les deux hypothèses sont valides et que leurs effets conjugués ont conduit aux résultats observés.

Pour pousser l'analyse plus loin et accéder à un plus haut niveau de compréhension de l'effet du mouvement orbital sous la vague sur la densité sédimentaire du lit, il faudrait donc prendre les profils à la même position sur la ride, et ce pour différentes positions. Cela permettrait une meilleure comparaison. Il faudrait, de plus, prendre d'autres points entre le FDP et le MDP pour déterminer la transition des valeurs de densité et l'effet du retardement. Il faudrait aussi trouver jusqu'à quelle profondeur dans les sédiments l'influence de l'eau se fait sentir.

#### **5.4 Mesure des mouvements des sédiments en suspension par PIV**

Les images du champ de vecteur du déplacement des particules d'eau et de sable dans la colonne d'eau et celles de l'intensité réfléchiée du laser obtenues par PIV confirment les hypothèses de départ selon lesquelles les particules d'eau, et donc les sédiments en suspension, suivent un mouvement elliptique similaire à celui observé dans le vortex sur le front d'une ride durant une expérience en courant stationnaire effectuée sous scan et avec le PIV (Long & Montreuil, 2011). Ce mouvement est décrit à la section 1.2 de ce mémoire.

Le mouvement observé dans la figure 4.8 est décomposé en 6 portions du passage d'une vague pour mieux appréhender le déplacement des particules en fonction de la phase de la vague. En premier lieu, lors du début de la phase d'élévation de la vague, les vecteurs sont orientés vers le bas de la pente du lit, parallèlement à la surface de ce dernier. Cette portion du déplacement fait partie de la phase de migration (figure 5.3). L'image de la réflexion met en évidence la faible quantité de points de réflexion dans la colonne d'eau et une grande intensité de réflexion sur le fond. Cela démontre que la concentration de sédiments en suspension est faible.



**Figure 5.3** Schéma du mouvement ellipsoïde de l'eau sous la vague avec les 6 portions du passage analysées avec le PIV, avec 1. Le début de la phase d'élévation, 2. Le montant, 3. La crête, 4. La phase descendante, 5. La phase descendante juste avant le creux et 6. Le creux.

En second lieu, lors du montant, les vecteurs sont encore généralement orientés vers le bas de la pente et parallèles à la surface du lit, mais une quantité non négligeable d'entre eux commence à s'orienter vers le haut. Il s'agit du début de la phase d'expulsion (figure 5.3). La réflexion sur le fond est moins dense et il y a plus de points de réflexion dans la colonne d'eau. Le sédiment expulsé est mis en suspension.

En troisième lieu, directement sous la crête, les vecteurs sont orientés de manière erratique, puisque la vague est en train de se cabrer. Juste après le passage de la crête, dans la zone d'intérêt les vecteurs sont presque entièrement orientés dans la même direction horizontale dans le sens de déplacement de la vague. Il s'agit de la partie supérieure du vortex (figure 5.3). La quantité de points de réflexion dans la colonne d'eau est à son maximum et la réflexion sur le fond à son minimum voire inexistante à certains endroits. Cela démontre qu'il y a une grande concentration de sédiments en suspension et qu'elle est parfois si grande qu'elle atténue le laser avant qu'il n'atteigne le fond. Cette observation conduit à savoir à quelle concentration de sédiments en suspension le laser est atténué. La réponse à cette question n'est pas définie dans le cadre de ce mémoire par manque de temps mais devrait être développée dans le futur. L'atténuation de la lumière étant un processus itératif dans toute la colonne d'eau (en fonction des sédiments en suspension), et la concentration de sédiments en suspension variant aussi dans l'espace, il est possible de trouver une concentration où toute la lumière est atténuée dans un volume donné, mais la même concentration n'atténuera pas nécessairement la lumière dans d'autres circonstances (avec une distribution différente dans l'espace par exemple). Le plus facile serait d'abord de se concentrer sur les cas où la concentration est uniforme dans la colonne d'eau.

En quatrième lieu, lors de la phase descendante de la vague, les vecteurs sont orientés directement vers le lit, perpendiculairement à la pente. Il s'agit de la phase d'intrusion (figure 5.3). Concernant la réflexion, il y a moins de points lumineux dans la colonne d'eau, car les sédiments en suspension ont commencé à retomber. La réflexion du lit est aussi plus intense que lors de l'étape précédente, mais moins que lors des phases de migration. Cela est dû à la pénétration de l'eau dans le sable.

En cinquième lieu, lors de la fin de la phase descendante, juste avant le creux, les vecteurs recommencent à s'orienter dans le sens de la pente et parallèlement au lit, mais quelques-uns pointent toujours vers le fond. C'est la fin de la phase d'intrusion et le début de la phase de migration (figure 5.3). L'intensité de la réflexion dans la colonne d'eau est plus basse que dans l'étape précédente et celle du fond est plus grande, avec toutefois encore quelques petites zones plus faibles. Cela concorde avec les conclusions provenant des images vectorielles selon lesquelles la phase d'intrusion

achève et la phase de migration est enclenchée. Il y a moins de sédiments en suspension.

En sixième et dernier lieu, dans le creux de la vague, les vecteurs sont presque uniformément orientés dans la même direction, parallèles à la pente, mais avec une horizontalité marquée. Il s'agit de la partie inférieure du vortex, avec un déplacement quasi horizontal, au plus fort de la phase de migration (figure 5.3). L'intensité de la réflexion dans le creux est très basse dans la colonne d'eau et forte sur le fond. Cela signifie qu'il y a peu de sédiments en suspension.

En conclusion, la fonction *double frame* du PIV permet très bien d'analyser le mouvement orbital de l'eau et des sédiments en suspension. Les images d'intensité réfléchie permettent aussi d'observer qualitativement la concentration de sédiments en suspension des différentes phases ainsi que le comportement de la surface du lit.

## 5.5 Comparaison MAPLE-Scanner

Les profils sagittaux de la plage de l'expérience 3 et de l'expérience 4 diffèrent en raison de la hauteur de la vague. En effet, une vague commence à réorganiser le fond à différentes profondeurs en fonction de paramètres comme la longueur d'onde, la hauteur, le dénivelé de sa pente ou la taille des grains de sable (Wiberg, 1994). Ici, seule la hauteur de la vague est en cause, puisque tous les autres paramètres restent les mêmes. Les différences entre les deux figures, soit la forme des rides, l'emplacement des barres de déferlement et l'épaisseur du lit, proviennent donc surtout de la différence de hauteur des vagues. En effet, les vagues de 60 mm érodent et réorganisent la plage plus en profondeur que celles de 38 mm. L'orbitale ayant une plus grande amplitude, elle exerce une plus grande force en s'aplatissant à l'arrivée dans l'eau peu profonde. Les figures 4.9 et 4.10 montrent aussi à quels endroits pointait le MAPLE, ce qui peut donner une indication pour l'interprétation des résultats.

Plus une vague est haute et plus sa période est étendue, plus elle érodera la plage lors de son passage. De ce fait, elle mettra plus de matière en suspension qu'une petite

vague. Sur les figures 4.11 à 4.14, les droites de régression sont généralement négatives, mais celles de la position hors zone de surf pour les vagues de 38 mm sont positives (figure 4.13). Cela peut être dû au fait que cette position, pour des vagues de 38 mm, se situe sur la 2<sup>e</sup> barre de déferlement, et qu'il y a encore peu de transport sédimentaire. Dès lors, le passage des vagues ne réorganise que peu ou pas le lit, et l'intensité de la réflectance augmente avec la densité du fond. Aussi, à cette position, sous un régime de vagues de 38 mm, la variation de densité du FDP est faible, alors qu'elle est relativement plus grande pour toutes les autres distributions selon les tableaux 4.3 et 4.4. Cela s'explique encore par le fait qu'elle est située dans une zone de faible transport sédimentaire. Comme le fond ne subit pas de remaniement majeur, la densité varie peu. D'ailleurs, les extrema des autres distributions se situent en-deçà et au-delà de ceux des expériences de la position hors zone de déferlement. En effet, sous un régime de vagues de 60 mm, le lit est plus remanié et la densité des sédiments s'élève sous les hautes vagues. Lorsque les vagues sont moins hautes, le lit est plus stable et les densités plus basses. Les écart-types des distributions de densité, tous égaux ou plus élevés que 19 viennent appuyer ce fait, excepté en position hors zone de déferlement sous petites vagues, où ils ne dépassent pas 11. Le tableau 5.1 synthétise les résultats de cette section.

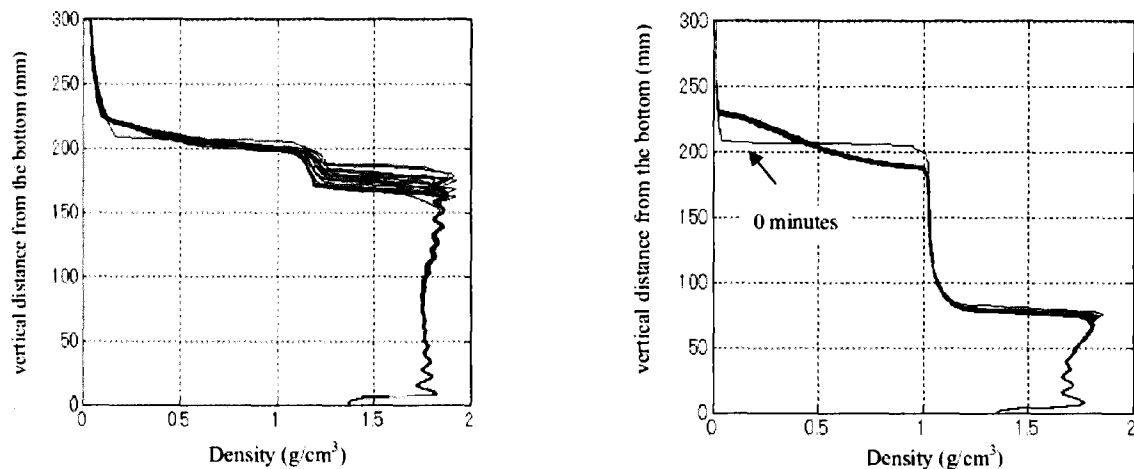
**Tableau 5.1 Synthèse des résultats de la comparaison entre la densité du FDP mesurée par CT-scan et la réflectance laser.**

Vague	Position	Exp.	Densité du FDP (HU)		Réflectance (%)	
			Moyenne	Écart-type	Moyenne	Écart-type
38 mm	Dans la zone de surf	1	218	77	10,20	0,79
		3	200	30	9,69	0,94
	Hors zone de surf	1	196	11	9,30	2,76
		3	210	6	6,22	0,68
60 mm	Dans la zone de surf	2	214	22	8,84	0,73
		4	212	19	9,56	0,51
	Hors zone de surf	2	209	29	6,93	0,41
		4	206	31	7,85	2,88

Les densités des sédiments en suspension mesurées dans la figure 4.15 reflètent aussi la preuve que le fond en position hors zone de déferlement est peu remanié par les vagues de 38 mm. La densité, dans ce cas, ne varie que de 50 HU (0,05 g/L), alors

qu'elle varie de 100 HU (0,11 g/L) dans tous les autres cas, soit dans la zone de déferlement pour les deux types de vague et hors zone de déferlement avec les vagues de 60 mm.

Le tout récent article de Yamada et al. (2013) apporte un argument de plus en faveur de l'analyse des résultats. En effet, la même expérience et les mêmes données ont servi autant pour les travaux de Yamada *et al.* que pour cette section du mémoire. Les auteurs observent que les profils de densité en dehors de la zone de surf varient beaucoup moins, donc subissent moins de transport sédimentaire, que les profils de densité situés dans la zone de surf (figure 5.4).



**Figure 5.4** Profils de densité au fil du temps dans la zone de surf (gauche) et hors de la zone de surf (droite) (tiré de Yamada et al., 2013).

L'analyse des figures et des tableaux fait ressortir que la réflectance est généralement plus basse en-dehors de la zone de déferlement et plus élevée dans la zone de déferlement. La profondeur de la colonne d'eau est moins grande dans la zone de déferlement, et diffuse donc moins de lumière, et inversement en-dehors de cette zone. La vague se déforme dans la zone de déferlement, ce qui peut avoir perturbé la trajectoire du laser. Aussi, la quantité de sédiment en suspension peut avoir eu un grand effet. La réflectance laser, comme l'a démontré l'étape d'étalonnage, augmente avec la quantité de sédiments en suspension. Cependant, cet étalonnage s'est déroulé sans



fond sableux, et il est probable que le laser ait pénétré de moins en moins profond dans la colonne d'eau au fur et à mesure que la concentration augmentait, même si l'augmentation de la concentration de sable en suspension augmente l'intensité de la réflectance. En effet, les sédiments en suspension contribuent à atténuer la propagation du laser dans la colonne d'eau et diminuent la quantité d'énergie qui se rend au fond sableux. Mais cette perte d'énergie peut être compensée par la réflexion du laser sur les grains en suspension qui renvoient la lumière par réflexion diffuse. Long et Robitaille (2009) ont démontré que la réflectance recommence à augmenter lorsque la concentration de sédiments en suspension dépasse un certain seuil qui dépend majoritairement de la composition du sédiment et de la longueur d'onde du laser. Pour un sable constitué de quartz et une longueur d'onde de 532 nm, ce seuil a été évalué à 0,018 g/cm<sup>3</sup>, ou 18 g/L. Dans le cas présent, la concentration approximative de sédiments en suspension variait entre 0 et environ 10 g/L, soit 0,01 g/cm<sup>3</sup>, ce qui est en-deçà du seuil proposé par Long et Robitaille (2009). Dans cette expérience, les sédiments en suspension ont donc fort probablement contribué à l'atténuation plutôt qu'à l'augmentation de la réflectance. La réflectance plus élevée en position 1 (où le transport sédimentaire est plus intense) doit donc être attribuable aux autres facteurs comme la profondeur d'eau et les vagues.

La réflectance associée au fond sableux n'est pas connue. Aucoin et al. (2011) et Long et al. (2010) ont démontré que la compaction et la densité du lit influencent la réflectance. Il y est décrit que la réflectance n'est pas en relation directe avec la densité du fond. Ainsi, celle-ci est plus élevée sur le front d'avalanche, partie peu dense, et sur la crête de la ride et plus basse sur le front d'érosion, partie dense, et dans le creux. Aussi, la réflectance est plus élevée sur les dunes (ou rides) actives, c'est-à-dire situées à une profondeur où l'action des vagues a une influence, que sur les dunes passives, soit hors du champ d'action des vagues. Cependant, dans le présent cas, l'empreinte du laser, d'environ 3,5 cm, chevauche plusieurs sections d'une même ride et parfois même plusieurs rides en même temps. Aussi, comme la réflectance est moyennée sur 5 minutes, la densité du fond est constamment en changement. Il est donc impossible d'associer une intensité de réflectance plus ou moins élevée à la densité du fond. Il est considéré comme le plus réfléchissant et constant par rapport aux sédiments en

suspension, ces derniers ayant la plus grande incidence sur la fluctuation de la valeur de l'intensité de la réflectance.

L'écart-type des réflectances met en évidence des données singulières. Par exemple, sa valeur plus élevée dans la zone de déferlement qu'en-dehors, ce qui devrait être dû à la concentration de sédiments en suspension. Cette dernière est plus élevée dans la zone de déferlement alors que les vagues déferlantes remanient plus de sédiments en suspension. Néanmoins, deux écart-types très élevés existent en-dehors de la zone de déferlement, l'un sous les vagues de 38 mm et l'autre sous les vagues de 60 mm. Dans le premier cas, il apparaît sous les vagues de 60 mm, un seul point étant déviant, soit la première mesure de la série; il se peut que le lit n'ait pas encore été déformé au moment de la mesure, un lit plat réfléchissant plus qu'un lit déformé. L'écart-type sous les vagues de 38 mm est difficilement explicable puisqu'il implique les trois derniers points de la série de 10 qui sont au-dessus de 0,11 de réflectance, le reste des autres points se situant autour de 0,08.

L'influence du passage de la vague sur la réflectance laser n'est pas prise en compte, mais le fait de moyenniser la valeur de réflectance sur 5 minutes, la prise de données se faisant aux secondes et la période de la vague étant 700 ms, a été considéré comme annulant l'effet de cette vague. Des expériences futures pourraient être faites pour déterminer cette influence, en comparant, par exemple, les variations de la valeur de réflectance en fonction du moment d'acquisition sur le montant, sur le sommet, sur le descendant ou dans le creux de la vague. Pour ce faire, une caméra pourrait être synchronisée avec le MAPLE pour prendre une image de la phase de la vague durant l'acquisition du MAPLE. Des expériences préliminaires sommaires ont été effectuées afin de vérifier l'hypothèse selon laquelle les vagues influencent la réflectance. Il en ressort que des vagues de longueur d'onde élevée, c'est-à-dire étendues de manière à ce que les pentes montante et descendante de la vague soient faibles, sans égard à la hauteur, n'affectent pas significativement la réflectance, alors que des vagues de courte longueur d'onde, donc de pentes fortes, ont une influence manifeste sur le retour d'énergie du laser. Il conviendrait d'effectuer un étalonnage des vagues afin d'établir une hauteur et une longueur d'onde critique au-delà desquelles la réflectance est affectée. Selon ces comparaisons préliminaires, les vagues utilisées lors de l'expérience de

comparaison du MAPLE avec le scanner ont pu influencer la lecture de réflectance du laser, et celles de 60 mm davantage que celles de 38 mm, puisque la période demeurerait la même. Pour poursuivre cette étude, des expériences complémentaires devraient être entreprises afin de mieux comprendre la relation entre la réflectance laser en milieu côtier et le transport sédimentaire. Il serait aussi intéressant de déterminer la concentration de sédiments en suspension nécessaire pour que la lumière n'atteigne plus le fond, et de connaître l'importance de l'apport du fond dans la mesure de la réflectance, dans le cas où la lumière y est réfléchi.

## CONCLUSION

Cette étude, dans les limites de ce qui a été expérimenté et de la modélisation, a permis de mieux appréhender le rapport entre la réflectance laser et les variations de densité en milieu côtier. Elle a mis en lumière les effets de la variation de densité du lit sur la réflectance du laser de 532 nm au cours du passage de la houle. Elle a permis de connaître les conséquences du transport sédimentaire en suspension sur la réflectance laser. Enfin, elle a prouvé que l'orbitale sous la houle agissait de manière similaire au vortex entre les rides sous courant continu. Néanmoins, il aurait été possible de pousser plus loin les analyses, et l'influence de plusieurs facteurs reste à quantifier.

L'étalonnage des trois appareils de mesure a poussé et confirmé la compréhension de l'effet des sédiments en suspension sur leur réponse. L'OBS a réagi comme prescrit par la calibration du fournisseur. La réponse de l'ADV a diminué exponentiellement avec la profondeur, et de manière plus prononcée et plus rapide avec la concentration de sédiments en suspension. Et la réflectance du MAPLE a augmenté linéairement avec l'ajout du sédiment. Pour clarifier plus loin ces résultats, il importerait surtout de connaître la profondeur maximale que peut traverser le laser avant d'être complètement atténué en fonction de la concentration des sédiments en suspension. Une expérience avec un capteur optique dans la trajectoire du laser est envisageable. Concernant l'ADV, l'idée initiale était de connaître la concentration de sédiments en suspension dans la colonne d'eau à partir de l'amplitude de retour, mais cela s'est avéré très délicat pour une situation où la concentration n'est pas constante, et le travail n'a pas été poussé plus loin puisqu'il était hors du champ de cette étude et que plus de temps devait être consacré au sujet principal.

La comparaison entre les résultats de l'ADV et du PIV pour connaître la quantité de sédiments en suspension dans la colonne d'eau a permis une détermination qualitative de la position du fond, mais a aussi fait ressortir l'importance d'une planification pointue d'une expérience, de la compréhension de la nature inhérente des phénomènes reliés aux appareils en vue de la comparaison, et d'un mode d'acquisition qui permet une comparaison raisonnable.

Les données PIV ont permis l'observation du mouvement orbital sous la vague. Pour la première fois, cette observation a été couplée avec des mesures de densité scan pour connaître les conséquences du mouvement orbital sur la densité du lit. Les résultats démontrent que la surface du lit subit exactement les phases d'intrusion, de migration et d'expulsion, mais qu'à mesure que la profondeur augmente, les effets ne sont plus aussi bien synchronisés avec le passage de la vague. Cette expérience démontre aussi que la densité varie selon la position sur la ride. Les expériences subséquentes devraient viser à échantillonner plus de positions sur la ride et plus de densités sur le profil de profondeur dans la ride pour mener à une description complète et cohérente de l'effet de l'orbitale sur la densité dans la ride.

La réflectance MAPLE en fonction de la densité du fond a permis de voir que le transport en suspension a une influence substantielle sur les mesures de rétrodiffusion. Les travaux devraient maintenant porter sur l'influence des vagues et de la densité sur les différentes sections de la ride sur la réflectance laser de manière à dresser un tableau clair et cohérent de l'influence des différents facteurs côtiers sur la rétrodiffusion du laser bleu-vert.

Pour le LiDAR bathymétrique, les travaux démontrent qu'une quantité très importante de sédiments en suspension accentue la réflectance laser, mais qu'une faible concentration tend à atténuer la réflexion sur le lit. L'interprétation des données LiDAR devrait donc prendre compte de la dynamique sédimentaire des milieux sondés.

En résumé, ce travail de mémoire a surtout apporté des précisions dans différents champs de l'étude du transport sédimentaire et de la rétrodiffusion laser en milieu côtier en confirmant, par exemple, l'effet de l'orbitale sur la porosité sédimentaire ou en mettant en lumière l'effet des sédiments en suspension sur la réflectance laser. Il a donc permis de confirmer des hypothèses qui jusqu'alors n'étaient pas prises en compte dans les différents modèles du transport sédimentaire et d'apporter des corrections à l'analyse des données LiDAR. Bien qu'une part importante des résultats soit qualitative, elle permet une compréhension accrue des phénomènes impliqués et donne des pistes

pour un développement ultérieur. Les travaux qui suivront la lignée de ce projet devraient veiller à vérifier les résultats dans un environnement à grande échelle, voire en milieu naturel, et à les appliquer aux appareils existants comme le LIDAR bathymétrique.



## BIBLIOGRAPHIE

ASTM, 1992. Standard guide for computed tomography (CT) imaging, ASTM Designation E 1441 - 92a. In: 1992 Annual Book of ASTM Standards, Section 3 Metals Test Methods and Analytical Procedures. ASTM, Philadelphia, pp. 690-713.

Attix, F. H., 2004. Introduction to radiological physics and radiation dosimetry, *Wiley-VCH*, 607 p.

Aucoin, F., 2012. Utilisation du LiDAR bathymétrique pour la détermination des processus hydrodynamiques, *Mémoire de maîtrise en Sciences de la Terre* (Université du Québec. Institut national de la recherche scientifique, Québec). 124p.

Aucoin, F., Long, B., Xhardé, R. and Collin, A., 2011. Using airborne LiDAR bathymetry to map coastal hydrodynamics processes, *Coastal Sediments* (3), 2479-2491

Barrett, J. F., Keat, N., 2004. Artifacts in CT : Recognition and avoidance, *RadioGraphics*, 24: 1679-1691

Beckmann, E. C., (2006). CT Scanning the Early Days, *British Journal of Radiology* 79, 5-8, The British Institute of Radiology

Boas, F. E. et Fleischmann, D., 2012. CT artifacts: causes and reduction techniques, *Imaging in Medicine*, 4(2): p. 229-240

Campbell Scientific, inc., (2008-2012). OBS-3+ and OBS300 suspended solids and turbidity monitors, Operator's manual, *Campbell Scientific, inc.*, Logan, Utah

Caplain, B., Regard, V. et Astruc, D., 2013. Cliff erosion and bottom morphodynamics in a wave flume, *Proceeding of Coastal dynamics 2013*, p. 83-84.

Collin, A., Cottin, A., Long, B., Archambault, P., Kuus, P., Clarke, J. H., Sohn, G. et Miller, J., 2007. Statistical classification methodology of SHOALS 3000 backscatter to mapping coastal benthic habitats, *IEEE*, 3178-3181

Collin, A., Archambault, P. et Long, B.F., 2008. Mapping the shallow water seabed habitat with the SHOALS, *IEEE transaction on Geoscience and Remote Sensing*, (46) no. 10, 2947-2955

Collin, A., Long, B. et Archambault, P., 2010. Salt-marsh characterization, zonation assessment and mapping through a dual-wavelength LiDAR, *Remote sensing of environment* (114), 520-530

Collin, A., Archambault, P. et Long, B., 2011b. Predicting species diversity of benthic communities within turbid nearshore using full-waveform bathymetric LiDAR and machine learners, *PloS One* 6 (6), 1-16



- Collin, A., Long, B. et Archambault, P., 2011a. Benthic classifications using bathymetric LiDAR waveforms and integration of local spatial statistics and textural features, *Journal of coastal research* (62), 86-98
- Compton, A. H., 1923. A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements, *The physical review*, 21(5), p.483-502
- Cottin A.G., Forbes D.L., and Long B.F., 2009. Shallow Seabed Mapping and Classification using waveform analysis and bathymetry from SHOALS LiDAR data. *Canadian Journal of Remote Sensing*, 35 (2): 422-434
- Coyne, M.A., Fletcher, C.H. et Richemond, B.M., 1999. Mapping coastal erosion hazard in Hawaii; observations and errors, *Journal of coastal research*, SI(28), 171-184. Royal Palm Beach (Florida), ISSN 0749-0208
- Dean, R.G. et Malakar, S.B., 1999. Projected flood hazard zones in Florida, *Journal of coastal research*, SI(28), 85-94. Royal Palm Beach (Florida), ISSN 0749-0208
- Deines, K. L., 1999. Backscatter estimation using broadband acoustic Doppler current profilers, *Proceeding of the IEEE 6<sup>th</sup> working conference on current measurement*, San Diego, U.S. p. 249-253
- Didier, E., Neves, M. G., Gil, L. et Fortes, C., 2008. Numerical modelling of wave propagation and wave breaking, *Coastal engineering* (1), 268-280
- Douglass, S.L., Sanchez, T.A. et Jenkins, S., 1999. Mapping erosion hazard areas in Baldwin County, Alabama and the use of confidence intervals in shoreline change analysis, *Journal of coastal research*, SI(28), 95-105. Royal Palm Beach (Florida), ISSN 0749-0208
- Downing, A., Thorne, P.D. et Vincent, C.E., 1995. Backscattering from a suspension in the near field of a piston transducer, *Journal of the Acoustical society of America* 97 (3), p. 1614-1620
- Einstein, A., 1905. On a heuristic viewpoint concerning the production and transformation of light, *Annalen der Physik*, (17): p. 132-148
- Eisberg, R. et Resnick, R., 1985. Quantum physics of atoms, molecules, solids, nuclei, and particles, *John Wiley & Sons*, New York, second edition
- Flammer, G. H., 1962. Ultrasonic measurement of suspended sediment, *U.S. Geological survey bulletin 1141-A*, Government printing office, Washington D.C., 48 p.
- Fraschetti, S., Terlizzi, A., Guarnieri, G., Pizzolante, F., d'Ambrosio, P., Maiorano, P., Beqiraj, S. et Boero, F., 2011. Effects of unplanned development on marine biodiversity: A lesson from Albania (central Mediterranean sea). In: Tursi, A. and Corselli, C. (eds), Coastal research in Albania: Vlora Gulf, *Journal of coastal research*, SI(58), 106-115. West Palm Beach (Florida), ISSN 0749-0208.

- Gartner, J. W., 2004. Estimating suspended solids concentrations from backscatter intensity measured by acoustic Doppler current profiler in San Francisco bay, California, *Marine Geology* 211, p. 169-187
- Gengshend, L. Z. et Richard, J. A., 2009. Partitioned image filtering for reduction of the Gibbs phenomenon, *Journal of nuclear medicine technology*, 37 (2), p.96-100
- Gibbs, J. W., 1899. Fourier series, *Nature* (59), 200
- Gluard, L., 2008. Inversion du signal ADCP: Quantification des matières en suspension dans la Gironde, *Rapport de stage, Laboratoire EPOC, UMR 5805*, 31 p.
- Gresch, D.B., 2009. Analysis of LiDAR elevation data for improved identification and delineation of lands vulnerable to sea-level rise, *Journal of coastal research*, SI(53), 49-58
- Kak, A. C., et Slaney, M., 1999. Principles of computerized tomographic imaging, *IEEE PRESS*, New York, 329 p.
- Ketcham, R. A. et Carlson, W. D., 2001. Acquisition, optimization and interpretation of X-ray computed tomographic imagery: applications to the geosciences, *Computers & Geosciences* 27, p. 381-400
- Klein, Y.L. et Osleed, J., 2010. Determinants of coastal tourism: a case study of Florida beach counties, *Journal of coastal research*, 26(6), 1149-1156. West Palm Beach (Florida), ISSN 0749-0208.
- Knoll, G. F., 1989. Radiation detection and measurement, *John Wiley & Sons*, New York, 754 p.
- Komar, P. D., Miller, M. C., (1974). Sediment Threshold under Oscillatory Waves. *Proceeding Coastal Engineering 1974 Conference*, Part II : Coastal Sediment Problems, p.756-775
- Krane, K. S., 1988. Introductory nuclear physics, *John Wiley & Sons*, New-York.
- LaVision, 2007. Product manual for DaVis 7.2 software, Göttingen, Germany
- Lebunetel-Levaslot, J., Jarno-Druaux, A. et Marin, F., 2008. Morphology of rippled beds induced by waves for size homogeneous or heterogeneous sediments, *Coastal engineering* (2), 1546-1558
- Long, B.F., Aucoin, F., Montreuil, S., Robitaille, V. et Xhardé, R., 2010. Airborne LiDAR bathymetry applied to coastal hydrodynamic processes, *Proceeding of Coastal Engineering 2010*, Shanghai, Chine.
- Long, B.F. et Robitaille, V., 2009. Use of a multi-beam autonomous portable laser equipment (MAPLE) to measure the reflectance of shallow water facies and habitats – a

new tool to calibrate airborne laser bathymetry instruments, *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> FUDOTERAM workshop*, (Québec, Canada)

Long, B. F. et Montreuil, S., 2011. Relationship between vortex activity and pseudo liquefaction at lower stoss-side ripple surface, *Proceeding of Coastal Sediment 2011*, Miami, U. S.

Manohar, M., 1955. Mechanics of bottom sediment movement due to wave action, *Corps of Engineers Beach Erosion Board*, Technical memorandum 75, 121 p.

Montreuil, S., 2006. Évolution densitométrique des structures de rides en déplacement sous un courant stationnaire mesuré sous scanographe dans un canal en boucle vertical, *Mémoire de maîtrise en Sciences de la Terre* (Université du Québec. Institut national de la recherche scientifique, Québec). 106 p.

Montreuil, S., Long, B. et Kamphuis, J.W., 2008. Surface density variations along a sand ripple under stationary flow measured by CT-scanning, *Coastal Engineering* (3), 2659-2671

Moore, F., 2005. Application de la scanographie R. X. à l'étude de la sédimentation-consolidation : modélisation physique et théorique, *Mémoire de maîtrise en Sciences de la Terre* (Université du Québec. Institut national de la recherche scientifique, Québec). 140p.

Newton, R. S., 1968. Internal structure of wave-formed ripple marks in the nearshore zone, *Sedimentology* 11, p. 275-291

Pilote, C., 2010. Étalonage des propriétés physiques du *multibeam autonomous portable laser equipment* (MAPLE) et de ses lasers, *Rapport final de stage*, Université du Québec : Institut national de la recherche scientifique Eau Terre et Environnement, Québec, 41 p.

Pilote, C. et Long, B., 2013. Relationship between X-ray CT scan intensity and laser reflectance intensity during sediment transport under wave propagation in shallow water: measurement in a flume, *Proceeding of International Conference on Tomography of Materials and Structures 2013*, Gent, Belgique

Reineck, H. E. et Singh I. B., 1975. Depositional sedimentary environments, *Springer study edition*, New York, 439 p.

Ruest, B., Neumeier, U., Dumont, D. et Lambert, A., 2013. Wave climate evaluation in the St. Lawrence Gulf with a parametric wave model, *Proceeding of coastal dynamics 2013*, p. 303-304

Sadi, F., Lee, S. Y., et Hasan, Md. K., 2009. Removal of ring artifacts in computed tomographic imaging using iterative center weighted median filter, *Computers in Biology and Medicine*, 40: p.109-118

Schneider, U., Pedroni, E. et Lomax, A., 1996. The calibration of CT Hounsfield units for radiotherapy treatment planning, *Physics in medicine and biology* 41, p. 111-124

Schulkin, M. et Marsh, H. W., 1962. Sound absorption in sea water, *Journal of the Acoustical society of America* 34 (6), p. 864-865

Siemens Medical, 2002-2004. SOMATOM Sensation 64 Application guide, *Siemens AG*, Allemagne

Stockdon, H.F., Doran, K.S. et Shallenger, A.H., 2009. Extraction of LiDAR-based dune-crest elevations for use in examining the vulnerability of beaches to inundation during hurricanes, *Journal of coastal research*, SI(53), 59-65.

Strauss, D., Splinter, K. D. et Tomlinson, R., 2011. Beach nourishment and coastal protection along the gold coast, Australia: A case study at Palm beach, *Coastal sediments* (1), 71-84

University of Wyoming, 2013. Particle Image Velocimetry, Mechanical engineering - College of engineering and applied science, <http://www.uwyo.edu/mechanical/facilities/aerodynamics/piv/index.html> (Visité le 12 mai 2013)

Urick, R. J., 1975. Principles of underwater sound, *McGraw Hill*, New York, second edition

Van der Spek, A. et Elias, E., 2013. The effects of nourishments on autonomous coastal behavior, *Proceeding of coastal dynamics 2013*, p. 375-376

Wiberg, P. L. and Harris, C. K., 1994. Ripple geometry in wave dominated environments, *Journal of geophysical research* 99, p. 775-789

Wilbraham, H., 1848. On a certain periodic function, *Cambridge Dublin Math*, J. 3, p. 198-201

Xhardé, R., Long, B.F., and Forbes, D.L., 2011. Short-term beach and shoreface evolution on a cusped foreland observed with airborne topographic and bathymetric LiDAR, *Journal of Coastal Research*, SI 62, p.50-61

Yamada, F., Tateyama, R., Tsujimoto, G., Suenaga, S., Long, B. et Pilote, C., 2013. Dynamic monitoring of physical models beach morphodynamics and sediment transport using X-ray CT scanning technique, *Journal of coastal research Special issue no. 65*, p. 1617-1622

