

Université de Montréal

**Structures turbulentes et mobilité des particules au lit d'une rivière graveleuse**

par

Geneviève Paiement-Paradis

Département de géographie

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de  
Maître ès Science (M.Sc.)  
en géographie

Octobre 2004

© Geneviève Paiement-Paradis, 2004





## AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

## NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé :  
Structures turbulentes et mobilité des particules au lit d'une rivière graveleuse

présenté par  
Geneviève Paiement-Paradis

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Lael Parrott  
Présidente du jury

André G. Roy  
Directeur de recherche

Thomas Buffin-Bélanger  
Membre du jury

## RÉSUMÉ

---

Dans la littérature, il n'existe pas de consensus au sujet du rôle de la turbulence sur le transport de sédiments en rivière, particulièrement pour le transport en charge de fond. Pourtant, élucider ces interactions est essentiel pour mieux comprendre la dynamique fluviale. De plus, les caractéristiques de l'écoulement lors d'épisodes de mobilité au lit ont été très peu étudiées par le passé. Dans ce contexte, les objectifs de cette étude sont : (1) de quantifier la structure turbulente de l'écoulement en présence de transport en charge de fond dans une rivière graveleuse, (2) de développer une technique pour étudier le transport particulaire dans un cours d'eau à lit de gravier à l'échelle temporelle de la turbulence et (3) d'établir un lien entre les structures macro-turbulentes et le transport particulaire dans une rivière à lit graveleux. Le protocole expérimental mis en place dans la rivière Eaton-Nord se fonde sur l'enregistrement simultané à haute fréquence temporelle du transport au lit avec une caméra vidéo et des composantes longitudinales et verticales de l'écoulement à l'aide de courantomètres électromagnétiques (ECMs). Les résultats confirment la présence de structures macro-turbulentes dans l'écoulement au-dessus d'un lit mobile et l'importance de ces structures dans la mise en transport de particules sur un lit de graviers. Nous avons notamment établi un fort lien entre les fortes valeurs instantanées d'accélération et de décélération et la mise en mouvement des particules au lit. Les fortes valeurs instantanées de cisaillement  $|\rho v'^2|$  ont également été associées au transport des particules qui se déplacent notamment par roulement. Ces variables influenceraient la mobilité des particules en affectant les gradients de forces d'entraînement et de soulèvement qui agissent sur les particules à la surface du lit.

Mots clés : turbulence, transport en charge de fond, structures à grande échelle, accélération, rivière à lit de graviers, cisaillements de Reynolds, visualisation, ECM

## ABSTRACT

---

There exists no consensus in the literature concerning the role of turbulence on sediment transport in rivers, especially in the case of the mobility of particles as bedload. Nevertheless, the understanding of these interactions is crucial to further our knowledge of river dynamics. Furthermore, the characteristics of the flow during periods of intense bedload transport have been poorly studied in the past. In this context, the specific objectives of this study are : (1) to investigate the nature of large-scale turbulent flow structures at high flow velocity over a mobile bed, (2) to implement a technique to study *in situ* bedload transport at the scale of turbulent fluctuations and, (3) to examine the effects of macro-turbulence on the movement of individual particles in a gravel-bed river. The experimental design implemented in the Eaton-North River is based on the simultaneous measurements at a high temporal resolution of both bedload transport using an underwater video camera and of streamwise and vertical velocity components using three electromagnetic current meters (ECMs). Our results confirm the presence of large-scale flow structures over a mobile bed and show the importance of these structures on the incipient motion of individual bed particles. We have established a strong relation between the high instantaneous values of fluid acceleration and deceleration and the incipient motion of individual particles. High instantaneous values of vertical normal stress  $|\rho v^2|$  are also positively associated with the movement of

individual particles, especially those rolling on the bed. It is hypothesized that these variables influence particle mobility by affecting the drag and lift force pressure gradients acting on the particles at the bed surface.

Key words : turbulence, bedload transport, large-scale flow structures, fluid acceleration, gravel-bed rivers, Reynolds stress, visualisation, ECM

## TABLE DES MATIÈRES

---

<b>RÉSUMÉ</b> .....	<b>III</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>IV</b>
<b>TABLE DES MATIÈRES</b> .....	<b>VI</b>
<b>LISTE DES FIGURES</b> .....	<b>VIII</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> .....	<b>XII</b>
<b>LISTE DES SYMBOLES</b> .....	<b>XIII</b>
<b>REMERCIEMENTS</b> .....	<b>XV</b>
<b>INTRODUCTION</b> .....	<b>1</b>
<b>1. CONTEXTE</b> .....	<b>3</b>
<b>1.1 ÉCOULEMENT TURBULENT ET STRUCTURES TURBULENTES</b> .....	<b>3</b>
<i>1.1.1 Qu'est-ce que la turbulence et les structures turbulentes ?</i> .....	<b>3</b>
<i>1.2.1 Structures turbulentes</i> .....	<b>7</b>
1.2.1.1 Cycle éjection-incursion .....	<b>7</b>
1.1.2.2 Structures d'échappement .....	<b>11</b>
1.1.2.3 Structures à grande échelle .....	<b>12</b>
<b>1.2 TRANSPORT EN CHARGE DE FOND</b> .....	<b>16</b>
<i>1.2.1 Variabilité temporelle du transport de sédiments</i> .....	<b>16</b>
<i>1.2.2 Forces en cause lors de l'initiation du mouvement</i> .....	<b>17</b>
<i>1.2.3 Cisaillements</i> .....	<b>20</b>
<b>1.3 QUE CONNAÎT-ON DU RÔLE DE LA TURBULENCE SUR LA DYNAMIQUE DU TRANSPORT DE SÉDIMENTS ?</b> .....	<b>23</b>
<i>1.3.1 Transport en suspension</i> .....	<b>23</b>
<i>1.3.2 Transport en charge de fond</i> .....	<b>34</b>
1.3.2.1 Lien entre le transport en traction et les incursions vers le lit .....	<b>34</b>
1.3.2.2 Lien entre le transport en traction et les fluctuations de vitesse positives .....	<b>38</b>
<b>1.4 MÉTHODES DE MESURES DU TRANSPORT EN CHARGE DE FOND</b> .....	<b>42</b>
<b>1.5 CONCLUSION</b> .....	<b>46</b>
<b>2. PROBLÉMATIQUE ET MÉTHODOLOGIE</b> .....	<b>47</b>
<b>2.1 PROBLÉMATIQUE ET OBJECTIFS</b> .....	<b>47</b>
<b>2.2 MÉTHODOLOGIE</b> .....	<b>50</b>
<i>2.2.1 Site à l'étude</i> .....	<b>50</b>
<i>2.2.2 Instrumentation</i> .....	<b>51</b>
<i>2.2.3 Design expérimental</i> .....	<b>53</b>
<i>2.2.4 Traitement des données</i> .....	<b>56</b>
2.2.4.1 Mesures de vitesses.....	<b>56</b>
2.2.4.1.1 <i>Qualité des données</i> .....	<b>56</b>
2.2.4.1.2 <i>Détection de la cohérence et des structures turbulentes</i> .....	<b>62</b>
2.2.4.1.2.1 Autocorrélations et corrélations croisées .....	<b>62</b>
2.2.4.1.2.2 Détection de structures turbulentes individuelles .....	<b>63</b>
2.2.4.1.2.3 Moyennes mobiles.....	<b>66</b>
2.2.4.1.2.4 Accélération .....	<b>66</b>
2.2.4.1.3 <i>Cisaillements</i> .....	<b>67</b>

2.2.4.2 Analyse du transport .....	68
<b>3. EFFECTS OF TURBULENT FLOW STRUCTURES ON THE BEDLOAD TRANSPORT OF INDIVIDUAL PARTICLES IN A GRAVEL-BED RIVER.....</b>	<b>72</b>
<b>3.1 INTRODUCTION .....</b>	<b>72</b>
<b>3.2 METHODOLOGY .....</b>	<b>75</b>
3.2.1 <i>Experimental design</i> .....	75
3.2.2 <i>Sediment transport measurements</i> .....	78
3.2.3 <i>Velocity time series analysis</i> .....	79
3.2.4 <i>Relations between turbulent flow and bedload events</i> .....	85
<b>3.3 RESULTS .....</b>	<b>86</b>
3.3.1 <i>Mean characteristics of the flow</i> .....	86
3.3.2 <i>Coherent large-scale turbulent flow structures</i> .....	88
3.3.2.1 <i>Correlation functions</i> .....	88
3.3.2.2 <i>Conditional sampling of individual flow structures</i> .....	90
3.3.2.3 <i>Presence of large-scale turbulent flow structures</i> .....	93
3.3.3 <i>Characteristics of sediment transport events</i> .....	94
3.3.4 <i>Role of large-scale flow structures on sediment transport</i> .....	96
3.3.4.1 <i>The role of turbulence</i> .....	96
3.3.4.2 <i>Effects of large-scale fluid acceleration and <math>v'^2</math> stress</i> .....	101
3.3.4.3 <i>Predictions of the duration of sediment transport events</i> .....	102
<b>3.4 DISCUSSION .....</b>	<b>104</b>
3.4.1 <i>Large-scale flow structures</i> .....	106
3.4.2 <i>Role of macroturbulent flow structures on sediment transport</i> .....	107
3.4.3 <i>Fluid acceleration and <math>v'^2</math> stress</i> .....	109
<b>3.5 CONCLUSION .....</b>	<b>111</b>
<b>4. CONCLUSION GÉNÉRALE.....</b>	<b>114</b>
<b>RÉFÉRENCES .....</b>	<b>117</b>
<b>ANNEXE - ACCORD DES COAUTEURS.....</b>	<b>XVI</b>

## LISTE DES FIGURES

<i>Figure 1.1 Régions dans une couche-limite turbulente (modifié de Dingman, 1984).</i> .....	4
<i>Figure 1.2 Exemple d'une série temporelle de fluctuations de vitesses <math>u'</math> et <math>v'</math> issue de signaux enregistrés dans une rivière à lit de graviers.</i> .....	5
<i>Figure 1.3 Développement du cycle éjection-incursion à partir du soulèvement des traînées de faible vitesse selon le modèle des vortex en forme de fer à cheval (d'après Allen, 1985).</i> .....	8
<i>Figure 1.4 (a) Vortex en forme de spirale intégrant le cycle éjection-incursion tel que développé par Kafiori et al. (1994) et (b) répartition spatiale des vortex en spirale entre les traînées de faible vitesse (d'après Mazumder, 2000 inspiré de Kafiori et al., 1995).</i> .....	9
<i>Figure 1.5 Détection des structures turbulentes à l'aide de l'analyse de quadrants. Les structures du quadrant 2 correspondent aux éjections et celles du quadrant 4 aux incursions.</i> .....	10
<i>Figure 1.6 Zones de l'écoulement associées à la présence d'un amas de galets dans une rivière à lit de graviers (d'après Buffin-Bélanger et Roy, 1998). Les structures d'échappement sont le résultat de l'interaction entre la zone de recirculation à l'aval de l'obstacle et le mouvement du fluide ambiant.</i> .....	11
<i>Figure 1.7 Les structures à grande échelle constituent des fronts de fluide de vitesse rapide alternant avec des fronts de fluide de vitesse lente. Schématisation des structures à grande échelle (a) selon Yalin (1992) et (b) selon Nezu et Nakagawa (1993). (c) Représentation des structures à grande échelle par Buffin-Bélanger et al. (2000) à l'aide d'une matrice spatio-temporelle de vitesses. Les cellules noires correspondent aux périodes où la vitesse instantanée est plus rapide que la moyenne et les cellules blanches à celles où la vitesse instantanée est plus lente.</i> .....	13
<i>Figure 1.8 Relation entre la fréquence et la durée des fronts de (a) faible vitesse et (b) forte vitesse des structures à grande échelle (d'après Paiement-Paradis et al., 2003).</i> .....	15
<i>Figure 1.9 Variabilité temporelle des flux de transport en charge de fond. Le transport a été mesuré dans un chenal expérimental à toutes les 6 secondes pendant 10 minutes (d'après Gomez et al. 1989).</i> .....	16
<i>Figure 1.10 Forces exercées sur une particule au repos (d'après Dingman, 1984).</i> .....	17
<i>Figure 1.11 Comparaison entre des distributions (a) de vitesses, (b) de cisaillements normaux et (c) de cisaillements de Reynolds (Kim et al., 2000). La forme des distributions de cisaillements montre que ceux-ci sont intermittents.</i> .....	21
<i>Figure 1.12 Diagramme illustrant la théorie de Bagnold (1966) sur la génération d'un cisaillement normal résiduel. Si la turbulence est symétrique (a), la distribution des vitesses verticales est symétrique autour de la moyenne. Par contre, si la turbulence est asymétrique (b), les fluctuations de vitesse verticale ne sont pas réparties également autour de la moyenne. Dans ce cas, il existe un flux net de momentum orienté du lit vers la surface (associé aux bursts) qui permet aux grains de se maintenir en suspension. Diagramme modifié de Leeder (1983b).</i> .....	23
<i>Figure 1.13 Schématisation de l'intrusion dans la sous-couche visqueuse de eddies qui, selon Sutherland (1967), initient le déplacement des particules. (b) Trajectoire typique dans un écoulement turbulent d'une particule sur un lit rugueux tel que visualisé par Sumer et Deigaard (1981). La particule suit le mouvement des structures du cycle éjection-incursion. (c) Déplacement d'une particule soulevée par une éjection générée à l'aval d'un plan de cisaillement entre une région de forte et une de faible vitesse (d'après Nino et Garcia, 1995 et Garcia et al., 1996). (d) Trajectoire d'une particule en fonction de l'intensité d'une éjection (d'après Nino et Garcia, 1995 et Sumer et Deigaard, 1981).</i> .....	26

- Figure 1.14 Trajectoires possibles d'une particule en suspension dans un vortex en forme de spirale. La particule A est déjà en suspension alors que la B est soulevée du lit (d'après Kafitoni et al., 1995)..... 28
- Figure 1.15 Modèle conceptuel de Nezu et Nakagawa (1993) des interactions entre les deux échelles de turbulence (cycle éjection/incursion et structures à grande échelle), le transport en suspension et la formation de formes du lit..... 29
- Figure 1.16 Lien entre les processus d'éjection près du lit et la présence de bouillons à la surface de l'eau selon Jackson (1976). Parce que l'on retrouve une plus grande concentration de sédiments dans les bouillons, les éjections joueraient un rôle à l'échelle du transport en suspension en rivière..... 29
- Figure 1.17 Séries temporelles de la concentration de sédiments en suspension et des composantes longitudinales (U) et verticales (V) de l'écoulement dans la rivière Fraser en Colombie-Britannique (Lapointe, 1992). Les événements 2 et 3 montrent l'association entre une forte concentration de sédiments en suspension et une éjection ( $u'$  négatif et  $v'$  positif). À l'inverse, les événements 1 et 4 montrent une association entre une faible concentration de sédiments et une incursion ( $u'$  positif et  $v'$  négatif). ..... 30
- Figure 1.18 Relation entre la concentration de sédiments en suspension (en g/l) et la vitesse longitudinale (en m/s) pour un écoulement en milieu naturel (Williams et al., 2003). La concentration de sédiments en suspension augmente proportionnellement à la vitesse. Cette relation montre donc l'importance des structures des quadrants 1 et 4 de fortes magnitudes pour la mise en suspension de particules..... 31
- Figure 1.19 D'après Puleo et al. (2003). Comparaison entre les taux de transport en suspension mesurés dans la zone de déferlement d'une plage pour (a) le modèle B3 (voir texte) et (b) le modèle modifié pour tenir compte de l'accélération du fluide. L'ajout d'une variable d'accélération a significativement amélioré la prédiction du modèle..... 33
- Figure 1.20 Entraînement de groupes de particules selon les observations faites par Drake et al. (1988) dans un cours d'eau à lit de graviers. Ce type d'événement appelé "sweep-transport event" débute avec l'entraînement simultané de 20 à 90 % des grains exposés à la surface du lit et contribue à 70 % du taux de transport bien qu'il n'occupe que 9 % du temps. .... 35
- Figure 1.21 Modèle de l'entraînement des sédiments et de la formation de rides sur un lit sableux de Best (1992)..... 36
- Figure 1.22 Corrélations de (a)  $u$ , (b)  $v$  et (c)  $u'v'$  avec le flux de sédiments ( $Q$ ). Chaque courbe représente une série d'expériences différentes (Nelson et al. 1995)..... 39
- Figure 1.23 Taux de transport moyen par intervalle de 0.1 s associé aux différents quadrants et normalisé de façon à avoir une valeur maximale de 1 (Nelson et al., 1995). Les trois graphiques représentent chacun une série d'expériences. Il existe donc un lien entre les structures des quadrants 1 et 4 et le transport en charge de fond..... 40
- Figure 2.1 (a) Carte de localisation du site à l'étude sur la rivière Eaton-Nord et (b) vue vers l'amont de la rivière Eaton-Nord près de New Mexico en Estrie..... 51
- Figure 2.2 (a) Photo de la caméra vidéo dans son boîtier étanche fixé à la tige de métal qui le soutient au-dessus de l'écoulement et (b) photo du design expérimental où l'on peut voir la tige des ECMs en amont et la caméra en aval..... 53
- Figure 2.3 Design expérimental déployant quatre ECMs alignés sur une verticale pour quantifier les structures turbulentes à grande échelle et une caméra vidéo pour enregistrer le déplacement des

particules au lit. Les mesures de vitesses et de transport sont synchronisées grâce à l'horloge interne de l'accumulateur de données des ECMs et celle de la caméra..... 54

Figure 2.4 Spectres de puissance des signaux de vitesse (a,c,e,g) et  $v$  (b,d,f,h) pour les quatre hauteurs au-dessus du lit. La densité spectrale s'exprime en  $\text{cm}^2/\text{s}^2$  et les fréquences en Hz..... 57

Figure 2.5 Séries temporelles de moyennes mobiles pour les composantes  $u$  et  $v$  de l'écoulement à trois hauteurs au-dessus du lit ( $y/Y$ ) : (a) 0.13, (b), 0.38 et (c) 0.67. La taille de la fenêtre mobile est 60 s, ce qui permet de mettre en relief les tendances temporelles dans les signaux..... 60

Figure 2.6 Détection des structures turbulentes de quadrant en fonction d'un seuil, ce qui permet de détecter les structures qui ont une forte contribution au produit  $u'v'$  des cisaillements de Reynolds. La zone hachurée est celle où les structures sont de faible magnitude. .... 64

Figure 2.7 Séquence d'images prises à trois moments dans le temps. (a) au début, (b) au milieu et (c) à la fin de l'enregistrement vidéo d'une durée de 10 minutes. Dans la zone 1, les particules sont relativement peu imbriquées et il y a peu de mouvement au cours de la période étudiée. Le transport a lieu surtout dans la zone 2. C'est d'ailleurs les particules débutant leur mouvement dans cette zone qui ont été étudiées. La zone 3 est celle où la plupart des particules termine leur mouvement..... 70

Figure 3.1 View of the study site on the Eaton-North river, Québec, Canada..... 75

Figure 3.2 Experimental setup deploying three ECMs mounted on a vertical rod to quantify large-scale turbulent flow structures and an underwater video camera to record bedload transport..... 77

Figure 3.3 Sequence of three images taken (a) at the beginning, (b) in the middle and (c) at the end of the 10 minutes movie. In zone 1, particles are relatively well imbricated and there is only a few movements during the period studied. Transport occurs principally in the zone 2. Particles initiated their movement un or upstream of this zone. Most of the particles finished their motion in zone 3. .... 78

Figure 3.4 Power spectra of streamwise (a,c,e) and vertical (b,d,f) velocity signals for the three heights ( $y/Y$ ) above the bed. .... 80

Figure 3.5 Characteristics profiles of (a) streamwise and vertical velocity components, (b) streamwise and vertical standard deviations (rms) and (c) turbulence intensity..... 86

Figure 3.6 Frequency distributions of Reynolds shear stress (a,b,c), absolute normal  $u'^2$  stress (d,e,f) and absolute normal  $v'^2$  stress (g,h,i). Distributions are presented for the three heights above the bed : 0.13Y (a,d,g), 0.38Y (b,e,h) and 0.67Y (c,f,i).  $\bar{x}$  is the mean,  $sk$ , the skewness value and  $kurt$ , the kurtosis. .... 87

Figure 3.7 Autocorrelation functions of the (a) streamwise and (b) vertical velocity signals for the three heights above the bed. .... 88

Figure 3.8 Cross-correlation functions of the (a) streamwise and (b) vertical velocity signals. .... 89

Figure 3.9 Frequency-duration relations for (a) low- and (b) high-speed wedges at 7 cm above the bed, No thresholds are used ( $k = 0$ ). .... 92

Figure 3.10 (a) 30 seconds moving average (window size = 0.5 s) streamwise velocity time series and (b) 30 seconds fluid acceleration time series for the three heights above the bed. The figures show the strong coherence between the two sensors located nearest the bed. For the sensor located at 7 cm above the bed (red line), the dot line i is associated in (a) with the transition from a faster to a slower fluid event which corresponds in (b) with a strong fluid deceleration event. On the other hand, the dot line ii, is associated with the transition from a slower to a faster fluid event in (a) which corresponds to a strong acceleration event in (b)..... 93

*Figure 3.11 Characteristics (duration, time intervals between two events, distance travelled and particle velocity) of the sediment transport events of rolling (a-d) and sliding (e-h). ..... 95*

*Figure 3.12 Sediment transport events superimposed over moving average streamwise velocity time series. The dot lines represent the mean velocity at 0.13 Y. Upward arrows indicate transport events when fluid acceleration is most of the time positive and downward arrows, those where acceleration is negative. From (a) to (d), figures represent four different minutes (not consecutive) during the period studied..... 96*

*Figure 3.13 Relations between transport event duration for particles of 20 mm in size that move by rolling and the maximal fluid acceleration (a,c) and the maximal  $v'^2$  normal stress component (b,d). (a) and (b) are for all transport by rolling and (c) and (d) for particles that began their movement outside of the field view of the camera. We have distinguished events associated to large-scale fluid acceleration ( $\Delta$ ) or deceleration ( $\blacktriangledown$ ) from those that are not linked with any strong acceleration or deceleration at a macro-turbulent scale (\*). ..... 102*

## LISTE DES TABLEAUX

<i>Tableau 1.1 Avantages et inconvénients des principales méthodes permettant la quantification de la charge de fond.....</i>	<i>43</i>
<i>Tableau 3.1 ITS and ILS values derived from the autocorrelation functions for the three heights above the bed.....</i>	<i>90</i>
<i>Tableau 3.2 Characteristics of turbulent flow structures detected using quadrant analysis.....</i>	<i>91</i>
<i>Tableau 3.3 Characteristics of turbulent flow structures detected using the u-level scheme. HS = high-speed turbulent flow structures; LS = low-speed turbulent flow structures.....</i>	<i>91</i>
<i>Tableau 3.4 Characteristics of turbulent flow structures detected using the WAG scheme.....</i>	<i>92</i>
<i>Tableau 3.5 Mean characteristics of transport events (duration, distance travelled and velocity) for particles of different sizes and for different types of movement (rolling or sliding).....</i>	<i>95</i>
<i>Tableau 3.6 Median values of streamwise (u) and vertical (v) velocity components and of streamwise and vertical fluid acceleration components and of Reynolds stresses (<math>-\rho u'^2</math>, <math>-\rho v'^2</math>, <math>-\rho u'v'</math>) and the results of the Wilcoxon rank sum non-parametric test.....</i>	<i>98</i>
<i>Tableau 3.7 Percentage of time occupied by each quadrant event and percentage of sediment transport associated to each kind of quadrant event.....</i>	<i>99</i>
<i>Tableau 3.8 Percentage of time occupied by high- (HS) and low-speed (LS) turbulent flow structures.....</i>	<i>99</i>
<i>Tableau 3.9 Percentage of time occupied by positive and negative WAG events.....</i>	<i>100</i>
<i>Tableau 3.10 Number of sediment transport events associated with at least one turbulent flow structure detected using the WAG algorithm (RS = rolling or sliding; R = rolling; S = sliding).....</i>	<i>100</i>
<i>Tableau 3.11 Percentage of sediment transport events associated with strong large-scale fluid acceleration or deceleration and with high <math>v'^2</math> normal stress component (<math>v'^2 &gt; \text{mean}</math>).....</i>	<i>101</i>
<i>Tableau 3.12 Multiple linear regression model parameters and coefficients to explain duration of transport events for particles of 20 mm that are rolling.....</i>	<i>104</i>

## LISTE DES SYMBOLES

---

$a_t$	accélération instantanée au temps $t$
$C$	constante de proportionnalité pour estimer $\tau_0$ à partir de $E$ ( $\sim 0.19$ )
$c'$	concentration instantanée de sédiments en suspension
$C_{xx}$	coefficient de corrélation entre 2 signaux de vitesse pour la composante $x$ pour les calculs de ITS et ILS
$d$	taille des particules
$D_x$	diamètre des particules du $x^e$ percentile obtenu à partir de la distribution de la taille des particules au lit
$E$	énergie cinétique turbulente
$F_d$	force d'entraînement
$F_g$	force gravitationnelle
$F_l$	force de soulèvement
$g$	constante gravitationnelle
$H$	valeur seuil qui permet de détecter seulement les structures de quadrant ayant une forte contribution aux cisaillements de Reynolds
ILS	<i>integral length scale</i>
ITS	<i>integral time scale</i>
$k$	moment où $C_{xx}$ n'est plus significativement différente de 0
$k$	valeur seuil qui s'exprime en fonction de l'écart-type de la distribution de vitesse pour la détection des structures turbulentes à l'aide de l'algorithme u-level
$l$	valeur seuil qui s'exprime en fonction de l'écart-type de la distribution de vitesse pour la détection des structures turbulentes à l'aide de l'algorithme WAG
$L$	unité de longueur
$m$	taille de la fenêtre mobile
Q1	$u' > 0$ et $v' > 0$
Q2	$u' < 0$ et $v' > 0$ (éjections)
Q3	$u' < 0$ et $v' < 0$
Q4	$u' > 0$ et $v' < 0$ (incursions)
Re	nombre de Reynolds
$s_u$	écart-type de la distribution de vitesses longitudinales
$s_v$	écart-type de la distribution de vitesses verticales
$T$	unité de temps
$u$	vitesse longitudinale instantanée
$U$	vitesse longitudinale moyenne
$U^*$	vitesse de cisaillement
$u'$	fluctuation instantanée de vitesse longitudinale
$v$	vitesse verticale instantanée
$V$	vitesse verticale moyenne
$v'$	fluctuation instantanée de vitesse verticale
$w$	vitesse latérale instantanée
$w$	taille de la fenêtre en $s$ pour laquelle le gradient $\beta$ est calculé
$W$	vitesse latérale moyenne
$w'$	fluctuation instantanée de vitesse latérale

$x_t$	moyenne de la fenêtre mobile de taille $m$
$Y$	profondeur de l'écoulement
$y/Y$	profondeur relative de l'écoulement
$y$	hauteur au-dessus du lit
$y_0$	hauteur au-dessus du lit où la vitesse est nulle
$\alpha$	seuil de signification d'un test statistique
$\beta$	mesure du gradient de vitesse local sur une fenêtre de temps de taille $w$
$\gamma$	poids de l'eau
$\gamma_s$	poids des sédiments
$\Delta t$	intervalle de temps (s)
$\theta_c$	cisaillement critique de Shields
$\kappa$	constante de von Karman ( $\sim 0.4$ )
$\nu$	viscosité cinématique de l'eau
$\rho$	densité de l'eau
$\rho_s$	densité des particules
$-\rho u'v'$	cisaillement de Reynolds
$-\rho u^2$	composante longitudinale du cisaillement normal
$-\rho v^2$	composante verticale du cisaillement normal
$\tau_0$	contrainte moyenne de cisaillement exercée au lit

## REMERCIEMENTS

---

Avec l'achèvement de ce mémoire, se clôt un chapitre de ma vie. Celui-ci n'aurait jamais vu le jour sans le support continu, les conseils précieux et l'aide inestimable de nombreuses personnes. C'est pourquoi je désire prendre quelques lignes pour les remercier.

Tout d'abord, merci André d'avoir cru en moi probablement plus que moi-même et de m'avoir encouragée à prendre la décision de poursuivre une maîtrise. Merci également de m'avoir transmis ta soif de connaissances et ta rigueur intellectuelle depuis le premier été où j'ai été initiée à la turbulence il y a déjà maintenant presque 5 ans. J'ai finalement compris que la curiosité ainsi que le désir de comprendre comment la nature est organisée sont des raisons suffisantes pour justifier des études sur la turbulence...

Pour les conseils et les échanges constructifs merci aux étudiants de la Chaire de recherche du Canada en dynamique fluviale. Merci à Hélène, Bruce, Jay, Claudine, Bruno, Eva, Sophie et Vitalie. Merci tout particulièrement à Geneviève et à Joëlle pour leur aide sur le terrain. Merci également à Tom de m'avoir, par ses patientes explications, initiée à la turbulence : des codes barres aux spectres de puissance...

Merci également à toi Christian pour ta présence et tes encouragements même pendant mes phases plus ou moins longues de découragement.

Finalement, je voudrais te remercier papa d'avoir toujours, au fil des années, su encourager mes initiatives et supporter mes projets. Maman, tu t'inquiétais pour mes études, alors que moi, j'avais affreusement peur pour toi. Mais voilà, un an s'est maintenant écoulé et tu avais tort de t'inquiéter, puisque mon mémoire est maintenant achevé.

## INTRODUCTION

---

Dans la couche-limite des écoulements en rivière, il existe des interactions dynamiques complexes entre la structure turbulente de l'écoulement, le transport des sédiments et le développement des formes sur le lit (Leeder, 1983a; Best, 1993; Mazumder, 2000). La compréhension de ces interactions est notamment cruciale pour mieux décrire les processus physiques qui interviennent dans la dynamique d'une rivière. Bien que de nombreuses études aient été publiées sur le sujet depuis les trente dernières années, nos connaissances sur les processus qui unissent ces trois composantes sont loin d'être complètes et proviennent surtout d'expériences menées en laboratoire dans des chenaux expérimentaux. Très peu d'études ont été réalisées en milieu naturel, notamment en rivière (Drake *et al.*, 1988; Lapointe, 1992; Kawanisi et Yokosi, 1993), pour tenter de comprendre le rôle de la turbulence sur la mise en transport de sédiments. Ceci est d'autant plus vrai pour le transport en charge de fond puisque seuls Drake *et al.* (1988) se sont intéressés à cette question sans pourtant apporter de réponses claires à nos questionnements. Le peu d'études publiées sur le sujet s'explique entre autres par les défis techniques auxquels nous sommes confrontés lorsque vient le temps de développer une méthode efficace pour mesurer le transport de sédiments à l'échelle des fluctuations turbulentes.

Les objectifs généraux de ce mémoire sont donc 1) de développer une méthode pour mesurer le transport en charge de fond dans une rivière graveleuse à une échelle temporelle comparable à celle des fluctuations turbulentes et 2) de documenter le rôle de

la turbulence sur la mobilité des particules au lit dans une rivière à lit de graviers par le biais de mesures simultanées de vitesses de l'écoulement et de transport de particules.

Ce mémoire est structuré de manière à tout d'abord présenter une recension de la littérature concernant le rôle de la turbulence sur le transport de sédiments tant en suspension qu'en charge de fond. La revue de la littérature traite autant des résultats des études réalisées en laboratoire qu'en milieu naturel (particulièrement en rivière). Ce chapitre a été élaboré dans le but de justifier l'intérêt de notre problématique, de nos objectifs spécifiques de recherche et de la méthodologie qui en découle. Les résultats et leur discussion seront présentés dans le dernier chapitre qui prend la forme d'un article intitulé *Effects of turbulent flow structures on the bedload transport of individual particles in a gravel-bed river* écrit avec la collaboration d'André G. Roy et qui sera soumis à la revue *Sedimentology*. Le mémoire se termine par une conclusion résumant les principaux résultats et mettant en évidence leur importance pour la recherche sur le sujet.

## 1. CONTEXTE

---

L'objectif de ce chapitre est de présenter une problématique qui renouvelle l'intérêt d'étudier le rôle des structures turbulentes sur la mobilité des particules au lit d'une rivière graveleuse. Pour ce faire, il est d'abord nécessaire de dresser l'état actuel de nos connaissances sur le rôle de la turbulence dans le transport de sédiments en rivière, deux pôles de la trinité de Leeder (1983a). Comme les interactions entre les composantes de cette trinité sont dynamiques, il ne faut pas négliger, même si on ne traitera pas spécifiquement du sujet ici, que le transport, tant en suspension qu'en charge de fond, influence la turbulence (par ex., Kaftori *et al.*, 1998; Carbonneau et Bergeron, 2000; Cao *et al.*, 2003). Avant de s'intéresser aux processus qui lient ces deux composantes, il est cependant important de les mettre en contexte. Ainsi, on s'intéressera d'abord aux différents types de structures turbulentes présentes dans un écoulement en rivière à lit graveleux et aux forces et cisaillements qui agissent sur les particules au repos avant de s'attarder spécifiquement au rôle de la turbulence sur la dynamique du transport sédimentaire. Une courte revue des principales méthodes d'échantillonnage de la charge de fond sera également présentée.

### ***1.1 ÉCOULEMENT TURBULENT ET STRUCTURES TURBULENTES***

#### ***1.1.1 Qu'est-ce que la turbulence et les structures turbulentes ?***

Il n'existe aucune définition stricte de la turbulence. On peut d'abord définir les écoulements turbulents par ce qu'ils ne sont pas : des écoulements laminaires. Dans un écoulement laminaire, les parcelles de fluide se déplacent dans l'écoulement sans interagir entre elles tant horizontalement que verticalement. Il n'y a donc pratiquement

pas d'échange de quantité de mouvement. On distingue les écoulements laminaires des écoulements turbulents à l'aide du nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{Y * U}{\nu} \quad (1.1)$$

où  $Y$  est une longueur caractéristique de l'écoulement (par ex. : la hauteur d'eau),  $U$ , la vitesse moyenne et  $\nu$ , la viscosité cinématique de l'eau. Les écoulements laminaires sont caractérisés par un nombre de Reynolds inférieur à 500, alors qu'un nombre de Reynolds supérieur à 2500 correspond à un écoulement turbulent. Lorsque le nombre de Reynolds se situe entre 500 et 2500, on est en présence d'un écoulement de transition. Les écoulements turbulents se développent souvent dans une couche-limite qui apparaît lorsque le fluide s'écoule au contact d'une surface solide. La couche-limite turbulente est étroitement liée au profil de vitesse. Elle se divise en trois principales zones : la sous-couche visqueuse, la couche de transition et la couche turbulente (Figure 1.1). Dans la sous-couche visqueuse près du lit, les forces visqueuses dominent sur les forces turbulentes, alors que dans la couche turbulente l'écoulement est entièrement turbulent.

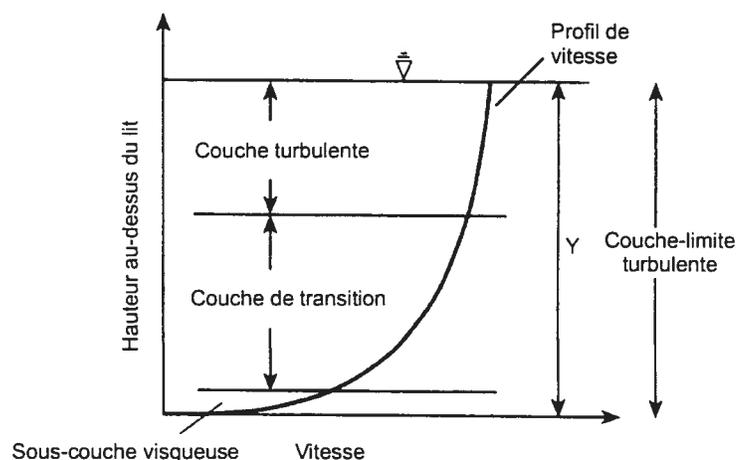


Figure 1.1 Régions dans une couche-limite turbulente (modifié de Dingman, 1984).

Il est également fréquent de diviser l'écoulement en deux régions distinctes : la région proximale du lit (*inner layer*) et la région distale (*outer layer*).

Les écoulements turbulents se caractérisent par la présence de fluctuations, dans le temps et dans l'espace, de vitesse, mais aussi de pression et de température. Ces fluctuations se manifestent à une grande gamme d'échelles qui se superposent. Les séries temporelles de vitesse sont un outil qui permet de représenter les fluctuations turbulentes dans le temps en un seul point dans l'espace (Figure 1.2). Un signal issu d'une série temporelle de vitesse peut se décomposer en une partie moyenne ( $U, V, W$ ) et une partie fluctuante ( $u', v', w'$ ), de sorte que :

$$u_t = U + u' \quad (1.2)$$

$$v_t = V + v' \quad (1.3)$$

$$w_t = W + w' \quad (1.4)$$

où  $u_t$ ,  $v_t$  et  $w_t$  représentent respectivement les composantes instantanées de vitesses longitudinale, verticale et latérale de l'écoulement au temps  $t$ . Cette décomposition est

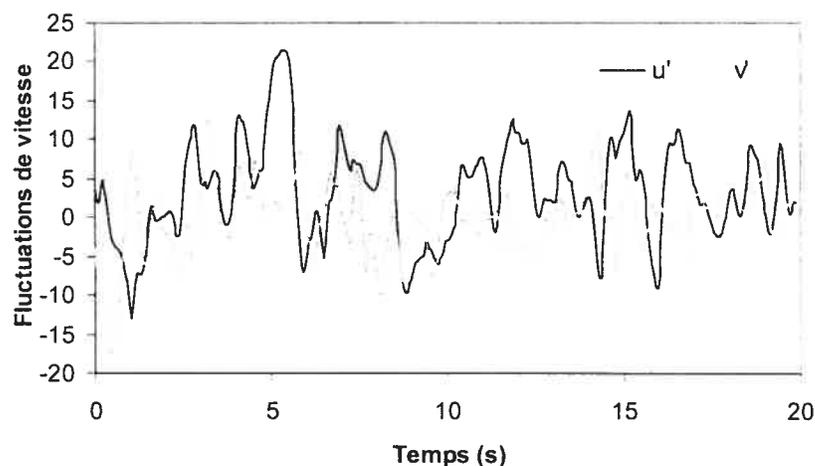


Figure 1.2 Exemple d'une série temporelle de fluctuations de vitesses  $u'$  et  $v'$  issue de signaux enregistrés dans une rivière à lit de graviers.

celle de Reynolds. Les fluctuations de vitesses sont souvent causées soit par la formation et l'évolution dans le temps et dans l'espace des tourbillons ou soit par leur déformation. L'échelle la plus fine est celle des forces visqueuses alors que la plus grande, variable, est contrôlée par les paramètres de l'écoulement (largeur, profondeur, etc.) (Bradshaw, 1971; Landahl et Mollo-Christensen, 1986).

Dans un écoulement turbulent on retrouve des tourbillons ou vortex qui prennent la forme de structure cohérente. On définit une structure cohérente turbulente comme étant une portion de fluide ayant des caractéristiques physiques similaires de vitesse, de pression ou de température et ayant une certaine cohérence spatiale et temporelle (Blackwelder, 1987). Les structures turbulentes sont tridimensionnelles et contiennent la majeure partie de l'énergie turbulente d'un écoulement. Elles sont caractérisées par un cycle de vie, c'est-à-dire qu'elles sont organisées de telle sorte qu'elles naissent, se développent puis s'éteignent (Nezu et Nakagawa, 1993).

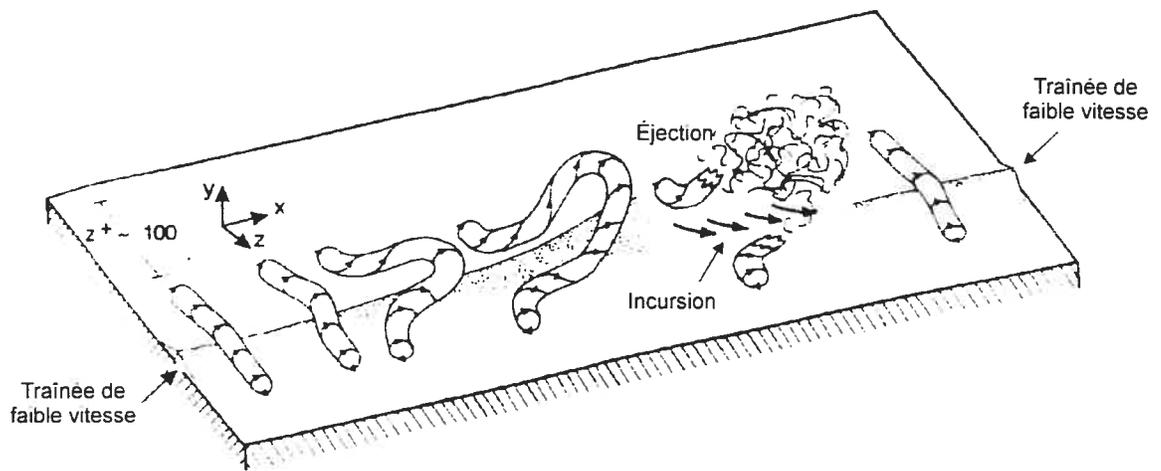
La littérature sur les structures turbulentes est abondante et variée. Plusieurs types de structures ont été observées et étudiées par de nombreuses générations de chercheurs en mécanique des fluides. Cependant, il ressort qu'en rivière à lit graveleux, on réfère généralement à trois grands types de structures : les structures du cycle d'éjection-incursion au lit, les structures d'échappement des zones de séparation et les structures à grande échelle (Buffin-Bélanger *et al.*, 2000b). Ces trois types de structures interagissent entre elles pour former l'écoulement complexe tel qu'il se présente au-dessus d'un lit de graviers.

### ***1.2.1 Structures turbulentes***

#### ***1.2.1.1 Cycle éjection-incursion***

Ce cycle se développe dans la sous-couche visqueuse de l'écoulement, cette zone près du lit où les forces visqueuses dominent sur les forces turbulentes (Figure 1.1). Les éjections sont associées à un mouvement lent du fluide qui s'élève du lit vers la zone supérieure de la couche-limite turbulente, alors qu'à l'inverse, les incursions sont associées à des parcelles de fluide qui se déplacent à une vitesse rapide de la zone supérieure de l'écoulement vers le lit. Kline *et al.* (1967) furent les premiers à observer, à l'aide d'une visualisation utilisant des bulles d'hydrogène, les structures du cycle éjection-incursion dans un écoulement de laboratoire sur lit lisse. Cependant, des études subséquentes ont montré que ces structures se manifestent indépendamment de la rugosité du lit (Grass, 1971). Elles contribuent aux échanges de quantité de mouvement entre les diverses portions de la couche-limite turbulente.

Deux modèles de formation ont été proposés dans la littérature pour expliquer la formation de ce cycle. Le premier, classique, est celui des vortex en forme de fer à cheval. Dans ce modèle, le cycle éjection-incursion se développe à partir des traînées longitudinales de faible vitesse, espacées de façon relativement régulière, présentes dans la sous-couche visqueuse de l'écoulement. Le cycle se développe en suivant une séquence où la traînée de faible vitesse se fait graduellement soulever, puis commence soudainement à osciller avant d'être finalement éjectée dans l'écoulement (Figure 1.3). Les éjections sont ensuite suivies par des incursions. Le cycle éjection-incursion est donc continu, mais il n'est pas nécessairement périodique. En se soulevant, ces structures prennent la forme de vortex en fer à cheval et s'inclinent de 20 à 45° par

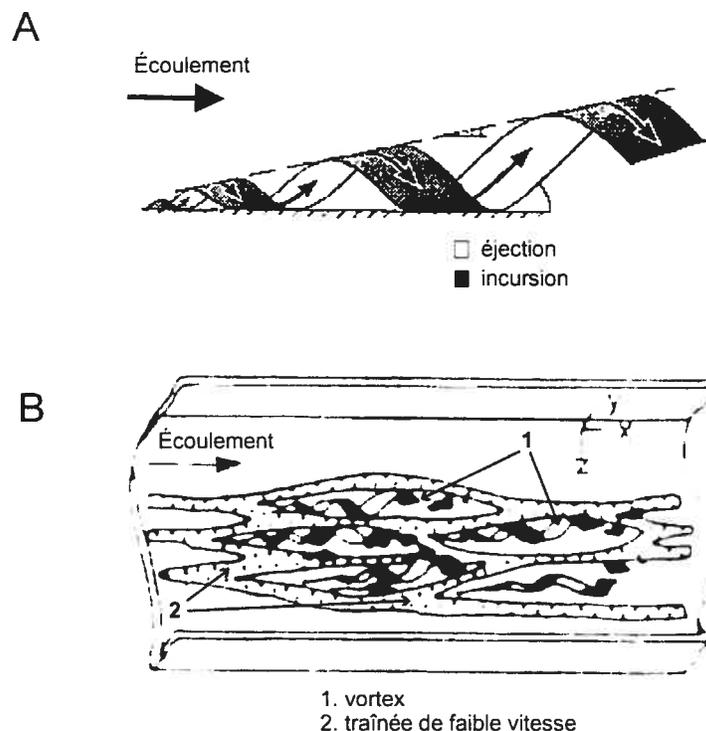


**Figure 1.3 Développement du cycle éjection-incursion à partir du soulèvement des traînées de faible vitesse selon le modèle des vortex en forme de fer à cheval (d'après Allen, 1985).**

rapport au lit (Allen, 1985; Best, 1992). Ce modèle de formation a été développé pour des écoulements sur lit lisse et se fonde surtout sur la visualisation d'écoulements en laboratoire, mais il semblerait s'appliquer également aux lits rugueux. Sur des lits rugueux comme ceux que l'on retrouve en rivière à lit de graviers on estime que ces structures ont une extension verticale et latérale de l'ordre de 80 à 120 mm (Buffin-Bélanger *et al.*, 2000b). Ces valeurs sont estimées en fonction du diamètre moyen des particules au lit. Cependant, il n'est pas certain que ce modèle puisse s'appliquer tel quel dans les rivières à lit de graviers puisque les traînées longitudinales de faible vitesse à la base du modèle n'ont jamais été formellement observées en milieu naturel.

Kaftori *et al.* (1994) ont présenté un second modèle de formation du cycle éjection-incursion. Dans ce modèle, les structures d'éjection et d'incursion sont intégrées dans une seule structure qui prend la forme d'un vortex en spirale (« *funnel* ») qui se développe dans le sens longitudinal de l'écoulement et qui prend de l'expansion à mesure qu'il se développe vers l'aval (Figure 1.4a). Contrairement au modèle des vortex

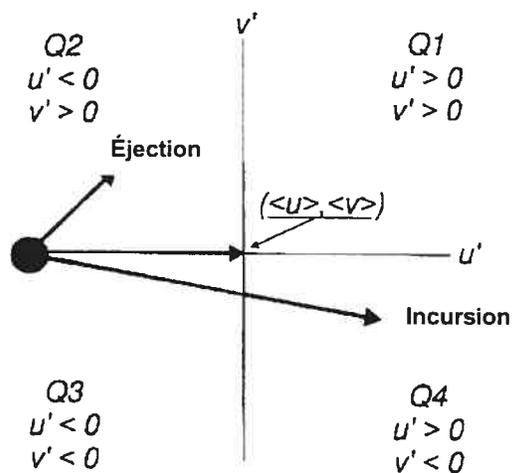
en fer à cheval où les structures se développent à partir des traînées de faible vitesse, les structures en spirale s'inscrivent entre les traînées et sont réparties dans l'espace de façon à créer des zones de fortes vitesses entre celles-ci (Figure 1.4b). Les vortex ont une forte composante latérale et peuvent tourner dans le sens horaire ou anti-horaire.



**Figure 1.4 (a) Vortex en forme de spirale intégrant le cycle éjection-incursion tel que développé par Kaftori *et al.* (1994) et (b) répartition spatiale des vortex en spirale entre les traînées de faible vitesse (d'après Mazumder, 2000 inspiré de Kaftori *et al.*, 1995).**

Traditionnellement, la détection des structures du cycle éjection-incursion s'est faite au moyen de méthodes de visualisation dans des écoulements de laboratoire. Il est cependant possible de détecter leur présence quantitativement dans les séries temporelles de vitesse à l'aide de différentes méthodes (par ex. : quadrants, VITA, u-level). Une des plus fréquemment employées, l'analyse de quadrants développée par Lu et Willmarth (1973), se base sur l'analyse conjointe des fluctuations simultanées de vitesses

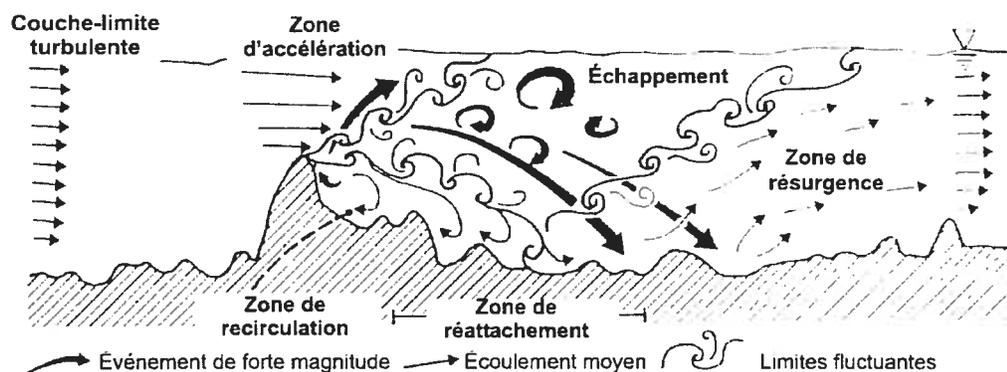
longitudinale ( $u'$ ) et verticale ( $v'$ ) de l'écoulement (Figure 1.5). On associe les moments où  $u' < 0$  et  $v' > 0$  à des éjections (quadrant 2) et ceux où  $u' > 0$  et  $v' < 0$  à des incursions vers le lit (quadrant 4). Les quadrants 2 et 4 dominent dans les couches-limites turbulentes des rivières en occupant  $\sim 60\%$  du temps (Best, 1993; Roy *et al.*, 1996a). Il existe aussi des structures associées aux quadrants 1 ( $u' > 0$  et  $v' > 0$ ) et 3 ( $u' < 0$  et  $v' < 0$ ), mais elles occupent une proportion de temps beaucoup moins importante (40%). En rivière à lit de graviers, Roy *et al.* (1996a) ont observé que ces structures dominent à toutes les hauteurs dans l'écoulement. Ainsi, il n'est pas certain qu'elles soient strictement associées aux structures d'éjection et d'incursion, qui par définition, n'existent que près du lit. Ils ont observé le même phénomène pour les structures turbulentes détectées à l'aide d'autres méthodes (VITA, u-level).



**Figure 1.5** Détection des structures turbulentes à l'aide de l'analyse de quadrants. Les structures du quadrant 2 correspondent aux éjections et celles du quadrant 4 aux incursions.

### 1.1.2.2 Structures d'échappement

Les structures d'échappement sont associées à la présence de particules protubérantes sur le lit (Acarlar et Smith, 1987). En rivière, on soupçonne depuis longtemps déjà ces structures d'être à l'origine des bouillons que l'on observe à la surface de l'eau (Matthes, 1947; Jackson, 1976). Elles se développent souvent à l'aval de dunes (par ex. : Jackson, 1976; Müller et Gyr, 1986; Kostaschuk et Church, 1993) et d'amas de galets (Buffin-Bélanger et Roy, 1998; Buffin-Bélanger *et al.*, 2000b, 2001) qui font obstacle à l'écoulement et proviennent de l'interaction entre la zone de recirculation à l'aval de l'obstacle et le mouvement du fluide ambiant. Elles constituent des parcelles de fluide de faible vitesse qui s'échappent de façon périodique de la zone de recirculation. La figure 1.6 présente les différentes zones de l'écoulement associées à la présence d'un amas de galets et décrit la dynamique des échappements de fluide. Elle est inspirée du modèle de Bennett et Best (1996) de l'écoulement en aval d'une dune.



**Figure 1.6** Zones de l'écoulement associées à la présence d'un amas de galets dans une rivière à lit de graviers (d'après Buffin-Bélanger et Roy, 1998). Les structures d'échappement sont le résultat de l'interaction entre la zone de recirculation à l'aval de l'obstacle et le mouvement du fluide ambiant.

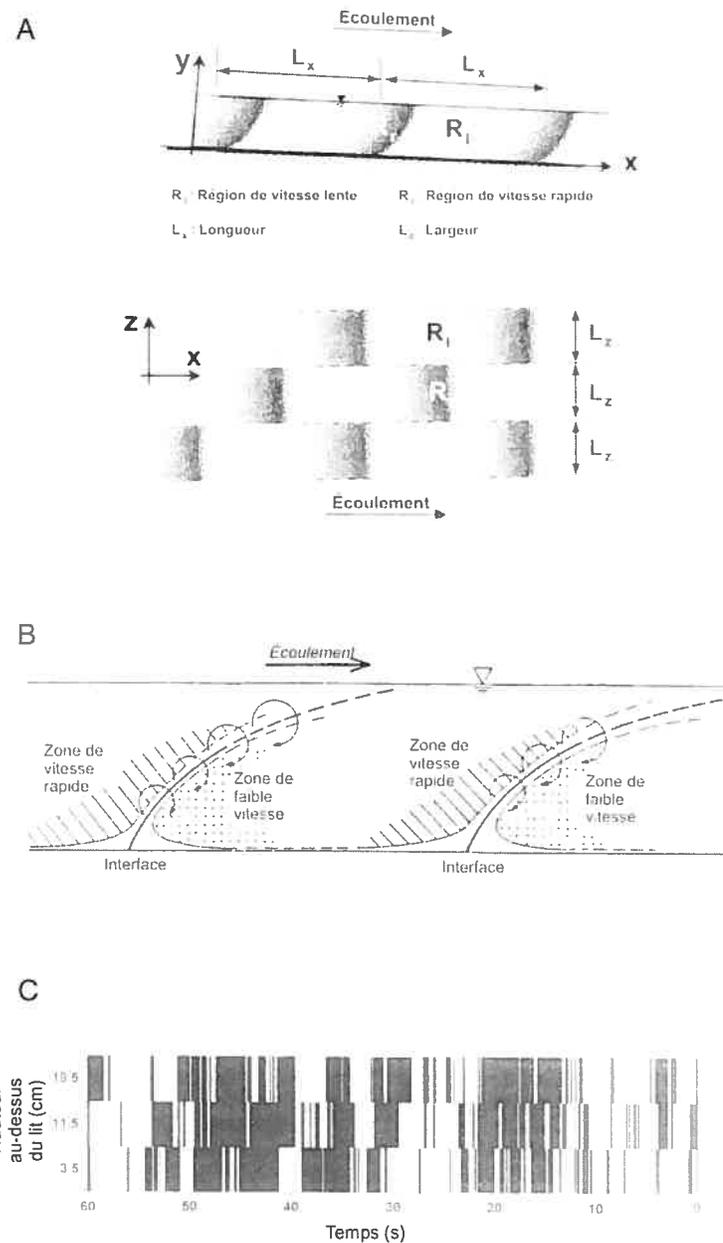
Dans une rivière à lit de graviers, ces structures sont importantes, puisque les amas de galets et les particules proéminentes dans l'écoulement couvrent entre 10 et

20 % de la surface du lit (Brayshaw, 1984). L'organisation spatiale des amas de galets pourrait d'ailleurs s'expliquer par l'interaction entre les structures d'échappement et ces microformes du lit (Clifford *et al.*, 1992).

### ***1.1.2.3 Structures à grande échelle***

Les structures à grande échelle se caractérisent par une alternance de fronts de fluide de vitesse rapide et de vitesse lente inclinés vers l'aval qui occupent toute la profondeur (Y) de l'écoulement. Elles existent en l'absence de protubérances marquées sur le lit (par ex. : Buffin-Bélanger *et al.*, 2000a; Vallée, 2004) et en présence de dunes (par ex. : Kostaschuk et Church, 1993). Elles ont été observées tant en laboratoire sur des lits lisses (Falco, 1977; Brown et Thomas, 1977; Tamburrino et Gulliver, 1999) et rugueux (Shvidchenko et Pender, 2001) qu'en rivière à lits de graviers (Kirkbride et Ferguson, 1995; Ferguson *et al.*, 1996; Dinehart, 1999; Buffin-Bélanger *et al.*, 2000ab; Roy *et al.*, 2004). Bien que plus souvent observée dans des écoulements sur lits relativement fixes, leur présence a aussi été notée lorsqu'il y a du transport de sédiments au lit (Shvidchenko et Pender, 2001).

Yalin (1992) ainsi que Nezu et Nakagawa (1993) ont présenté des modèles conceptuels du développement de ces structures. Yalin (1992) a représenté les structures à grande échelle par une alternance de régions de fluide de vitesse rapide qui s'inclinent vers le lit et de régions de fluide de vitesse plus lente se dirigeant vers la surface. Ces structures se déforment à mesure qu'elles sont emportées vers l'aval. Bien qu'elle mette davantage l'accent sur la zone qui constitue l'interface entre les deux portions de fluide, la représentation de Nezu et Nakagawa (1993) est semblable à celle de Yalin (1992). En



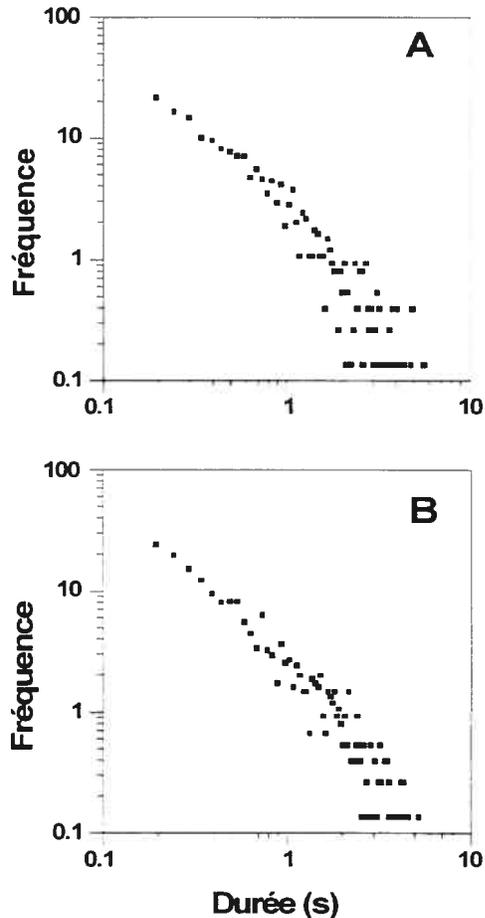
**Figure 1.7** Les structures à grande échelle constituent des fronts de fluide de vitesse rapide alternant avec des fronts de fluide de vitesse lente. Schématisation des structures à grande échelle (a) selon Yalin (1992) et (b) selon Nezu et Nakagawa (1993). (c) Représentation des structures à grande échelle par Buffin-Bélanger *et al.* (2000) à l'aide d'une matrice spatio-temporelle de vitesses. Les cellules noires correspondent aux périodes où la vitesse instantanée est plus rapide que la moyenne et les cellules blanches à celles où la vitesse instantanée est plus lente.

effet, c'est dans cette zone que les structures d'éjection et d'incursion se développent avant de se déplacer vers l'aval (Figure 1.7b). Leur modèle schématise donc les

interactions entre le cycle éjection-incursion et les structures à grande échelle. La figure 1.7a montre qu'en taille, les structures telles qu'elles ont été imaginées par Yalin (1992) font, tant en longueur qu'en largeur, plusieurs fois la profondeur de l'écoulement.

Les représentations de Yalin (1992) et de Nezu et Nakagawa (1993) demeurent théoriques. Ce n'est que récemment que la technologie a permis de détecter les structures à grande échelle quantitativement. La détection de ces structures se fait à partir de l'analyse des fluctuations de vitesses de signaux enregistrés simultanément par des courantomètres situés sur une verticale à plusieurs hauteurs au-dessus du lit (Kirkbride et Ferguson, 1995; Ferguson *et al.*, 1996; Buffin-Bélanger *et al.*, 2000ab; Roy *et al.*, 2004). La figure 1.7c montre une matrice spatio-temporelle où les vitesses à trois hauteurs au-dessus du lit ont été classées de manière à obtenir des périodes où la vitesse instantanée est supérieure à la vitesse moyenne (cellules noires) et d'autres où la vitesse instantanée est inférieure à la vitesse moyenne (cellules blanches). De cette façon, on peut voir l'alternance entre des périodes rapides et d'autres lentes que l'on associe aux fronts de forte et de faible vitesse. En rivière à lit de graviers, Roy *et al.* (2004) furent les premiers à présenter une étude détaillée sur la taille des structures à grande échelle. Il semble que ces structures soient étroites ( $0.5-1 Y$ ) et allongées ( $2-6 Y$ ) dans le sens de l'écoulement et qu'elles persistent dans l'espace sur une distance de  $5.6 Y$ . Ces mesures coïncident avec les tailles de structures observées dans divers écoulements en laboratoire. La visualisation est également une technique qui a permis d'identifier la présence de structures à grande échelle dans l'écoulement (Roy et Buffin-Bélanger, 2001; Paiement-Paradis *et al.*, 2003). Paiement-Paradis *et al.* (2003) ont montré qu'il existe, tant pour des structures détectées sur film qu'à partir de séries temporelles de

vitesse, une relation de puissance entre la durée des structures et leur fréquence et ce, pour différentes hauteurs au-dessus du lit (Figure 1.8). Il est ainsi rare d'observer des structures qui persistent longtemps dans le temps comparativement à des structures de courte durée. Cette relation existe tant pour les fronts de faible que de forte vitesse.



**Figure 1.8** Relation entre la fréquence et la durée des fronts de (a) faible vitesse et (b) forte vitesse des structures à grande échelle (d'après Paiement-Paradis *et al.*, 2003).

À cause de leur taille, ces structures ont une importance capitale dans les échanges de quantité de mouvement. Dans une étude en laboratoire utilisant la technique PIV, Liu *et al.* (2001) ont noté que les structures à grande échelle contribuent à plus de 60 % du cisaillement de Reynolds et constituent l'échelle de structure qui contribue le

plus à l'énergie cinétique turbulente. Buffin-Bélanger *et al.* (2000a) ont également observé un lien entre le passage de fronts de forte vitesse et les périodes de fort cisaillement au lit. Ces résultats laissent croire que les structures à grande échelle jouent un rôle déterminant dans la dynamique fluviale, notamment le transport de sédiments.

## 1.2 TRANSPORT EN CHARGE DE FOND

### 1.2.1 Variabilité temporelle du transport de sédiments

Le transport de sédiments, tant en suspension qu'en charge de fond, est caractérisé par une variabilité temporelle indépendante des conditions hydrauliques (par ex.: Drake *et al.*, 1988; Whiting *et al.*, 1988; Gomez *et al.*, 1989; Hoey, 1992; Lapointe, 1992; Carling *et al.*, 1998) (Figure 1.9). Il est possible d'identifier quatre échelles de

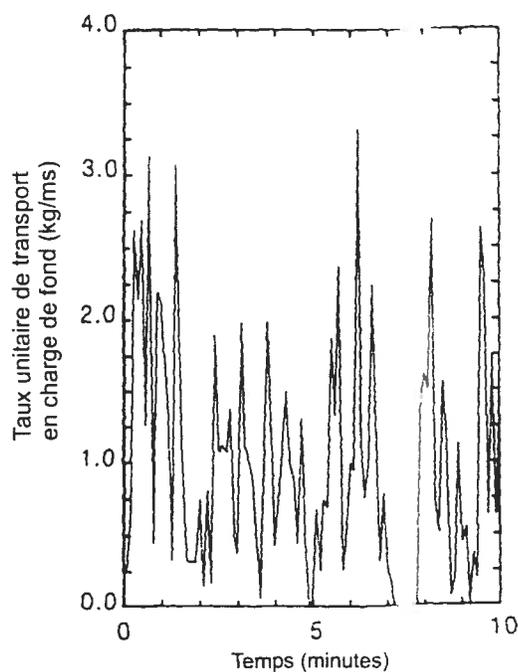


Figure 1.9 Variabilité temporelle des flux de transport en charge de fond. Le transport a été mesuré dans un chenal expérimental à toutes les 6 secondes pendant 10 minutes (d'après Gomez *et al.*, 1989).

variabilité (d'après Gomez *et al.*, 1989 et Hoey, 1992) : long terme (variations inter et intra saisonnières), moyen terme (variations au cours d'un événement hydrologique), court terme (variations au cours d'une période d'une durée de quelques minutes) et instantanée (quelques secondes). Différentes causes peuvent expliquer cette variabilité. À l'échelle instantanée, soit celle que l'on peut associer à la turbulence, la variabilité s'expliquerait par l'intermittence des forces de cisaillement qui permettent la mise en mouvement des particules (Drake *et al.*, 1988; Williams, 1990).

### 1.2.2 Forces en cause lors de l'initiation du mouvement

Avant d'examiner le rôle de la turbulence sur le transport de sédiments, il est important de s'intéresser aux forces qui agissent sur les particules, même lorsqu'elles sont au repos. Trois types de force sont exercées sur une particule au repos (Figure 1.10) : les forces de gravité ( $F_g$ ), d'entraînement ( $F_d$ ) et de soulèvement ( $F_l$ ). La force d'entraînement est orientée dans le sens de l'écoulement. Elle est due à la fois à la résistance de la particule et aux différences de pression entre les côtés amont et aval de celle-ci. La force de soulèvement verticale est dirigée de manière normale à

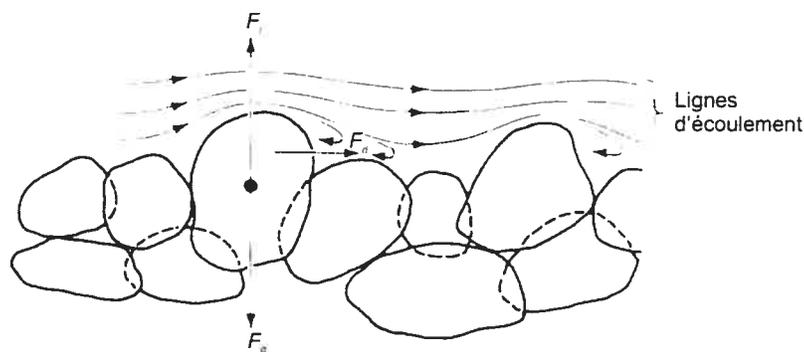


Figure 1.10 Forces exercées sur une particule au repos (d'après Dingman, 1984).

l'écoulement, du lit vers la surface, et est due aux différences de pression hydrostatique entre le bas et le haut de la particule. Les forces d'entraînement et de soulèvement sont proportionnelles à la vitesse de cisaillement ( $U^*$ ) et à la taille des particules ( $d$ ) :

$$F_d, F_l \propto \rho U^{*2} d^2 / 2 \quad (1.5)$$

où  $\rho$  est la densité de l'eau. La force de gravité est quant à elle proportionnelle au poids de la particule :

$$F_g \propto (\rho_s - \rho) g d^3 \quad (1.6)$$

où  $\rho_s$  est la densité des particules et  $g$ , la constante gravitationnelle (Dingman, 1984).

Une particule sera mise en mouvement lorsque la somme des forces d'entraînement et de soulèvement dépasse la force de gravité :

$$F_d + F_l > F_g \quad (1.7)$$

i.e. lorsque

$$(F_d + F_l) / F_g > \theta_c \quad (1.8)$$

où  $\theta_c$  est le seuil critique de mise en mouvement de Shields. Le cisaillement critique de Shields est sans dimension et se définit comme suit :

$$\theta_c = \frac{\tau_0}{(\gamma_s - \gamma)d} \quad (1.9)$$

où  $\tau_0$  est la contrainte moyenne de cisaillement exercée au lit,  $\gamma_s$  est le poids des sédiments et  $\gamma$ , celui de l'eau et  $d$ , la taille des particules.  $\theta_c$  est estimé à partir de valeurs moyennes de cisaillement au lit (voir l'équation 1.10 à la section 1.2.3 pour le calcul de  $\tau_0$ ) et se base sur le postulat que les particules sont isolées et sphériques. Mais est-ce que le nombre de Shields est un bon paramètre pour déterminer le seuil de mise en

mouvement ? En milieu naturel, les particules peuvent être imbriquées et ne sont jamais parfaitement sphériques. Malgré tout, le paramètre de Shields est considéré comme un bon estimateur du seuil moyen de mise en mouvement. Par contre, il ne permet pas d'expliquer la grande variabilité temporelle qui caractérise le transport de sédiments, notamment aux conditions d'écoulement à la limite de la mise en mouvement des grains (Nelson *et al.*, 2001; Ancey *et al.*, 2002). L'explication de cette variabilité doit donc passer par une analyse plus fine des caractéristiques de l'écoulement. Ainsi, plutôt que d'étudier les caractéristiques moyennes de l'écoulement, il est possible de s'intéresser à ses caractéristiques turbulentes.

Nelson *et al.* (2001) ont montré que les fluctuations turbulentes de vitesse près du lit ont un effet considérable sur les forces autour d'une particule et par le fait même sur les conditions de mise en mouvement des particules. Ils estiment que l'entraînement des sédiments doit se réaliser davantage lors des rares épisodes de forces instantanées extrêmes. En effet, dans une couche-limite sur un lit lisse, ils ont observé que la force maximale d'entraînement est 0.25 fois plus élevée que la force moyenne, alors qu'elle est deux fois plus élevée sur un lit de graviers. Les forces de soulèvement maximales sont quant à elles deux fois plus élevées que la moyenne sur un lit lisse et près de six fois plus élevées sur un lit de graviers. Sur un lit de graviers, compte tenu que les valeurs maximales de la force de soulèvement correspondent aux forces moyennes d'entraînement, ces dernières devraient être plus importantes pour le transport de sédiments. Ils ont également noté que les forces d'entraînement sont bien corrélées avec la vitesse longitudinale, ce qui n'est pas le cas des forces de soulèvement. En plus des fluctuations turbulentes, il est à noter également que la forme des particules influence la

magnitude des forces de soulèvement et d'entraînement exercées sur une particule (Raudkivi, 1998).

### 1.2.3 Cisaillements

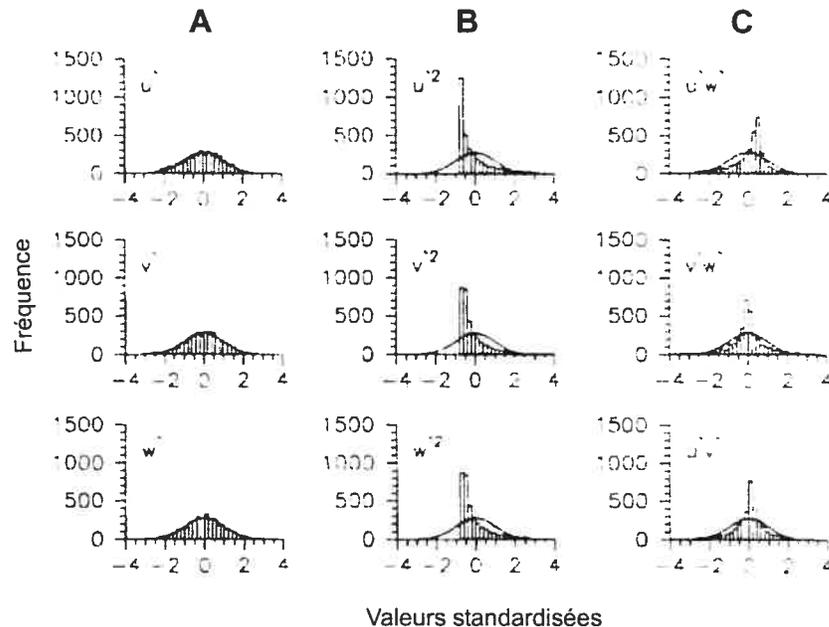
En plus d'affecter les forces d'entraînement et de soulèvement, les fluctuations turbulentes jouent sur les valeurs instantanées de cisaillement. Les cisaillements turbulents sont une conséquence des échanges de quantité de mouvement qui se produisent dans une couche-limite turbulente (Gupta et Kaplan, 1973; Clifford et French, 1993). Ils sont le résultat du produit des fluctuations turbulentes des trois composantes de l'écoulement et s'expriment en unités  $[L^2]/[T^2]$  si on fait abstraction de  $\rho$ . On distingue les cisaillements normaux ( $-\rho u'^2$ ,  $-\rho v'^2$ ,  $-\rho w'^2$ ) des cisaillements de Reynolds ( $-\rho u'v'$ ,  $-\rho u'w'$ ,  $-\rho v'w'$ ). Il est également possible de calculer les cisaillements moyens ( $-\rho UV$ ,  $-\rho UW$ ,  $-\rho VW$ ,  $-\rho U^2$ ,  $-\rho V^2$ ,  $-\rho W^2$ ) et ceux issus du produit croisé d'une moyenne et d'une partie fluctuante d'une composante de vitesse ( $-\rho Uv'$ ,  $-\rho Uw'$ ,  $-\rho Vu'$ ,  $-\rho Vw'$ ,  $-\rho Wu'$ ,  $-\rho Wv'$ ). Le produit  $-\rho u'v'$  est le cisaillement auquel on réfère le plus souvent dans le contexte du transport des sédiments. Les distributions de cisaillement de Reynolds sont fortement asymétriques et aplaties, ce qui indique que le cisaillement est très intermittent (Figure 1.11) (Gupta et Kaplan, 1973). Lorsqu'il est mesuré près du lit, le cisaillement de Reynolds est comparable au cisaillement moyen au lit ( $\tau_0$ ) (Kim *et al.*, 2000). Le cisaillement au lit est lié à la vitesse de friction ( $U_*$ ) par :

$$\tau_0 = \rho U_*^2 \quad (1.10)$$

Donc, toute méthode qui permet de calculer la vitesse de friction, permet d'estimer indirectement le cisaillement moyen au lit. Pour ce faire, on utilise souvent le profil logarithmique de vitesse que l'on retrouve dans la couche-limite :

$$U = \frac{U_*}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{y_0}\right) \quad (1.11)$$

où  $U$  est la vitesse longitudinale moyenne,  $y$  la hauteur au-dessus du lit,  $y_0$  la hauteur au-dessus du lit où la vitesse est nulle et  $\kappa$  la constante de von Karman ( $\sim 0.4$ ). On peut également estimer le cisaillement instantané au lit à l'aide de l'énergie cinétique turbulente [ $E = (u'^2 + v'^2 + w'^2)/2$ ] puisque ces deux quantités sont proportionnelles i.e que  $|\tau_0| = CE$  où  $C$  est une constante de proportionnalité ( $\sim 0.19$ ) (Kim *et al.*, 2000).



**Figure 1.11** Comparaison entre des distributions (a) de vitesses, (b) de cisaillements normaux et (c) de cisaillements de Reynolds (Kim *et al.*, 2000). La forme des distributions de cisaillements montre que ceux-ci sont intermittents.

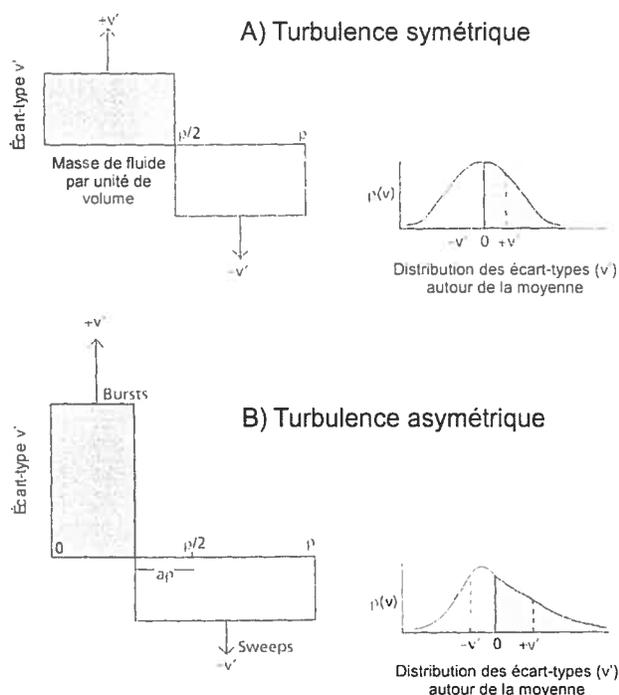
Les cisaillements sont associés aux structures turbulentes. En effet, les structures turbulentes du cycle éjection-incursion contribuent à 70 % du cisaillement de Reynolds dans la zone près du lit (Grass, 1971), alors que les fronts des structures à grande échelle semblent associés à de fortes valeurs de  $|\rho u'^2|$ . À la limite des conditions de mise en transport des particules, les fluctuations de cisaillement pourraient donc être plus utiles que le cisaillement au lit moyen qui est utilisé dans le calcul du paramètre de Shields (Ancy *et al.*, 2002).

Théoriquement, les fluctuations turbulentes, en influençant les forces agissant sur les particules et en affectant les valeurs de cisaillement au lit, devraient jouer un rôle dans l'initiation et l'entraînement des sédiments en rivière. Mais, que connaît-on vraiment du rôle de la turbulence et des structures turbulentes sur le transport de sédiments ? La prochaine section constitue une revue exhaustive des connaissances actuelles sur le rôle de la turbulence sur le transport en suspension et en charge de fond dans un écoulement unidirectionnel (chenal expérimental, rivière, estuaire).

### 1.3 QUE CONNAÎT-ON DU RÔLE DE LA TURBULENCE SUR LA DYNAMIQUE DU TRANSPORT DE SÉDIMENTS ?

#### 1.3.1 Transport en suspension

La plupart des études qui ont mis en évidence les effets de la turbulence sur le transport de sédiments se sont intéressées à la dynamique du transport en suspension. Bagnold (1966) fut probablement le premier à formuler l'hypothèse qu'il existe un lien entre la dynamique d'un écoulement turbulent près du lit et la mise en suspension de



**Figure 1.12** Diagramme illustrant la théorie de Bagnold (1966) sur la génération d'un cisaillement normal résiduel. Si la turbulence est symétrique (a), la distribution des vitesses verticales est symétrique autour de la moyenne. Par contre, si la turbulence est asymétrique (b), les fluctuations de vitesse verticale ne sont pas réparties également autour de la moyenne. Dans ce cas, il existe un flux net de momentum orienté du lit vers la surface (associé aux bursts) qui permet aux grains de se maintenir en suspension. Diagramme modifié de Leeder (1983b).

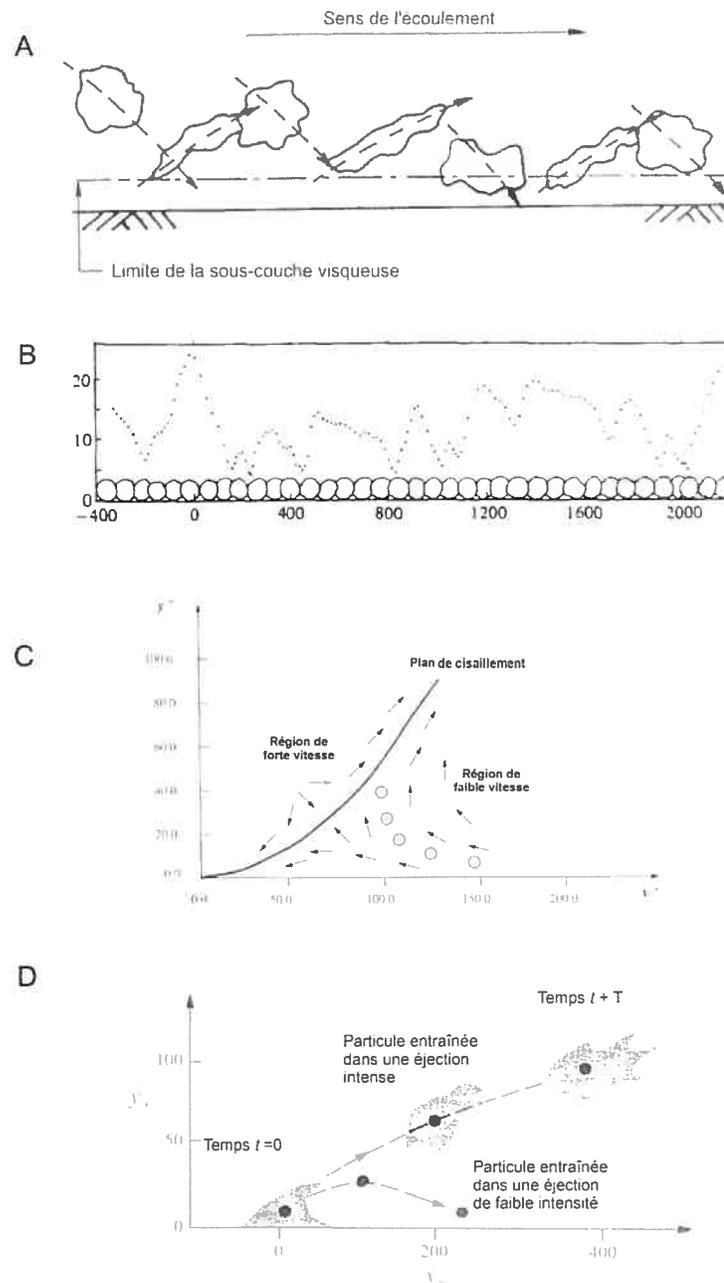
grains individuels. La théorie de Bagnold (1966) repose sur la prémisse qu'une masse de grains en suspension doit être en équilibre avec les cisaillements normaux résiduels ( $-\rho v'^2$ ) générés au lit et orientés vers la surface pour pouvoir être maintenue en

suspension. Pour ce faire, il faut que la distribution de la vitesse verticale soit caractérisée par une asymétrie positive (Figure 1.12), de manière à ce qu'il existe un flux net de momentum orienté du lit vers la surface (associé aux éjections) permettant aux grains de demeurer en suspension. Bagnold a émis l'hypothèse que le cisaillement normal résiduel est proportionnel à la magnitude de l'asymétrie. Cette asymétrie a été démontrée expérimentalement par Leeder (1983b) qui a également observé que la magnitude du cisaillement normal atteint un maximum égal à environ 30 % du cisaillement de Reynolds exercé au lit.

Sutherland (1967) fut également un des premiers à formuler un modèle du rôle de la dynamique turbulente de l'écoulement dans l'entraînement de particules individuelles. Son modèle propose que l'entraînement des particules se réalise en deux étapes : il y a d'abord l'initiation du mouvement et ensuite la suspension des grains. Il a émis l'hypothèse que l'initiation du mouvement résulte de l'intrusion dans la sous-couche visqueuse de *eddies* qui frappent directement la surface du lit (Figure 1.13a). Sa théorie veut que lors de l'impact, le cisaillement au lit augmente ou diminue, tout dépendant du sens de rotation des *eddies*, sur une zone dont la taille est comparable à celle des *eddies*. Comme la taille des tourbillons correspond à plusieurs fois celle d'un grain, plusieurs grains sont mis en transport en même temps. Bien que basée sur des observations faites en laboratoire, la théorie de Sutherland (1967) demeure très spéculative. Ce n'est qu'au cours des années 1970 que Grass (1974) établit pour la première fois un lien formel entre le mécanisme de mise en suspension des particules individuelles sur un lit sableux et les processus d'éjection près du lit (Grass, 1974; 1983). Ces observations furent confirmées par les travaux de Sumer et Oguz (1978) et Sumer et Deigaard (1981). Ces derniers ont

filmé la trajectoire près du lit de particules individuelles de différentes densités (particules légèrement, modérément ou considérablement plus denses que l'eau) maintenues en suspension dans un écoulement turbulent sur des lits lisses et rugueux. Ils ont observé que les particules sont transportées dans l'écoulement par des mouvements qui alternent vers le haut et vers le bas (Figure 1.13b). La trajectoire des particules est associée, selon Sumer et Deigaard (1981), au cycle éjection-incursion qui se manifeste près du lit. Dans un premier temps, la particule est soulevée du lit vers la surface par une éjection. L'apogée de la trajectoire de la particule correspond au moment où l'éjection semble se dissiper. Ensuite, le déplacement vers le bas de la particule semble être initié par l'incursion vers le lit d'une parcelle de fluide plus rapide. Redescendue près du lit, la particule est ensuite resoulevée dans l'écoulement par une autre éjection et le cycle recommence. Les observations de Sumer et Deigaard (1981) ont été confirmées par les expériences de visualisation en laboratoire de Nino et Garcia (1996) et Garcia *et al.* (1996) qui ont aussi montré que les particules tendent à être mises en suspension par les structures d'éjection qui naissent, de façon quasi-périodique, près du lit selon des angles de  $10^\circ$  à  $20^\circ$ . Ils ont observé qu'il existe un plan de cisaillement entre les régions de faible et de forte vitesse qui interagit avec les particules au lit de telle façon que les éjections qui se produisent en aval du plan de cisaillement induisent le soulèvement des particules (Figure 1.13c). La trajectoire d'une particule dépend de l'intensité de l'éjection et du degré d'interaction entre la particule et le plan de cisaillement (Figure 1.13d). L'intensité des éjections tend à augmenter avec le cisaillement exercé sur le lit.

Nino et Garcia (1996) ont également observé que les particules ont tendance à atteindre une plus grande élévation dans les écoulements sur lit rugueux que sur lit lisse,

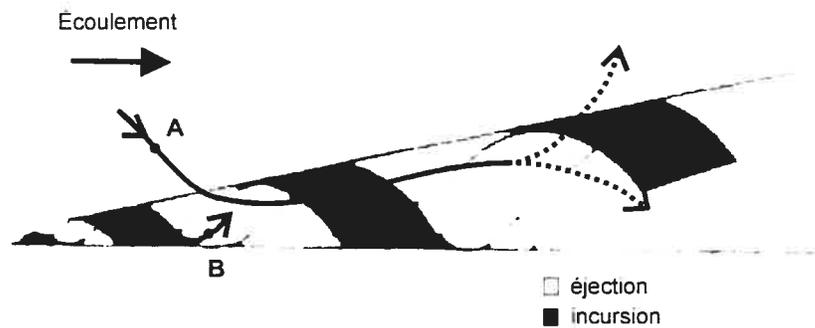


**Figure 1.13** Schématisation de l'intrusion dans la sous-couche visqueuse de *eddies* qui, selon Sutherland (1967), initie le déplacement des particules. (b) Trajectoire typique dans un écoulement turbulent d'une particule sur un lit rugueux tel que visualisé par Sumer et Deigaard (1981). La particule suit le mouvement des structures du cycle éjection-incursion. (c) Déplacement d'une particule soulevée par une éjection générée à l'aval d'un plan de cisaillement entre une région de forte et une de faible vitesse (d'après Nino et Garcia, 1995 et Garcia *et al.*, 1996). (d) Trajectoire d'une particule en fonction de l'intensité d'une éjection (d'après Nino et Garcia, 1995 et Sumer et Deigaard, 1981).

car le cisaillement au lit y est généralement plus élevé. L'importance des éjections et des incursions dans la mise en transport des sédiments en suspension s'explique par le fait qu'elles sont associées à de fortes valeurs de cisaillement de Reynolds instantané ( $-\rho u'v'$ ). Cela explique que dans leur simulation numérique (nombre de Reynolds = 2110), Marchioli et Soldati (2002) aient noté une forte corrélation entre les flux de particules se dirigeant vers la surface et les structures d'éjection et entre les flux de particules se dirigeant vers le lit et les incursions. Cao (1997) a aussi développé un modèle simplifié de l'entraînement de particules qui se base sur les structures du cycle éjection/incursion. Ils sembleraient donc que les flux de particules soient contrôlés par les mêmes structures cohérentes qui dominent le transfert de quantité de mouvement près du lit. Nino *et al.* (2003) ont d'ailleurs proposé un seuil critique pour la mise en suspension qui assume que l'entraînement des particules est causé par les éjections qui sont associées à des valeurs instantanées de cisaillement de Reynolds cinq à dix fois plus élevées que le cisaillement moyen. La valeur du seuil augmente pour les lits rugueux parce que les particules sont davantage imbriquées ou protégées du mouvement par d'autres particules. Évidemment, il s'agit d'un seuil statistique compte tenu de la notion de probabilité qui est associée à celle de fluctuation turbulente.

Suite à des expériences de visualisation en laboratoire, Kaftori *et al.* (1995) ont proposé que les vortex en forme de spirale (Figure 1.4a) constituent le mécanisme dominant de l'entraînement des particules près du lit. Ainsi, lorsqu'un vortex passe au-dessus de particules celles-ci peuvent être soulevées dans l'écoulement. Cependant, l'initiation du mouvement dépend de la taille du vortex comparativement à celle des

sédiments. Une fois soulevée dans l'écoulement, les particules ont trois possibilités : 1) elles peuvent être maintenues en suspension ou encore redescendre à cause de la gravité; 2) elles peuvent être « attrapées » par un second vortex et se déplacer avec lui vers l'aval ou 3) elles peuvent suivre le même cycle que le vortex et retourner au lit (Figure 1.14).



**Figure 1.14** Trajectoires possibles d'une particule en suspension dans un vortex en forme de spirale. La particule A est déjà en suspension alors que la B est soulevée du lit (d'après Kaftori *et al.*, 1995).

En laboratoire, les expériences ont surtout été menées pour comprendre la dynamique qui se manifeste dans la région proximale du lit. Cependant, d'autres études menées dans des chenaux expérimentaux et en milieu naturel ont montré que le rôle des structures à grande échelle était également important dans la dynamique du transport en suspension. Nezu et Nakagawa (1993) ont d'ailleurs proposé un modèle conceptuel où les deux échelles de structures turbulentes (cycle éjection-incursion et structures à grande échelle) affectent le transport en suspension (Figure 1.15). Jackson (1976) a émis l'hypothèse que les mécanismes d'éjection observés dans les écoulements de laboratoire jouent un rôle à l'échelle du transport en suspension en rivière. Son hypothèse s'appuie sur le fait que l'on retrouve une plus grande concentration de sédiments dans les bouillons à la surface de l'eau qu'ailleurs (Matthes, 1947) et que ces derniers sont dus au développement des éjections qui naissent près du lit (Figure 1.16). Lapointe (1992) fut le

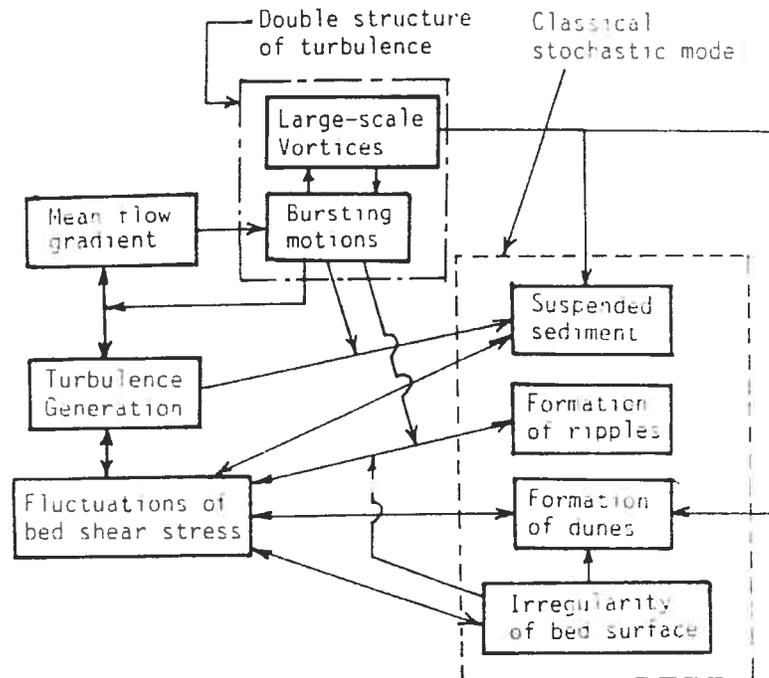


Figure 1.15 Modèle conceptuel de Nezu et Nakagawa (1993) des interactions entre les deux échelles de turbulence (cycle éjection/incursion et structures à grande échelle), le transport en suspension et la formation de formes du lit.

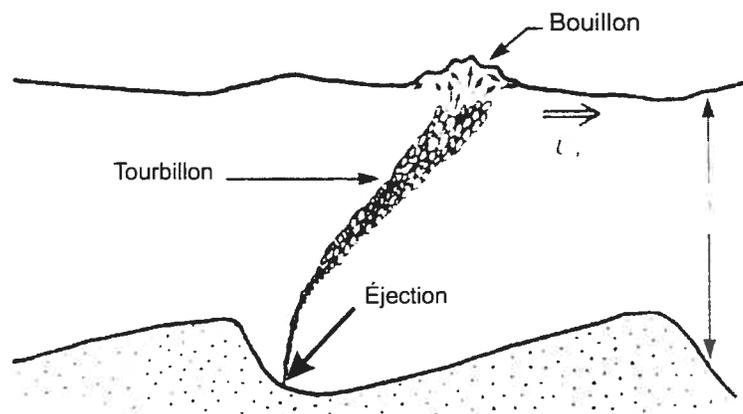
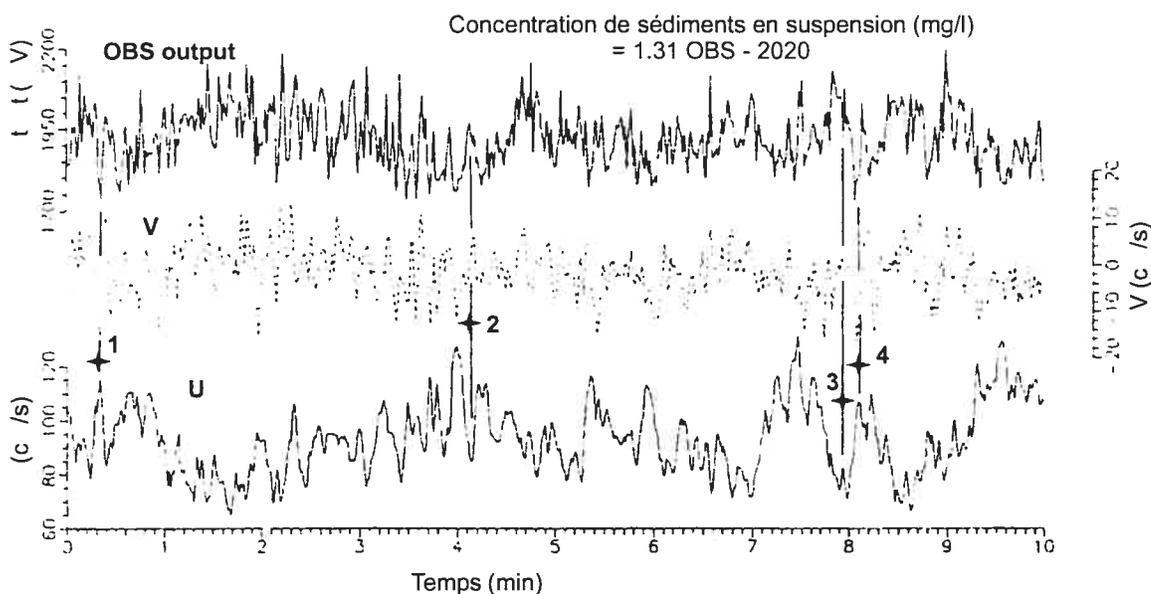


Figure 1.16 Lien entre les processus d'éjection près du lit et la présence de bouillons à la surface de l'eau selon Jackson (1976). Parce que l'on retrouve une plus grande concentration de sédiments dans les bouillons, les éjections joueraient un rôle à l'échelle du transport en suspension en rivière.

premier à établir en rivière une corrélation ( $r^2 = 0.48$ ) entre la concentration de matière en suspension mesurée à l'aide d'un turbidimètre optique (OBS) dans l'écoulement

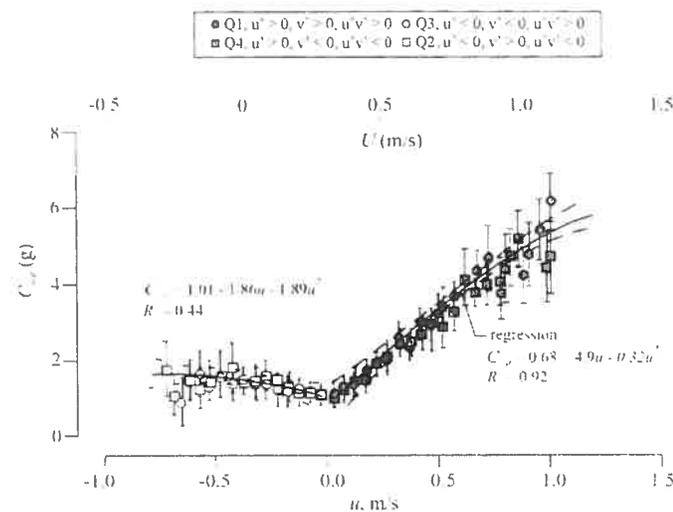
d'une rivière sableuse et le passage de structures d'éjection détectées grâce à l'enregistrement simultané avec un courantomètre électromagnétique (ECM) des vitesses longitudinale et verticale de l'écoulement (Figure 1.17). Considérant que la profondeur de l'écoulement était de 9 à 11 m et que les mesures ont été enregistrées à 1 m au-dessus du lit, il n'est pas certain que les structures détectées soient des éjections au sens strict du terme, mais plutôt des structures à grande échelle. D'ailleurs, Kawanisi et



**Figure 1.17** Séries temporelles de la concentration de sédiments en suspension et des composantes longitudinales (U) et verticales (V) de l'écoulement dans la rivière Fraser en Colombie-Britannique (Lapointe, 1992). Les événements 2 et 3 montrent l'association entre une forte concentration de sédiments en suspension et une éjection ( $u'$  négatif et  $v'$  positif). À l'inverse, les événements 1 et 4 montrent une association entre une faible concentration de sédiments et une incursion ( $u'$  positif et  $v'$  négatif).

Yokosi (1993) ont proposé que le transport en suspension soit lié à des structures à grande échelle constituées d'un amalgame de structures d'éjection. Avec un design réalisé avec le même type d'instruments que Lapointe (1992) – trois courantomètres électromagnétiques et un turbidimètre - dans une rivière qui subit l'influence des marées, ils ont observé que les fluctuations de concentration instantanée de particules en

suspension sont davantage liées au signe de  $u'$  qu'à celui de  $v'$ . En effet, les larges fluctuations positives de concentration de sédiments se produisent souvent suite à la transition d'une valeur positive à négative de vitesse longitudinale. Ces conclusions rejoignent en partie celle de Williams *et al.* (2003) qui ont noté une relation entre la vitesse longitudinale et la concentration de sédiments (Figure 1.18). La concentration en



**Figure 1.18 Relation entre la concentration de sédiments en suspension (en g/l) et la vitesse longitudinale (en m/s) pour un écoulement en milieu naturel (Williams *et al.*, 2003). La concentration de sédiments en suspension augmente proportionnellement à la vitesse. Cette relation montre donc l'importance des structures des quadrants 1 et 4 de fortes magnitudes pour la mise en suspension de particules.**

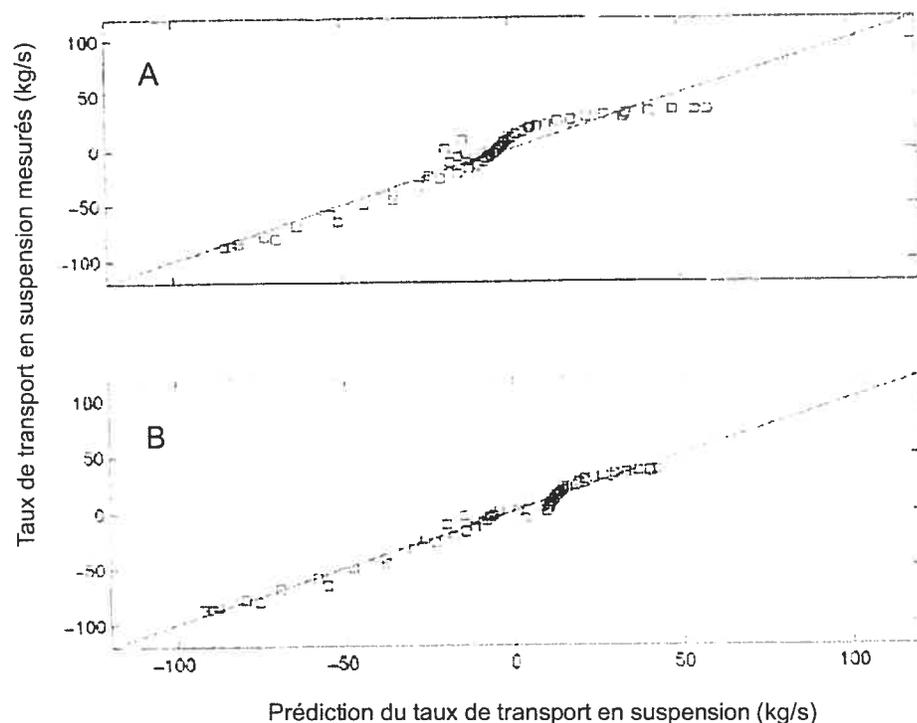
suspension augmente proportionnellement à la vitesse. Cette idée rejoint celle de Hurther et Lemmin (2003) qui, dans un chenal expérimental, ont montré l'importance des structures cohérentes (éjection-incursion) de forte magnitude sur le transport de sédiments en suspension, et ce pour toute la colonne d'eau. Les structures de forte magnitude sont présentes 30 % du temps, mais contribuent à ~ 50 % du flux vertical de sédiments. Contrairement à Williams *et al.* (2003) qui ont observé une très faible corrélation entre les cisaillements de Reynolds et la concentration de sédiments en

suspension ( $c'$ ), Hurther et Lemmin (2003) ont observé que les flux de transport sont organisés en structures cohérentes ( $c'u'$  et  $c'v'$ ) qui s'interprètent en fonction de la dynamique des éjections et des incursions.

Cependant, les structures d'éjection ou les structures à grande échelle n'expliquent pas toujours les épisodes de transport en suspension intense. En effet, Nikora et Goring (2002), qui ont mesuré dans un chenal d'irrigation à l'aide d'un ADV les composantes U et V de l'écoulement ainsi que la concentration de sédiments en suspension, n'ont pas observé de lien direct entre cette dernière et les structures d'éjection, bien que le lien soit parfois présent. Dans un chenal expérimental avec dunes fixes ( $Y \approx 20$  cm), Venditti et Bennett (2000) ont également mesuré simultanément à l'aide d'un ADV les composantes de vitesses U, V et W de l'écoulement et à l'aide d'un turbidimètre optique la concentration de sédiments en suspension (C). L'analyse cospectrale des différentes variables ( $u'-c'$ ,  $v'-c'$ ,  $w'-c'$ ) a montré qu'il n'existe pas de corrélation entre la vitesse instantanée de l'écoulement et la concentration de sédiments en suspension et ce, bien que prises séparément, les signatures spectrales de ces variables se ressemblent fortement.

Une étude de Puleo *et al.* (2003) dans la zone de déferlement d'une plage à marée haute a montré quant à elle l'importance du rôle de l'accélération du fluide sur la concentration de sédiments en suspension. Ils ont noté que, pour une vitesse de fluide constante, la charge en suspension augmente en fonction de l'accélération. Cette dynamique a également été observée par Drake et Calantoni (2001) dans leur simulation

numérique du transport en charge de fond de particules de sable dans une zone de déferlement. En intégrant une variable d'accélération dans un modèle « énergétique » fortement utilisé pour prédire les flux de transport dans la zone de déferlement (modèle B3 pour Bagnold, 1966, Bowen, 1980 et Bailard, 1981), Puleo *et al.* (2003) ont amélioré la capacité de prédiction du modèle en réduisant par près de 35 % la variabilité non expliquée par le modèle (Figure 1.19). Cependant, le rôle précis que joue l'accélération dans la dynamique du transport n'est pas totalement compris. Drake et Calantoni (2001) estime que l'accélération du fluide affecte les forces exercées au lit, notamment les forces d'entraînement et celles d'inertie, en modifiant les gradients horizontaux de pression, ce qui aurait pour effet d'affecter le transport.



**Figure 1.19 D'après Puleo *et al.* (2003). Comparaison entre les taux de transport en suspension mesurés dans la zone de déferlement d'une plage et ceux prédits par (a) le modèle B3 (voir texte) et (b) le modèle modifié pour tenir compte de l'accélération du fluide. L'ajout d'une variable d'accélération a significativement amélioré la prédiction du modèle.**

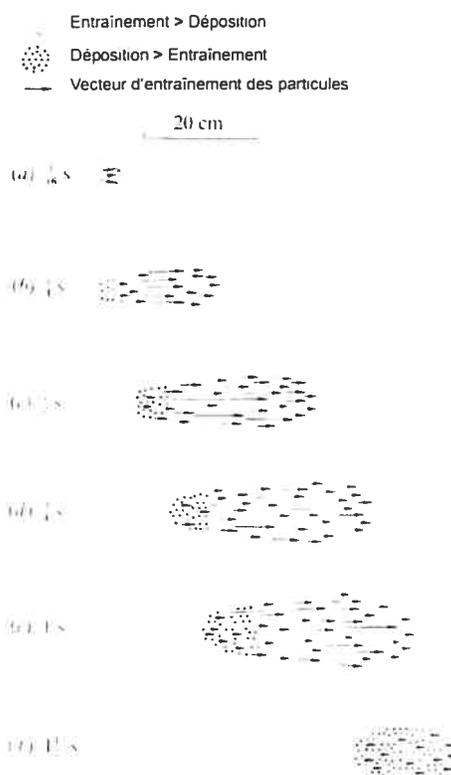
### ***1.3.2 Transport en charge de fond***

Le transport en charge de fond est la composante du transport fluvial qui se déplace par traction, roulement ou saltation i.e. qu'au cours de leur déplacement, les particules sont la plupart du temps en contact avec le lit (Gomez, 1991).

Traditionnellement, la mise en transport des sédiments en charge de fond en rivière est associée au mécanisme d'incursion vers le lit à cause des fortes valeurs de cisaillement de Reynolds auxquelles les incursions sont liées (Drake *et al.*, 1988; Best, 1993). Cependant, des études plus récentes réalisées en laboratoire (Nelson *et al.*, 1995) et sur le terrain (Thorne *et al.*, 1989; Williams *et al.*, 1989) ainsi que des simulations numériques (Hogg *et al.*, 1996; Schmeeckle et Nelson, 2003) ont plutôt montré que dans des conditions à la limite de la mise en mouvement, les particules réagissent aux fluctuations positives de vitesses longitudinales.

#### ***1.3.2.1 Lien entre le transport en traction et les incursions vers le lit***

Drake *et al.* (1988) ont publié la seule étude réalisée à ce jour dans une rivière à lit de graviers qui établisse un lien entre le transport en charge de fond et les structures d'incursion. Ils ont filmé le déplacement des sédiments à la surface du lit et observé que ceux-ci ont tendance à se déplacer en groupe. Ils ont appelé ces déplacements des « *sweep-transport events* » (Figure 1.20). Ce type d'événement débute avec l'entraînement simultané de 20 à 90 % des graviers exposés sur la surface du lit (cercle de 3 à 5 cm de diamètre) à une vitesse 1.5 à 1.8 fois plus rapide que la vitesse habituelle de déplacement des particules. Ils ont estimé que ces événements contribuent à 70 % du

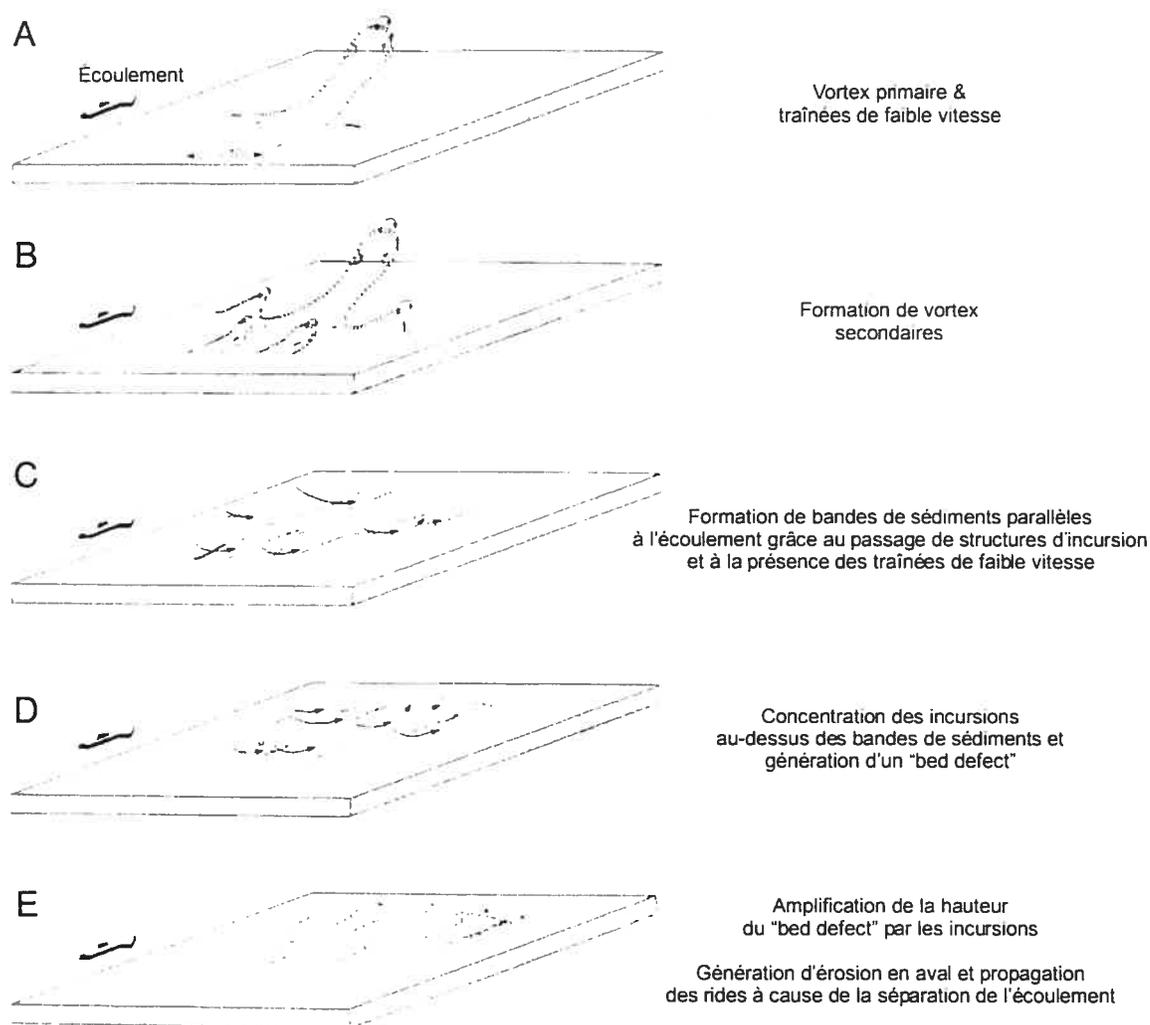


**Figure 1.20** Entraînement d'un groupe de particules selon les observations faites par Drake *et al.* (1988) dans un cours d'eau à lit de graviers. Ce type d'événement appelé "*sweep-transport event*" débute avec l'entraînement simultané de 20 à 90 % des grains exposés à la surface du lit et contribue à 70 % du taux de transport bien qu'il n'occupe que 9 % du temps.

taux de transport bien qu'ils n'occupent que 9 % du temps. Ils ont donc émis l'hypothèse que les sédiments à la surface d'un lit granuleux réagissent aux fortes valeurs instantanées de cisaillement de Reynolds qui sont associées aux incursions vers le lit. Celles-ci induisent des fluctuations de pression qui elles, mobiliseraient le déplacement des particules (Best, 1993; Hogg *et al.*, 1996). À ce moment-ci, on ne peut parler que d'une hypothèse, puisqu'aucune série temporelle de vitesses n'a été enregistrée et que par conséquent les structures d'incursion n'ont pas été formellement détectées.

Le modèle de l'entraînement des sédiments et de la formation de rides sur un lit sableux de Best (1992) repose d'ailleurs sur le postulat que les incursions vers le lit

favorisent le déplacement des particules et s'expliquent par la présence de vortex en fer à cheval qui se développent dans l'écoulement selon le modèle classique des structures du cycle éjection-incursion (Figure 1.21). Ainsi, le groupement initial des structures en forme de fer à cheval dans l'espace explique le groupement des incursions. Sachant que



**Figure 1.21** Modèle de l'entraînement des sédiments et de la formation de rides sur un lit sableux de Best (1992).

les incursions favorisent le déplacement des particules, ce modèle permet donc d'expliquer le transport groupé des grains au lit qui mène à la formation des rides. Cependant, ce modèle repose sur un postulat, celui que les incursions favorisent le

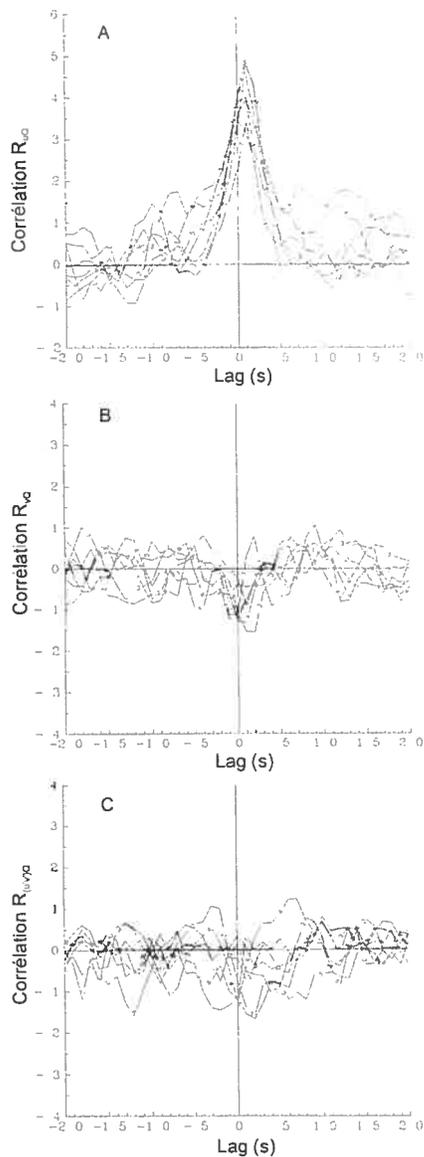
mouvement des particules, qui n'est pas vérifié et est difficilement applicable à des lits de graviers où les sédiments sont plus grossiers et beaucoup plus hétérogènes et donc plus difficilement mis en mouvement que sur un lit sableux et où les traînées à l'origine du cycle éjection-incursion n'ont pas été formellement identifiées.

En plus du mécanisme traditionnel de déplacement des particules associé aux incursions, Sechet et Le Guennec (1999ab) ont proposé que les particules individuelles près du lit puissent se mettre en mouvement suite aux éjections de fluide vers la surface. Les résultats de leur expérience réalisée en laboratoire sur un lit lisse indiquent que le temps moyen entre deux déplacements de particules en saltation correspond au temps moyen entre deux éjections, ce qui démontre selon eux que les particules au lit réagissent aux structures d'éjection. Bien qu'ils n'aient pas mesuré de manière simultanée les déplacements de particules et les vitesses de l'écoulement, les éjections constituent selon eux le mode dominant de mise en transport, bien qu'ils ne réfutent pas l'idée que certaines particules réagissent davantage aux incursions.

Sumer *et al.* (2003) ont également émis l'hypothèse que le transport groupé des particules puisse s'expliquer par la structure turbulente de l'écoulement. En laboratoire, ils ont étudié le transport en charge de fond en aval d'obstacles (cylindre et grilles) générant une turbulence additionnelle dans l'écoulement. Cependant, pas plus que Drake *et al.* (1988) ou Sechet et Le Guennec (1999ab), ils n'ont mesuré les flux de transport simultanément aux vitesses. Cependant, ils estiment que l'augmentation du cisaillement moyen au lit est corrélée avec l'augmentation du taux de transport.

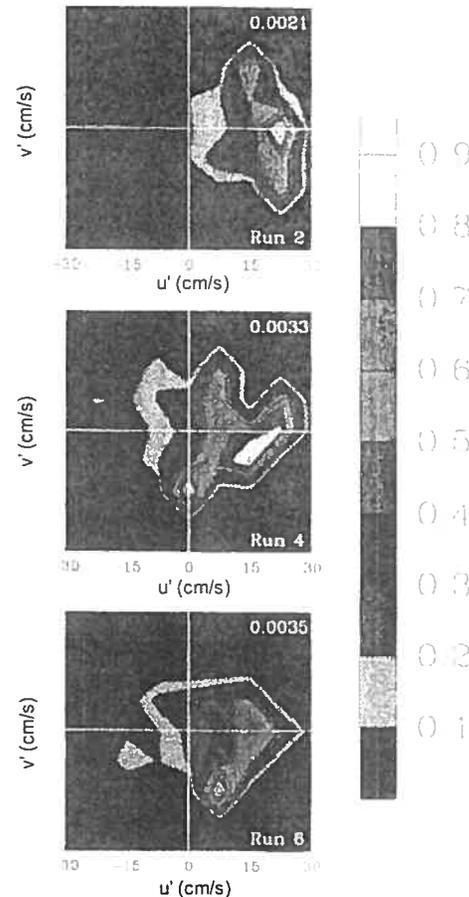
### 1.3.2.2 Lien entre le transport en traction et les fluctuations de vitesse positives

Dans quelle mesure les fluctuations dans les valeurs de cisaillements de Reynolds ( $-\rho u'v'$ ) associées au passage des structures d'incursion peuvent expliquer à elles seules la nature intermittente du transport en charge de fond ? Il semble que la variabilité dans les valeurs de cisaillement de Reynolds ne joue qu'un rôle limité dans le transport en traction des sédiments. En effet, les résultats des travaux de Nelson *et al.* (1995) réalisés dans un chenal expérimental à lit graveleux montrent qu'il existe une forte corrélation entre les flux de sédiments en charge de fond et les fluctuations de vitesse longitudinale ( $u'$ ) près du lit, alors que les corrélations entre la vitesse verticale ( $v'$ ) et les flux de sédiments ainsi qu'entre le cisaillement de Reynolds et les flux de sédiments sont plutôt faibles (Figure 1.22). De telles corrélations ont également été observées par Williams *et al.* (1989) et Thorne *et al.* (1989) dans un estuaire et par Sterk *et al.* (1998) et Bauer *et al.* (1998) dans un environnement éolien. On comprendra que pour chacune de ces études, les vitesses longitudinales et verticales ainsi que les flux de transport ont été enregistrés simultanément. Les épisodes de transport ne sont donc pas seulement associés aux structures du quadrant 4 ( $u' > 0$  et  $v' < 0$ ), mais également à celles du quadrant 1 ( $u' > 0$  et  $v' > 0$ ). Si les incursions déplacent davantage de sédiments ce n'est finalement que parce qu'elles occupent une plus grande proportion de temps que les structures du quadrant 1, qui ont, elles aussi, une composante de vitesse longitudinale positive (Figure 1.23) (Thorne *et al.*, 1989; Nelson *et al.*, 1995). En effet, dans les couches-limites turbulentes, il est un fait établi que les structures des quadrants 2 et 4 (éjection/incursion) occupent proportionnellement plus de temps ( $\sim 60\%$ ) que celles des quadrants 1 et 3 ( $\sim 40\%$ ) (par ex. : Lu et Willmarth, 1973; Best, 1993; Roy *et al.*, 1996a;



**Figure 1.22** Corrélations de (a)  $u$ , (b)  $v$  et (c)  $u'v'$  avec le flux de sédiments ( $Q$ ). Chaque courbe représente une série d'expériences différentes (Nelson *et al.* 1995).

Buffin-Bélanger et Roy, 1998). Il appert cependant que la durée ainsi que la magnitude des structures turbulentes influencent les taux de transport puisque les événements rares de forte magnitude et de longue durée sont très importants pour mobiliser et déplacer les particules en charge de fond (Nelson *et al.*, 1995; Schmeeckle et Nelson, 2003).



**Figure 1.23** Taux de transport moyen par intervalle de 0.1 s associé aux différents quadrants et normalisé de façon à avoir une valeur maximale de 1 (Nelson *et al.*, 1995). Les trois graphiques représentent chacun une série d'expériences. Il existe donc un lien entre les structures des quadrants 1 et 4 et le transport en charge de fond.

Cependant, si les événements de transport sont associés à des fluctuations de vitesses positives, il semble que les cisaillements de Reynolds jouent un rôle négligeable dans la mobilisation des sédiments. Sinon, il devient difficile d'expliquer que les structures turbulentes du quadrant 1, qui ont une contribution au cisaillement négative, puissent mobiliser des particules. Compte tenu que les cisaillements de Reynolds semblent mal expliquer la mobilité des particules, Clifford *et al.* (1991) et Papanicolaou *et al.* (2001) ont émis l'hypothèse que ce sont les cisaillements normaux ( $-u'^2$ ) qui jouent un rôle important dans la mise en transport des sédiments. Cependant, bien que

les valeurs absolues maximales et moyennes des cisaillements normaux soient plus importantes que celles des cisaillements de Reynolds (Papanicolaou *et al.*, 2001), personne, à notre connaissance, n'a publié de données qui montrent une corrélation entre les flux de transport en charge de fond et les cisaillements normaux. Cette hypothèse implique que les forces d'entraînement, qui sont corrélées avec la vitesse longitudinale, soient les plus importantes pour la mobilisation des particules au lit (Ancey *et al.*, 2002). Ceci est aussi compatible avec les conclusions de Nelson *et al.* (2001) qui ont montré que, sur un lit de graviers, les forces d'entraînement sont largement supérieures aux forces de soulèvement.

Compte tenu que les sédiments réagissent davantage aux vitesses longitudinales plus rapides que la vitesse moyenne, il est possible de penser que leurs périodes de déplacement correspondent à celles du passage des fronts de forte vitesse des structures à grande échelle. D'ailleurs, Dinehart (1999) a observé dans une rivière graveleuse que les pulsations de vitesse rapide enregistrées simultanément à plusieurs hauteurs au-dessus du lit sont associées visuellement à un soulèvement rapide, presque vertical des graviers. L'idée que le transport puisse être associé aux passages de structures à grande échelle a également été soulignée dans la littérature sur le transport éolien par saltation (Bauer *et al.*, 1998; Sterk *et al.*, 1998).

Les défis techniques auxquels nous sommes confrontés lorsque vient le temps de mesurer les taux de transport en charge de fond à une échelle temporelle comparable à celle de la turbulence expliquent en grande partie pourquoi aussi peu d'études ont été réalisées jusqu'à ce jour sur le rôle des structures turbulentes dans la mise en transport

des sédiments en rivière à lit de graviers. La prochaine section constitue donc une courte revue des principales méthodes d'échantillonnage de la charge de fond en rivière à lit graveleux.

#### ***1.4 MÉTHODES DE MESURES DU TRANSPORT EN CHARGE DE FOND***

Il existe différentes méthodes qui permettent de mesurer les taux de transport de sédiments en charge de fond. Le tableau 1.1 présente les principaux avantages et inconvénients de quelques-unes des techniques les plus fréquemment utilisées (Helley-Smith, détecteur magnétique, trappe à sédiments, méthode acoustique et caméra vidéo). Les Helley-Smith fonctionnent selon le principe de la pression différentielle et ont été conçus pour échantillonner les sables grossiers et les petits graviers (taille de 2 à 10 mm) dans des cours d'eau où la vitesse moyenne peut être aussi élevée que 3 m/s (Helley et Smith, 1971; Emmett, 1980). Ce système ne permet cependant pas de mesurer les flux de transport à des échelles comparables à celle de la turbulence ni de retracer le comportement de particules individuelles. Afin de mesurer le transport en continu, il est possible d'utiliser un système employant un détecteur inséré sous le lit qui enregistre le passage de particules magnétisées sur le lit. Les détecteurs magnétiques ont l'avantage de permettre un échantillonnage en continu à haute résolution temporelle (de 2 à 100 Hz selon les modèles). Cependant, ils ont le désavantage de nécessiter des particules naturellement magnétisées ou l'insertion de particules artificiellement magnétisées sur le lit. Ils ont aussi l'inconvénient d'être en interférence avec d'autres instruments qui génèrent des champs magnétiques tels que les courantomètres électromagnétiques.

**Tableau 1.1 Avantages et inconvénients des principales méthodes permettant la quantification de la charge de fond.**

<b>Méthode</b>	<b>Avantages</b>	<b>Inconvénients</b>	<b>Références<sup>1</sup></b>
Helley-Smith	<ul style="list-style-type: none"> <li>- portatif</li> <li>- simple et abordable</li> <li>- efficacité de l'échantillonneur élevée</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- ne mesure pas en continu</li> <li>- fréquence d'échantillonnage relativement faible</li> <li>- efficacité variable</li> </ul>	Helley et Smith (1971) Emmett (1980)
Traceurs magnétiques	<ul style="list-style-type: none"> <li>- mesure en continu</li> <li>- fréquence d'échantillonnage peut être très élevée (jusqu'à 100 Hz)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- nécessite particules naturellement magnétisées ou insertion de particules magnétisées sur le lit</li> <li>- interférence avec champ magnétique (ex. ECM)</li> </ul>	Ergenzinger et Conrady (1982) Reid <i>et al.</i> (1984) Tunnicliffe <i>et al.</i> (2000)
Trappes à sédiments (Birkbeck)	<ul style="list-style-type: none"> <li>- mesure en continu</li> <li>- fréquences d'échantillonnage variables</li> <li>- affecte peu l'écoulement</li> <li>- efficacité de l'échantillonneur élevée</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- pas une fréquence d'échantillonnage comparable à celle de la turbulence</li> <li>- installation permanente</li> <li>- sensible aux fluctuations de température</li> <li>- sensible aux fluctuations de niveaux d'eau</li> <li>- ne permet pas le suivi de particules individuelles</li> </ul>	Reid <i>et al.</i> (1980) Lewis (1991) Powell <i>et al.</i> (1999) Garcia <i>et al.</i> (2000) Sear <i>et al.</i> (2000) Habersack <i>et al.</i> (2001)
Méthode acoustique (SGN)	<ul style="list-style-type: none"> <li>- mesure en continu à des fréquences élevées</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- nécessite calibrage complexe avec sédiments du site</li> <li>- ne permet pas le suivi de particules individuelles</li> </ul>	Heathershaw et Thorne (1985) Thorne <i>et al.</i> (1989) Williams <i>et al.</i> (1989)
Caméras vidéos	<ul style="list-style-type: none"> <li>- mesure en continu</li> <li>- permet suivi de particules individuelles</li> <li>- fréquence des images élevée</li> <li>- portatif</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- nécessite eau claire</li> <li>- traitement des images pour la quantification du transport</li> </ul>	Drake <i>et al.</i> (1988) Whiting <i>et al.</i> (1988) Williams (1990) Dinehart (1999)

<sup>1</sup>Les références traitent d'une utilisation en milieu naturel. Il ne s'agit en aucun cas d'une liste exhaustive.

Les trappes à sédiments quant à elles sont spécifiquement conçues pour intercepter les sédiments qui se déplacent en contact avec le lit, soit par roulement, glissement ou saltation. Elles ont l'avantage de peu modifier l'écoulement et de donner des résultats relativement précis. Reid *et al.* (1980) ont apporté une modification majeure aux traditionnelles trappes à sédiments en y installant au fond un système de pesée qui permet l'enregistrement en continu du poids des sédiments accumulés au fond de la trappe. On appelle ce système la trappe Birkbeck. Cependant, bien que l'enregistrement soit continu, la fréquence d'échantillonnage n'est pas suffisamment élevée pour que celui-ci se fasse à l'échelle des fluctuations turbulentes.

Heathershaw et Thorne (1985) et Thorne *et al.* (1989) ont développé en milieu naturel une technique acoustique qui permet de quantifier à haute résolution temporelle les flux de transport de graviers au lit en enregistrant à l'aide d'un hydrophone le bruit généré par la collision des particules en mouvement (*self-generated noise* ou SGN). Il a été montré que le pic de fréquence dans le spectre du signal de SGN est inversement proportionnel au diamètre des particules en mouvement et que l'intensité du bruit est proportionnelle à la masse des particules en mouvement. Les flux de transport peuvent être estimés puisqu'il existe une relation entre l'intensité acoustique mesurée par l'hydrophone et le flux de transport. Cependant, puisque l'intensité du signal est affectée par la taille, la forme, la minéralogie et la vitesse d'impact des particules (Thorne, 1986; Rouse, 1994), il est nécessaire de toujours calibrer l'hydrophone en utilisant les sédiments du site étudié. La calibration est complexe et doit être réalisée dans un chenal expérimental à l'aide d'un appareillage qui permet de contrôler les flux de transport (Rouse, 1994). Compte tenu de l'effet de la taille et de la forme des sédiments sur le signal acoustique, cette méthode est difficilement applicable dans les milieux où les particules sont fortement hétérométriques. D'ailleurs, le calibrage de l'équipement n'est pas le seul problème associé à l'utilisation de cette technique. Il semblerait que le bruit enregistré ne soit pas seulement le résultat de la collision des particules entre elles, mais serait également en partie dû à la turbulence à proximité du lit et du courantomètre (Clifford *et al.*, 1991). Dans un chenal expérimental, Richards et Milne (1979) ont observé une relation positive entre le bruit acoustique et le débit et ce, même en l'absence de sédiment au lit.

Finalement, les caméras vidéos ont été fréquemment employées en laboratoire pour étudier les conditions de mise en mouvement des sédiments et la dynamique du transport en suspension de particules individuelles (par ex. : Sumer et Deigaard, 1981; Garcia *et al.*, 1996; Nino et Garcia, 1996; Ha et Chough, 2003) et celle du transport en charge de fond, notamment par saltation (Nino et Garcia, 1994; Nelson *et al.*, 1995; Papanicolaou *et al.*, 1999; 2001; Sechet et Le Guennec, 1999ab; Brasington *et al.*, 2000). Bien que cette utilisation ne soit pas très répandue, les caméras vidéos ont aussi été employées pour étudier le transport de sédiments en charge de fond en milieu naturel (par ex. : Drake *et al.*, 1988; Whiting *et al.*, 1988; Williams, 1990; Dinehart, 1999). Avec un design expérimental comparable à ceux utilisés en laboratoire, Drake *et al.* (1988) ont filmé le mouvement de petits graviers dans une rivière à l'eau claire de 6.5 m de large et 0.35 m de profondeur du Wyoming. L'analyse des films leur a permis de décrire et d'analyser les modes de mise en mouvement (roulement, soulèvement et impact avec d'autres particules) et de transport des particules (saltation, roulement et glissement), en plus de leur permettre d'étudier le déplacement groupé des particules. Tant en laboratoire qu'en milieu naturel, les informations les plus fréquemment soutirées de l'analyse des films sont la distance de déplacement des particules (tant horizontale que verticale) (Drake *et al.*, 1988; Williams, 1990; Nino et Garcia, 1994; Sechet et Le Guennec, 1999ab; Papanicolaou *et al.*, 1999), la vitesse des particules en transport (Drake *et al.*, 1988; Williams, 1990; Nino et Garcia, 1994), la durée des événements de transport (Williams, 1990; Nino et Garcia, 1994), l'intervalle de temps entre deux événements consécutifs (Williams, 1990; Sechet et Le Guennec, 1999ab) et les flux de transport (Drake *et al.*, 1988; Nelson *et al.*, 1995).

### ***1.5 CONCLUSION***

Depuis les travaux pionniers de la première génération de chercheurs à s'être intéressée au cours des années '60 et '70 aux effets de la turbulence sur le transport de sédiments, notamment Bagnold, Sutherland et Grass, d'importants progrès ont été réalisés dans notre compréhension de ces mécanismes, en particulier au niveau du transport en suspension. Avec le temps, les instruments de mesure se sont raffinés, ce qui a permis de mesurer simultanément les vitesses de l'écoulement et les flux de transport de sédiments. Par contre, les études ont été pratiquement toutes réalisées en laboratoire dans des chenaux expérimentaux. Ainsi, très peu d'études ont été réalisées en rivière (Drake *et al.*, 1988; Lapointe, 1992; Kawanisi et Yokosi, 1993) et ce, malgré l'importance de ces interactions dans la dynamique fluviale. Ceci est dû à la difficulté en milieu naturel d'enregistrer les fluctuations dans le transport de sédiments, notamment en charge de fond, à une échelle comparable à celle de la turbulence.

## 2. PROBLÉMATIQUE ET MÉTHODOLOGIE

---

### 2.1 PROBLÉMATIQUE ET OBJECTIFS

Bien que la compréhension des interactions entre les différentes composantes d'un écoulement turbulent soit essentielle pour bien comprendre la dynamique fluviale, il n'existe toujours pas dans la littérature scientifique de consensus sur le rôle des structures turbulentes sur la mobilisation des sédiments au lit d'une rivière à lit de graviers. Est-ce que les structures d'incursion, comme le pensaient Drake *et al.* (1988), constituent le mécanisme dominant qui explique la mobilisation groupée des particules ? Ou est-ce plutôt les fluctuations de vitesse positive près du lit comme l'ont constaté Nelson *et al.* (1995) dans un chenal expérimental à lit graveleux ? Dans leur expérience, Drake *et al.* (1988) n'ont mesuré aucune vitesse de façon concomitante à la mesure du transport. Les structures d'incursion n'ont donc pas été détectées quantitativement dans une série temporelle de vitesse. Ils ont interprété leurs résultats en présumant de l'importance des structures d'incursion dans la mobilisation des particules, mais à la lumière des résultats d'études plus récentes (par ex. : Thorne *et al.*, 1989; Nelson *et al.*, 1995; Sterk *et al.*, 1998), il est juste de croire que cette interprétation n'est pas entièrement justifiée. Bien sûr, l'étude de Drake *et al.* (1988) est la seule qui fut réalisée en rivière à lit de graviers et il n'est pas clair que les résultats des études réalisées en laboratoire ou dans des environnements naturels différents (estuaire, environnement éolien) puissent s'appliquer directement aux écoulements complexes des rivières naturelles. Le fait qu'aussi peu d'études aient été réalisées sur le sujet révèle clairement qu'il est difficile d'établir des liens entre la turbulence et le transport de sédiments,

notamment en charge de fond. Ceci, entre autres, parce qu'il existe des défis techniques importants associés à la mesure du transport à l'échelle des fluctuations turbulentes.

En rivière à lit graveleux, on a observé la présence de structures à grande échelle de l'écoulement (Kirkbride et Ferguson, 1995; Ferguson *et al.*, 1996; Dinehart, 1999; Buffin-Bélanger *et al.*, 2000ab; Roy *et al.*, 2004). À cause de leur taille et de leur importance dans la dynamique du transfert de quantité de mouvement (Buffin-Bélanger *et al.*, 2000a; Liu *et al.*, 2001), ces structures relancent l'intérêt d'étudier le rôle des structures turbulentes sur la mobilisation au lit des rivières. Il est ainsi possible d'émettre l'hypothèse que la macro-turbulence puisse expliquer une grande partie de la variabilité temporelle du transport en charge de fond à une échelle allant de quelques secondes à plusieurs minutes. Les fronts de forte vitesse des structures à grande échelle pourraient expliquer pourquoi les structures des quadrants 1 et 4 déplacent davantage de particules (Thorne *et al.*, 1989; Nelson *et al.*, 1995; Sterk *et al.*, 1998) que celles des autres quadrants. Si son rôle se confirme dans la mobilisation des particules en charge de fond, la macro-turbulence pourrait également valider l'hypothèse de Clifford *et al.* (1991) et de Papanicolaou *et al.* (2001) qui estiment que les cisaillements normaux jouent un rôle déterminant dans la mise en transport des sédiments. Il est clair cependant que la macro-turbulence ne pourra jamais expliquer totalement la variabilité temporelle dans les flux de transport, car d'autres facteurs interviennent tels que la variabilité dans la disponibilité des sédiments, notamment lorsque les sédiments sont hétérométriques, la forme des particules et leur niveau d'imbrication.

Cependant, les structures à grande échelle n'ont jamais été formellement observées en présence de transport en charge de fond en rivière. Seul Dinehart (1999) a observé que les pulsations de vitesse enregistrées simultanément à plusieurs hauteurs au-dessus du lit semblaient associées visuellement à un soulèvement rapide des graviers. Jusqu'à présent, la présence de structures à grande échelle a été notée dans des écoulements où la vitesse moyenne se situe entre 30 et 70 cm/s, ce qui est insuffisant dans bien des milieux pour mobiliser le lit.

De cette problématique découle trois objectifs. Le premier est d'étudier la structure de l'écoulement en présence de transport en charge de fond. La question est de savoir si les caractéristiques observées dans les écoulements sur lit de graviers en l'absence de transport demeurent lorsqu'il y a du transport et que l'intensité turbulente augmente. Il s'agit autant des caractéristiques de l'écoulement en tant que tel (par ex. : distribution de vitesses, spectres de puissance) que de celles des structures turbulentes individuelles (par ex. : taille, fréquence, durée, cohérence spatiale et temporelle). Le second objectif est de développer une technique qui permette d'étudier le transport particulaire dans un cours d'eau à lit de graviers à l'échelle des fluctuations turbulentes afin de tirer des informations quantitatives sur la mobilisation des particules. Ceci est nécessaire pour répondre au dernier objectif qui est de tenter d'établir un lien entre les structures macro-turbulentes et le transport particulaire dans une rivière à lit graveleux.

## 2.2 MÉTHODOLOGIE

Pour répondre à ces objectifs, un design expérimental permettant de mesurer simultanément les composantes longitudinale et verticale de l'écoulement et le transport en charge de fond a été développé pour une rivière à lit de graviers.

### 2.2.1 Site à l'étude

Le site à l'étude est une section rectiligne de la rivière Eaton-Nord située dans la municipalité de comté de Newport près du hameau de New Mexico en Estrie au sud-est de Montréal (Figure 2.1). Le substrat à la surface du lit a l'avantage d'être composé de graviers hétérométriques peu triés (coefficient de tri = 1.2) pouvant être facilement mis en mouvement ( $D_{50} \approx 10$  mm) et de contenir une faible proportion de sable (< 5 %), permettant à l'eau d'être relativement claire lors des périodes de mouvement en charge de fond. Le coefficient de tri est défini par :  $(D_{84} - D_{16})/4 + (D_{95} - D_5)/6.6$  où  $D_x$  représente le diamètre des particules du  $x^e$  percentile obtenu à partir de la distribution de la taille, en unités  $\phi$ , des particules au lit (Folk, 1974). De plus, la surface du lit est peu imbriquée, ce qui assure une bonne mobilité des particules. La profondeur d'eau (Y) dans la zone étudiée est de 52 cm et la vitesse moyenne de l'écoulement est de 1.36 m/s. Ces conditions hydrauliques sont suffisantes pour mobiliser le lit bien que le niveau d'eau était largement inférieur au niveau plein bord. L'écoulement est très turbulent (nombre de Reynolds > 500 000) et surcritique (nombre de Froude = 1.25).

### 2.2.2 Instrumentation

Pour détecter les structures à grande échelle, il est nécessaire de mesurer les vitesses de l'écoulement à diverses hauteurs au-dessus du lit. Les vitesses ont été mesurées à l'aide de courantomètres électromagnétiques Marsh McBirney (ECM). Un

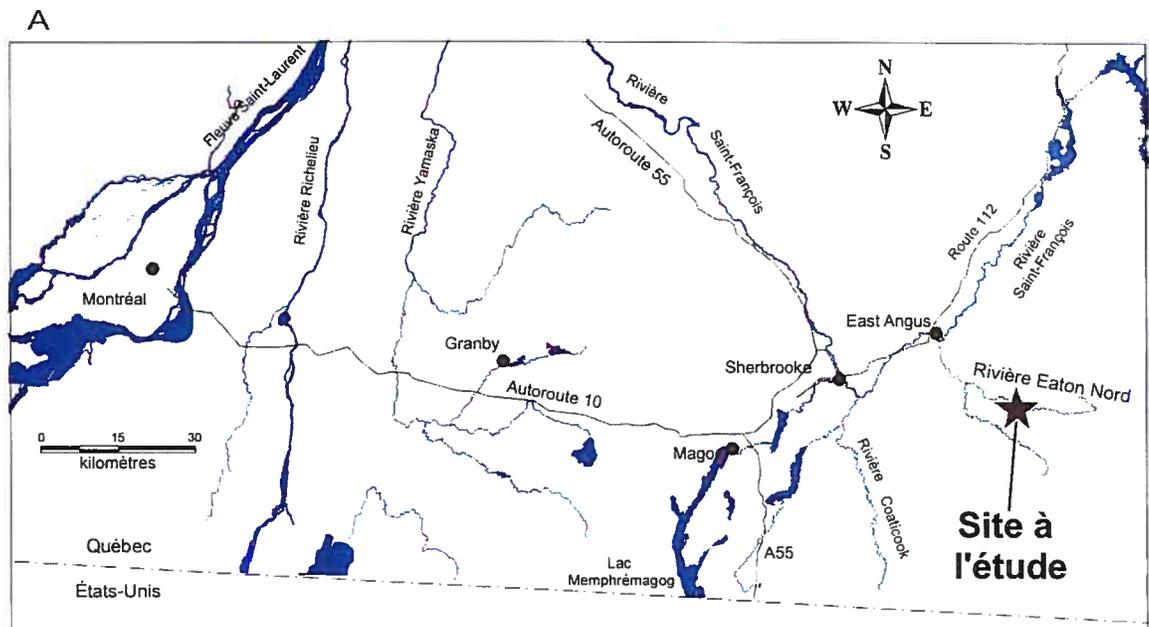


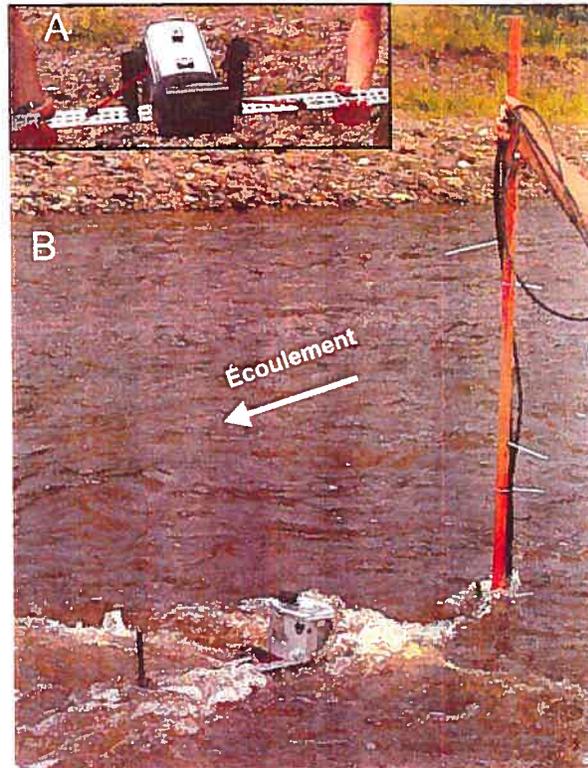
Figure 2.1 (a) Localisation de la rivière Eaton-Nord et (b) vue vers l'amont du site à l'étude près de New Mexico en Estrie.

accumulateur de données (*datalogger*) relié aux ECMs enregistre en continu à une fréquence de 20 Hz les composantes longitudinale et verticale de vitesses de l'écoulement. Pour réduire le bruit dans les hautes fréquences, les ECMs contiennent un filtre résistance-capaciteur (RC) et un temps de réponse de 0.05 s. La fréquence de la demi-variance est de 3.18 Hz. L'intérêt des ECMs est qu'il est possible d'employer plusieurs de ces instruments en même temps et de les déployer sur un profil vertical et/ou longitudinal afin d'obtenir des mesures simultanées de vitesses à divers endroits dans l'écoulement. De plus, à cause de leur faible taille (le diamètre de la sonde est de 13 mm), ces courantomètres affectent peu l'écoulement.

Il existe de nombreux défis techniques associés à la mesure en rivière du transport en charge de fond à une échelle comparable à celle de la turbulence. Ainsi, bien que plusieurs méthodes existent pour mesurer le transport en charge de fond (voir la recension des principales méthodes à la section 1.4), elles sont peu nombreuses à pouvoir être employées dans une étude cherchant à cerner le rôle de la turbulence sur le transport sédimentaire (voir le Tableau 1.1). Pour quantifier le transport en charge de fond dans une rivière à lit de gravier, notre choix s'est arrêté sur l'utilisation d'une caméra vidéo. Dans le contexte de cette étude, l'utilisation d'une caméra vidéo a l'avantage certain de permettre d'étudier les trajectoires de particules individuelles à des échelles comparables à celles de la turbulence (Hardisty, 1993) puisque la caméra enregistre des images à une fréquence de 30 Hz. La caméra employée est de marque Sony (modèle DCR-TV18) et peut être submergée car elle est protégée par un boîtier étanche (de marque Amphibico).

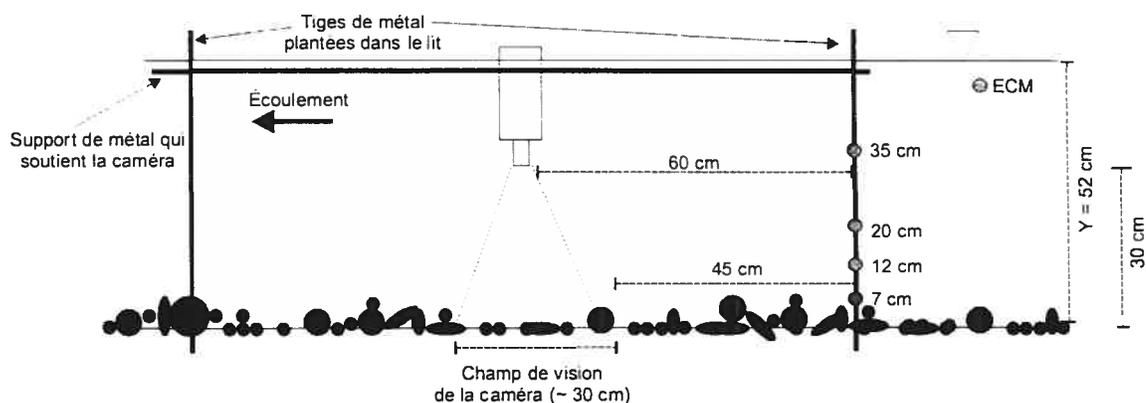
### 2.2.3 Design expérimental

Le design expérimental repose sur l'utilisation simultanée de quatre ECMs pour l'enregistrement des vitesses et de la caméra vidéo pour celui du transport. Les ECMs ont été fixés sur une tige de bois et alignés sur une verticale de manière à être positionnés respectivement à 7, 12, 20 et 35 cm au-dessus du lit (soit une profondeur relative  $y/Y$  de respectivement  $0.13Y$ ,  $0.23Y$ ,  $0.38Y$  et  $0.67Y$ ) afin d'obtenir un profil de vitesse. Cependant, la qualité des données acquises avec le ECM situé à 12 cm au-dessus du lit n'étaient pas suffisante pour permettre de l'inclure dans les analyses. Les détails sur la qualité des données seront présentés à la section 2.2.4.1.1. Ainsi, seules les données provenant des courantomètres situés à 7, 20 et 35 cm au-dessus du lit serviront aux analyses détaillées. Le ECM situé le plus près du lit était à 7 cm au-dessus du lit.



**Figure 2.2 (a) Photo de la caméra vidéo dans son boîtier étanche fixé à la tige de métal qui le soutient au-dessus de l'écoulement et (b) photo du design expérimental où l'on peut voir la tige des ECMs en amont et la caméra en aval.**

Cette hauteur a été choisie pour ne pas que le signal de vitesses ne soit contaminé par la présence du lit (un ECM a un volume d'échantillonnage de 2.5 à 3 fois son diamètre), mais également pour ne pas que les particules qui se déplacent par saltation ne frappent le ECM et l'endommagent. Pour solidifier l'installation et réduire les possibles vibrations des ECMs soumis à un très fort courant, la tige de bois a été attachée à une tige de métal qui était enfoncée dans le lit (Figure 2.2b). Sur la figure 2.2b, on note qu'une zone de recirculation se développe à l'aval de la tige de bois. Cependant, compte tenu de la profondeur de l'eau, cela ne devrait pas affecter l'écoulement près du lit. Par contre, cette dynamique risque de modifier la structure de l'écoulement près de la surface de l'eau. La caméra a été fixée à un support de métal (Figure 2.2a) lui-même



**Figure 2.3** Design expérimental déployant quatre ECMs alignés sur une verticale pour quantifier les structures turbulentes à grande échelle et une caméra vidéo pour enregistrer le déplacement des particules au lit. Les mesures de vitesses et de transport sont synchronisées grâce à l'horloge interne de l'accumulateur de données des ECMs et à celle de la caméra.

attaché à chacune de ces deux extrémités à une tige de métal plantée dans le lit de façon à ce que la caméra puisse filmer la trajectoire des particules vue d'en haut (Figure 2.3). La distance entre le lit et la lentille de la caméra est de 30 cm. L'intrusion de la caméra vidéo dans l'écoulement modifie de façon significative la dynamique de l'écoulement à la surface de l'eau en générant des vagues en amont (Figure 2.2b). Cependant, ceci ne semble pas affecter la dynamique du transport de sédiments au lit dans la zone étudiée.

En effet, l'analyse du film n'a pas permis d'identifier des zones de surcreusement ou des patterns périodiques de transport pouvant s'expliquer par la modification de l'écoulement à la surface. La caméra était suffisamment éloignée du lit (30 cm) et la profondeur d'eau suffisante pour que les modifications de l'écoulement à la surface n'affectent pas le transport au lit. La caméra vidéo est située 60 cm (1.15 Y) en aval des ECMs et enregistre le déplacement des sédiments sur le lit sur une surface d'une taille approximative de  $600 \text{ cm}^2$  (30 x 20 cm). La distance entre les ECMs et le début du champ de vision de la caméra est donc approximativement de 45 cm. Sachant que la vitesse moyenne de l'écoulement près du lit est de 1 m/s, il est possible d'estimer le temps que prend l'écoulement pour franchir la distance entre les vélocimètres et le champ de vision de la caméra, soit environ 0.45 s en moyenne. La distance entre les ECMs et la caméra vidéo se justifie en partie par la taille des structures à grande échelle. De plus, elle permet d'éviter l'interférence entre les ECMs et la mise en transport. En effet, Roy *et al.* (2004) ont noté que la taille moyenne de ces structures dans le sens longitudinal de l'écoulement correspond à 2-6 Y. Si on postule que cette mesure s'applique à un écoulement rapide ( $> 1 \text{ m/s}$ ) en présence de transport de sédiments au lit, on estime donc qu'à une distance de 1.15 Y les structures détectées aux ECMs persistent encore jusqu'à la zone où le transport est observé.

Pour synchroniser les mesures de vitesses et de transport, l'heure de la caméra vidéo a été synchronisée à celle de l'accumulateur de données des ECMs. La synchronisation est précise à moins d'une demi-seconde. Compte tenu de l'échelle des structures macro-turbulentes que l'on croit présentes dans l'écoulement, cette précision

semble suffisante. L'enregistrement des données s'est fait en continu pendant 10 minutes.

#### ***2.2.4 Traitement des données***

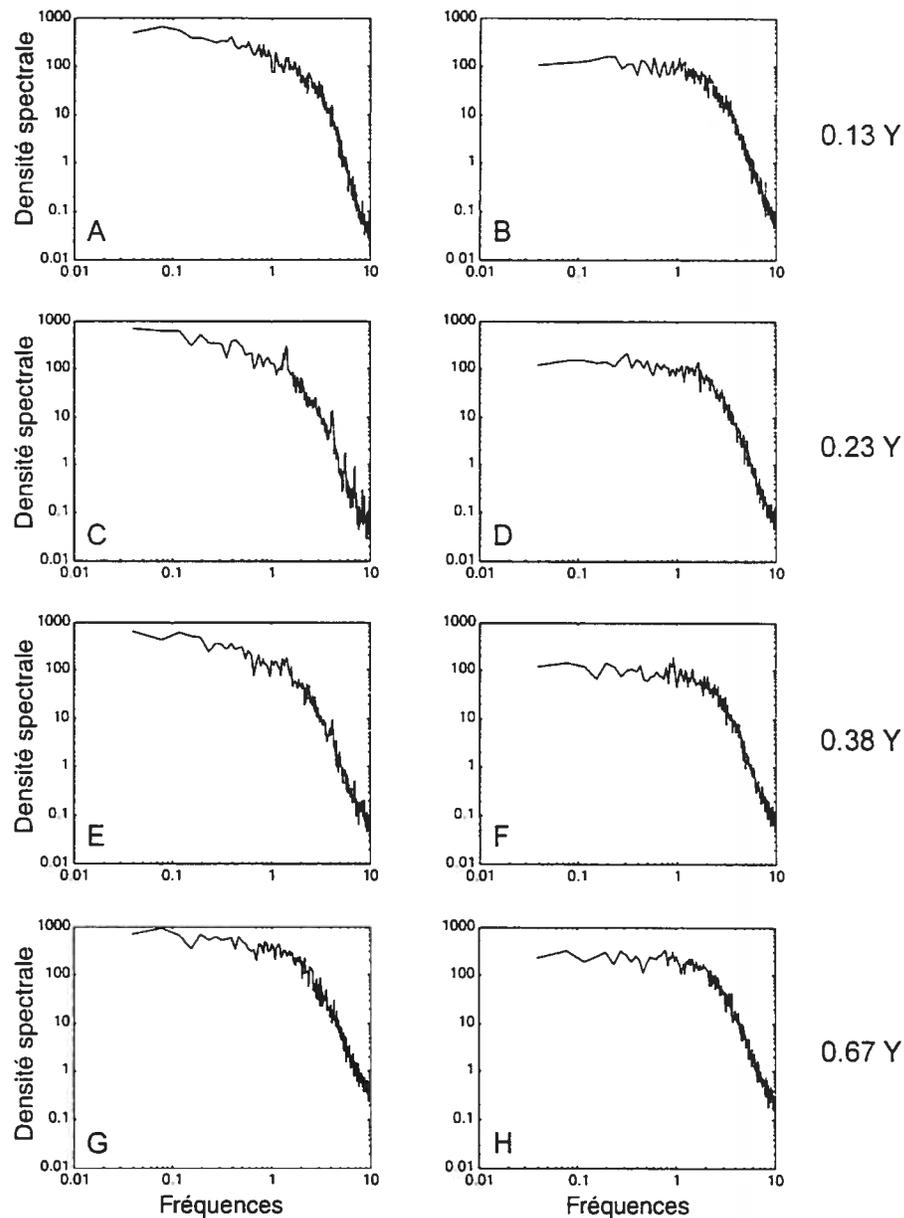
L'analyse des séries temporelles de vitesse permettra d'étudier la structure turbulente d'un écoulement en rivière graveleuse en présence de transport au lit. Les résultats issus de cette analyse seront comparés à nos connaissances actuelles sur les caractéristiques turbulentes d'un écoulement en l'absence de transport. Combinée à celle du film, l'analyse des séries de vitesse permettra de déterminer dans quelle mesure la présence de structures à grande échelle influence la mise en transport des sédiments.

##### ***2.2.4.1 Mesures de vitesses***

###### ***2.2.4.1.1 Qualité des données***

L'examen visuel des séries temporelles de vitesse n'a pas révélé la présence d'anomalies majeures dans les données (par ex. : une tendance marquée ou des valeurs aberrantes extrêmes). Cependant, cette analyse visuelle ne peut montrer si le signal est contaminé par un bruit dans une bande très spécifique de fréquences (Lapointe *et al.*, 1996). Ainsi, des spectres de puissance ont été réalisés pour chacune des séries temporelles (u et v) d'une durée de plus de 10 minutes (Figure 2.4). Le spectre de puissance est un outil qui permet de décomposer un signal turbulent selon la variance contenue à différentes bandes de fréquences. Il met en relation les fréquences et leur contribution à la variance du signal. Cette dernière se présente sous la forme de la densité spectrale et s'exprime en unités  $[L^2/T^2]$ . Un spectre de puissance typique des

écoulements turbulents présente un plateau de densité spectrale élevée dans les basses



**Figure 2.4 Spectres de puissance des signaux de vitesse (a,c,e,g) et v (b,d,f,h) pour les quatre hauteurs au-dessus du lit. La densité spectrale s'exprime en  $\text{cm}^2/\text{s}^2$  et les fréquences en Hz.**

fréquences et une pente dans les hautes fréquences. Les spectres des courantomètres situés à 7, 20 et 35 cm au-dessus du lit présentés à la figure 2.4 semblent donc normaux.

Le spectre de la vitesse longitudinale du courantomètre situé à 12 cm au-dessus du lit

présente quant à lui des anomalies avec la présence de plusieurs pics dans les hautes fréquences. La présence de pics dans une bande spécifique de fréquence est souvent une indication d'une contamination du signal (Lapointe *et al.*, 1996), c'est pourquoi nous avons décidé d'éliminer ce courantomètre des analyses subséquentes. De plus, il est intéressant de noter le comportement dans les hautes fréquences des spectres du courantomètre situé le plus près de la surface (Figure 2.4g,h) qui est différent de celui des trois autres courantomètres. En effet, la densité spectrale ne chute jamais sous les  $0.1 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  comparativement à celle des courantomètres situés plus près du lit. Bien que nous ne puissions expliquer cette différence, il est possible d'émettre l'hypothèse que la dynamique de vagues importante à la surface ait eu pour effet de modifier la structure turbulente de l'écoulement dans cette région.

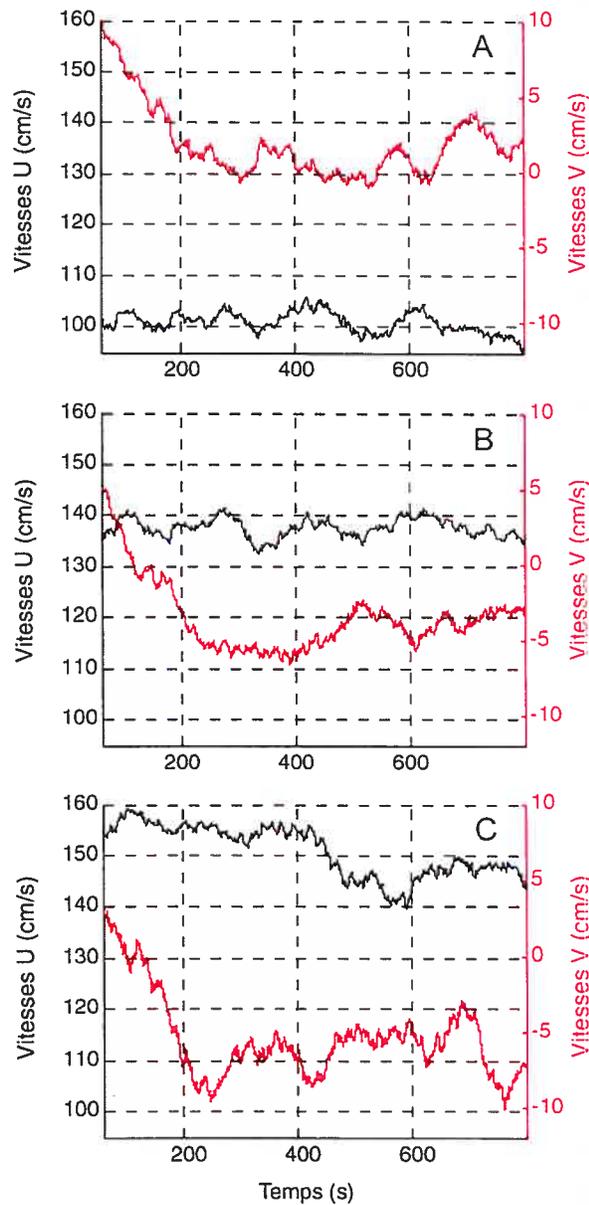
En plus des pics anormaux dans les spectres de puissance, une vitesse moyenne verticale différente de 0 peut indiquer un problème dans les données. Ce problème peut survenir si les courantomètres sont mal alignés par rapport à un cadre de référence (souvent parallèle au lit) associé aux lignes moyennes d'écoulement ou encore si les courantomètres sont bien alignés par rapport au cadre de référence, mais que celui-ci est en angle par rapport aux lignes moyennes d'écoulement (Roy *et al.*, 1996b). Pour corriger ce problème, il est possible d'effectuer une rotation sur les données. Dans notre étude, les moyennes des vitesses verticales aux diverses hauteurs au-dessus du lit sont relativement près de 0 (0.88 cm/s à 7 cm au-dessus du lit, -4.49 cm/s à 20 cm et -6.36 cm/s à 35 cm) et nous n'avons pas effectué de rotation sur les données. En fait, puisqu'une grande attention a été portée à l'alignement des courantomètres lors de la mise en place du design expérimental et que le cadre de référence était fixe lors de

l'expérience (il n'y avait pas de formes mobiles majeures au lit) nous n'avons pas jugé nécessaire de faire de rotation aux données (Roy *et al.*, 1996b). Il est à noter également que les angles de déviation du vecteur de vitesse moyen par rapport aux lignes moyennes d'écoulement sont de  $0.5^\circ$ ,  $-1.9^\circ$  et  $-2.4^\circ$  pour les courantomètres situés respectivement à 7, 20 et 35 cm au-dessus du lit. Connaissant ces angles, la corrélation  $uv$  et le ratio des écart-types ( $s_u/s_v$ ), il est possible d'estimer l'erreur associée au calcul des cisaillements de Reynolds due aux problèmes d'orientation des courantomètres (Roy *et al.*, 1996b). Cette erreur est respectivement de 4 %, 13 % et 7 % par degré pour les trois courantomètres. Ces erreurs sont relativement faibles et donc acceptables, d'autant plus qu'elles vont surtout affecter le calcul des faibles valeurs de cisaillements, celles qui ont le moins d'impact sur les particules au lit. De plus, l'erreur est particulièrement faible pour le courantomètre localisé à 7 cm au-dessus du lit (4 %) et ce sont les mesures de vitesse de ce courantomètre qui serviront à l'évaluation de l'effet des cisaillements sur le transport des particules au lit.

La plupart des analyses statistiques réalisées à partir de séries temporelles de vitesses nécessitent que le signal soit stationnaire dans le temps i.e. qu'aucune tendance significative n'est discernable dans le signal (Soulsby, 1980). Les tendances peuvent être étudiées pour divers paramètres, notamment les vitesses et variances moyennes. Il est possible d'employer plusieurs tests pour identifier ces tendances. Nous avons d'abord réalisé des séries temporelles de moyennes mobiles. Ainsi, il s'agit de faire passer une fenêtre mobile de taille déterminée sur la série de vitesse et d'estimer la moyenne de toutes les valeurs présentes dans cet intervalle. Cette moyenne constitue alors la nouvelle

valeur au point situé au début ou au centre de la fenêtre. La formule utilisée est la suivante :

$$\bar{x}_i = \frac{\sum_{i=0}^{m-1} x_{t+i}}{m} \quad (2.1)$$



**Figure 2.5** Séries temporelles de moyennes mobiles pour les composantes  $u$  et  $v$  de l'écoulement à trois hauteurs au-dessus du lit ( $y/Y$ ) : (a) 0.13, (b), 0.38 et (c) 0.67. La taille de la fenêtre mobile est 60 s, ce qui permet de mettre en relief les tendances temporelles dans les signaux.

où  $\bar{x}_t$  est la moyenne de la fenêtre de taille  $m$  au temps  $t$  et  $x_{t+i}$  est la vitesse au temps  $t+i$ . L'intérêt de l'utilisation de moyennes mobiles est qu'elle permet de lisser le signal, ce qui a pour effet de mettre en relief les fluctuations de basses fréquences. L'utilisation d'une fenêtre mobile de 60 s sur les signaux de vitesses longitudinales et verticales a fait ressortir deux grandes tendances (Figure 2.5). La première concerne les vitesses verticales et est présente pour les trois hauteurs au-dessus du lit. Il s'agit d'une baisse marquée de la vitesse verticale au cours des 200 premières secondes de la période. Cette tendance étant difficilement explicable et particulièrement marquée, il a été décidé de supprimer cette partie du signal pour les analyses subséquentes. Il a également été décidé de supprimer la dernière minute du fichier, car une tendance à la baisse était notable dans le signal de vitesse longitudinal. La seconde tendance concerne le signal  $u$  et affecte seulement le courantomètre situé à 35 cm au-dessus du lit (Figure 2.5c). Compte tenu que les signaux des vélocimètres situés à 7 et 20 cm au-dessus du lit semblent relativement stationnaires (Figure 2.5ab), il est possible que le signal ait été affecté par la présence des vagues et des fluctuations de la surface de l'eau.

Pour s'assurer de la signification statistique des tendances observées, nous utilisons une régression linéaire. Dans notre cas, nous avons testé la stationnarité de la moyenne et de l'écart-type moyen sur une minute pour la période de 10 minutes sélectionnée ( $n=10$ ). Les signaux d'une durée de une minute ont été fortement utilisés dans des études antérieures portant sur l'analyse des structures turbulentes dans des cours d'eau à lit de graviers (Buffin-Bélanger, 2001; Buffin-Bélanger et Roy, sous presse). Nous estimons donc que la représentation du signal turbulent par une série consécutive de moyennes sur une minute permet de bien cerner le comportement du

signal. Les tendances des moyennes et des écart-types dans le temps ne sont pas significativement différentes de 0 à  $\alpha = 0.05$ , sauf pour la vitesse moyenne verticale ( $v$ ) à 20 cm au-dessus du lit. La présence de tendance a un effet notamment sur les cisaillements de Reynolds et les quadrants et sur toutes les variables qui se définissent à partir des fluctuations de vitesse. Cependant, pour ce qui est des cisaillements et des quadrants, l'effet sera surtout marqué pour les contributions de faible magnitude. L'utilisation de seuils aura alors pour conséquence de réduire l'impact de la non-stationnarité du signal et de ne pas affecter le résultat final.

#### ***2.2.4.1.2 Détection de la cohérence et des structures turbulentes***

##### ***2.2.4.1.2.1 Autocorrélations et corrélations croisées***

La structure d'autocorrélation d'un signal de vitesse reflète la cohérence spatiale et temporelle des structures turbulentes. Deux quantités ont été estimées à partir de la fonction d'autocorrélation et ce, pour toutes les hauteurs au-dessus du lit : l'*integral time scale* (ITS) et l'*integral length scale* (ILS). L'ITS permet de déterminer la durée moyenne des structures et l'ILS leur taille moyenne (Williams *et al.*, 1989; Frisch, 1995; Roy *et al.*, 1996a). Ils se définissent ainsi :

$$ITS = \int_0^k C_{xx}(t) dt \quad (2.2)$$

$$ILS = ITS * U \quad (2.3)$$

où  $k$  représente le moment où la corrélation  $C_{xx}$  entre deux signaux de vitesse de la composante  $x$  n'est plus significativement différente de 0 et  $U$  la vitesse moyenne de l'écoulement. La dérivation de ces quantités repose sur l'hypothèse de la turbulence gelée de Taylor (*frozen turbulence hypothesis*) qui soutient qu'il est possible de

substituer l'espace par le temps lorsque l'intensité turbulente est relativement faible. Dans de telles conditions, les structures turbulentes sont peu déformées et interagissent peu entre-elles à mesure qu'elles se déplacent vers l'aval (Frisch, 1995). En rivière à lit de graviers, Roy *et al.* (2004) ont montré que les structures turbulentes de l'écoulement conservaient leur cohérence spatiale et sont donc peu déformées sur une distance minimale de  $5.6 Y$ . De plus, compte tenu que l'intensité turbulente mesurée aux trois hauteurs au-dessus du lit est relativement peu élevée (valeurs entre 15 et 22 %), il semble possible d'utiliser l'hypothèse de Taylor dans le contexte de cette étude.

Quant à elles, les corrélations croisées constituent un outil qui se base sur l'estimation du coefficient de corrélation entre deux signaux de vitesse enregistrés simultanément à différentes positions dans l'espace et ce, pour différents espacements en temps (lags) (Nakagawa et Nezu, 1981, Roy *et al.*, 2004). Cet outil permet de juger de la cohérence spatiale des structures turbulentes. Cependant, les analyses de corrélation ne permettent d'identifier le comportement individuel des structures turbulentes.

#### ***2.2.4.1.2.2 Détection de structures turbulentes individuelles***

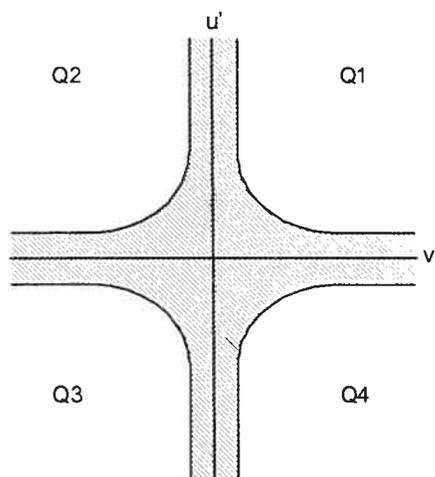
Trois algorithmes ont été utilisés pour détecter la présence de structures turbulentes individuelles et leur durée : quadrant, u-level et WAG.

L'analyse de quadrant développée par Lu et Willmarth (1973), se base sur l'analyse conjointe des fluctuations simultanées de vitesses longitudinale ( $u'$ ) et verticale ( $v'$ ) de l'écoulement (voir Figure 1.6). Les moments où  $u' < 0$  et  $v' > 0$  sont associés aux éjections de fluide du lit vers la surface (quadrant 2) et ceux où  $u' > 0$  et  $v' < 0$  à des

incursions vers le lit (quadrant 4). Il est possible d'identifier seulement les structures qui contribuent fortement au cisaillement de Reynolds en intégrant une valeur seuil ( $H$ ) dans l'algorithme de détection (Lu et Willmarth, 1973) (Figure 2.6) :

$$H = \frac{|u'v'|}{s_u * s_v} \quad (2.4)$$

où  $u'v'$  est le produit des fluctuations de vitesses instantanées,  $s_u$  l'écart-type de la distribution de vitesses longitudinales et  $s_v$  celui de la distribution de vitesses verticales. Nous avons testé des valeurs de  $H = 0, 1$  et  $2$ . Ces valeurs sont arbitraires, mais correspondent à des seuils fréquemment employés dans la littérature (Bennett et Best, 1995; Roy *et al.*, 1996a; Buffin-Bélanger *et al.*, 1998).



**Figure 2.6** Détection des structures turbulentes de quadrant en fonction d'un seuil, ce qui permet de détecter les structures qui ont une forte contribution au produit  $-u'v'$  des cisaillements de Reynolds. La zone hachurée est celle où les structures sont de faible magnitude.

La technique de détection u-level permet quant à elle d'identifier les périodes où la vitesse longitudinale est plus rapide ou plus lente que la moyenne plus ou moins une valeur seuil ( $k$ ) qui s'exprime en fonction de l'écart-type ( $s_u$ ) de la distribution de vitesse. Une structure de forte vitesse est détectée lorsque :

$$u_t' > k s_u \quad (2.5)$$

et une structure de faible vitesse lorsque :

$$u_t' < k s_u \quad (2.6)$$

où  $u_t'$  représente une fluctuation de vitesse instantanée au temps  $t$ . Cette technique a été fortement employée en rivière à lit de graviers pour détecter dans les séries temporelles de vitesse la présence de fronts de forte et de faible vitesse occupant toute la profondeur de l'écoulement (par ex. : Roy *et al.*, 1996a; Buffin-Bélangier *et al.*, 2000a; Roy *et al.*, 2004). Dans les analyses, deux seuils ont été utilisés,  $k = 0$  et  $k = 1.3$ . Ces valeurs ont déjà été utilisées pour détecter les structures à grande échelle dans une rivière à lit de graviers (Paiement-Paradis *et al.*, 2003; Roy *et al.*, 2004). La valeur  $k = 1.3$  est justifiée par les travaux de Bogard et Tiederman (1986) qui ont obtenu avec ce seuil des résultats similaires à ceux d'une visualisation de l'écoulement lors d'une expérience en laboratoire.

L'algorithme WAG a quant à lui été développé pour étudier les structures turbulentes à grande échelle à travers l'étude de la présence de transitions rapides dans le signal de vitesse (Krogstad *et al.*, 1998). L'algorithme employé ici est celui modifié par Roy *et al.* (2004). Une structure est détectée lorsque :

$$|\langle \beta \rangle_w| > l s_u \quad (2.7)$$

où  $\beta$  est une mesure du gradient local de vitesse;  $w$ , la fenêtre de temps pour laquelle le gradient de vitesse est estimé;  $l$ , une valeur seuil et  $s_u$ , l'écart-type de la distribution de vitesse.  $\beta$  est estimé à partir de la pente de l'équation de la régression linéaire entre la vitesse et le temps pour la taille de fenêtre  $w$  selon le principe de la moyenne mobile.

Cinq valeurs de seuil ( $l = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ ) et quatre tailles de fenêtre ont été testées ( $w = 0.3, 0.5, 1$  et  $2$  s). Le choix de ces valeurs est quelque peu arbitraire, cependant elles sont compatibles avec celles utilisées dans des études antérieures. Ainsi, des valeurs de  $w = 1$  s et  $l = 0.5$  ont été employés par Roy *et al.* (2004). De plus, la taille des fenêtres est comparable à la taille présumée des structures turbulentes.

#### **2.2.4.1.2.3 Moyennes mobiles**

En plus de servir à valider la qualité des données (voir la section 2.2.4.1.1), les moyennes mobiles ont été employées pour visualiser la cohérence spatiale des signaux de vitesse sur toute la profondeur de l'écoulement. Ceci parce qu'en modulant la contribution des hautes fréquences, elles permettent de mieux faire ressortir le comportement du signal aux fréquences plus basses. Pour les analyses, des tailles de fenêtre de  $0.3, 0.5, 1$  et  $2$  s ont été testées. Ce choix est compatible avec la taille présumée des structures macro-turbulentes. De plus, plusieurs fenêtres ont été testées pour s'assurer que la taille de la fenêtre ne biaise pas les résultats.

#### **2.2.4.1.2.4 Accélération**

Pour générer des séries temporelles d'accélération, deux algorithmes ont été employés. Le premier utilise la pente de l'équation de la régression linéaire estimée pour détecter les structures de type WAG. La série temporelle d'accélération a alors été conçue à l'image d'une fenêtre de moyenne mobile. Par contre, plutôt que d'obtenir une série de valeurs moyennes sur une fenêtre de taille  $w$ , on obtient une série de valeurs d'accélération moyenne sur une fenêtre de taille  $w$ . Des tailles de fenêtre similaires à celles utilisées dans l'analyse des moyennes mobiles ( $0.3, 0.5, 1$  et  $2$  s) ont été testées.

Le second algorithme utilise la différence entre deux mesures de vitesse distancées par un intervalle de temps  $\Delta t$  :

$$a_t = \frac{v_{t + \Delta t} - v_t}{\Delta t} \quad (2.8)$$

où  $a_t$  constitue l'accélération au temps  $t$  et  $v_t$ , la vitesse instantanée au temps  $t$ . L'accélération a été estimée pour des intervalles de temps de 0.05, 0.3, 0.5, 1 et 2 s.

Il est toutefois important de noter que les résultats ne sont pas influencés par la méthode utilisée pour estimer l'accélération. Ainsi, seuls les résultats issus des analyses utilisant la valeur de pente seront présentés, parce que cette méthode réduit les fluctuations dans les hautes fréquences et lisse davantage le signal. Comme ce sont les structures à grande échelle qui nous intéressent, la présence de ces fluctuations à petite échelle n'influence pas de façon significative nos résultats.

#### **2.2.4.1.3 Cisaillements**

Il existe différentes façons d'estimer les cisaillements (voir la section 1.2.3). Dans cette étude, nous avons estimé le cisaillement de Reynolds à partir du produit  $-\rho u'v'$ , car il s'agit du cisaillement auquel on se réfère le plus fréquemment dans le contexte du transport de sédiments. Ce cisaillement est aussi associé à la dynamique des structures turbulentes de quadrant. Les composantes longitudinales ( $-\rho u'^2$ ) et verticales ( $-\rho v'^2$ ) des cisaillements normaux ont également été estimées, car certains chercheurs ont émis l'hypothèse qu'ils auraient un rôle à jouer dans la dynamique de mise en transport des sédiments (Clifford *et al.*, 1991; Papanicolaou *et al.*, 2001). De par la

définition des cisaillements, les fortes valeurs de cisaillements normaux sont donc associées à des périodes de faibles ou de fortes vitesses. Nous avons appliqué un algorithme de moyennes mobiles sur les séries temporelles de cisaillement instantané pour générer des séries temporelles de cisaillements lissés.

Toutes les analyses des signaux de vitesses ont été réalisées dans l'optique d'être combinées à celles du film. C'est pourquoi ultimement, dans les analyses requérant une taille de fenêtre fixe (moyennes mobiles, accélération, cisaillements), pour assurer une homogénéité des résultats, seule la fenêtre de 0.5 s a été retenue. Cette taille de fenêtre a été choisie puisque le temps estimé pour qu'une structure détectée dans les signaux de vitesse se soit déplacée jusqu'à la zone d'étude du transport est d'environ 0.45 s près du lit. De plus, cette valeur est comparable à celle de la marge d'erreur associée à la synchronisation des mesures de vitesses et de transport. Finalement, la taille moyenne des structures détectées à l'aide de l'algorithme u-level est de l'ordre de 0.5 s. Les autres tailles de fenêtres ont été testées pour s'assurer que le choix de 0.5 s n'ait pas d'influence sur les résultats.

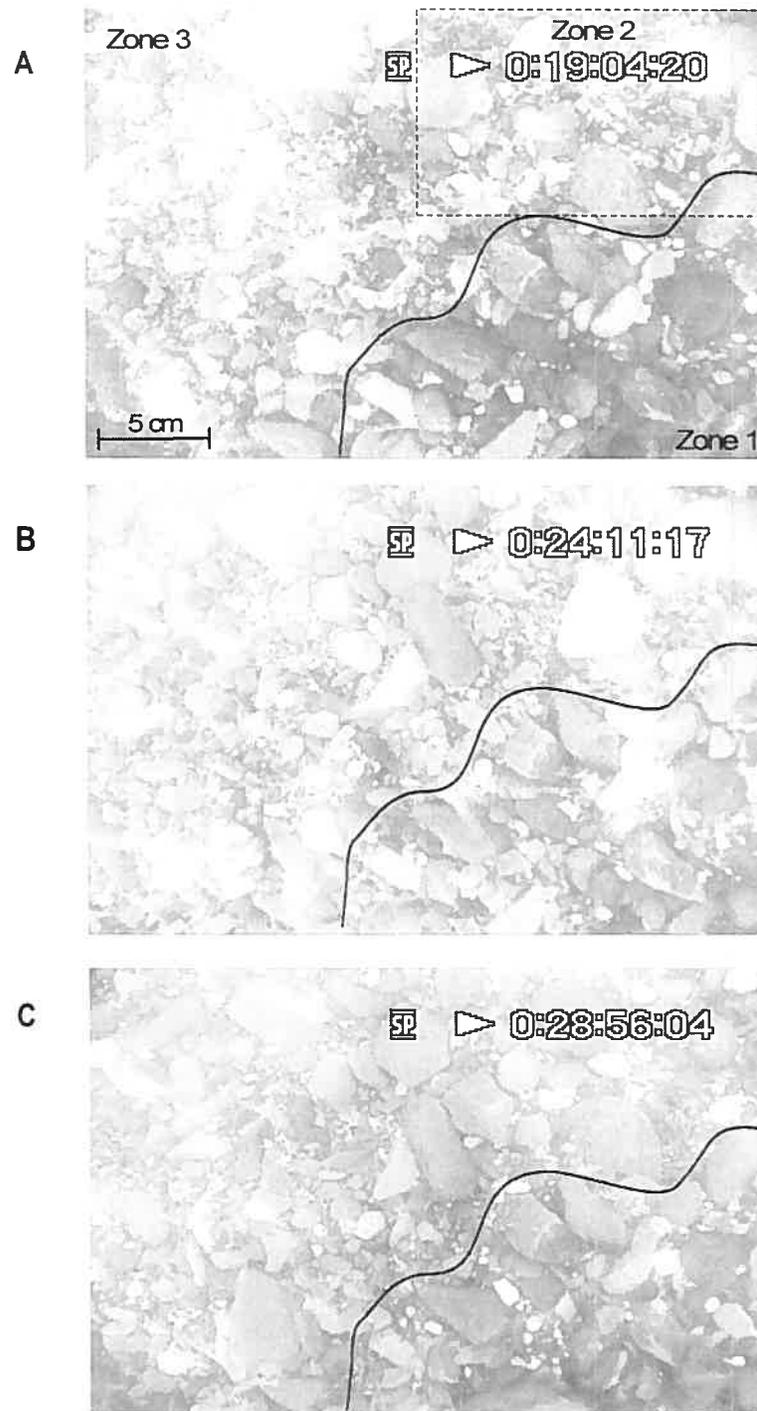
#### ***2.2.4.2 Analyse du transport***

La qualité de l'image vidéo n'était pas suffisamment nette pour permettre de discriminer en continu le mouvement des particules de taille inférieure à 20 mm et donc d'estimer des flux de transport. La présence de bulles d'air sur l'image empêchait également toute détection à l'aide d'algorithmes automatisés. La figure 2.7 présente une séquence de trois images prises à des moments successifs dans le temps, soit au début (a), au milieu (b) et à la fin (c) de l'enregistrement du film d'une durée totale de 10

minutes. Les images permettent de bien montrer l'hétérogénéité des particules dans la section étudiée. La taille médiane des particules à la surface est deux fois moins élevée dans la zone 2 (~ 5 mm) que dans les zones 1 et 3 (~ 10 mm). Il est à noter que le transport a lieu surtout dans la zone supérieure droite de l'écran (zone 2) comparativement à la zone inférieure droite (zone 1) où la taille et l'imbrication des particules sont plus fortes, ce qui réduit le potentiel de mobilité des particules. Pour quantifier le transport, nous avons donc opté pour une technique discrète de détection des mouvements. Pour ce faire, nous avons limité notre attention aux déplacements des particules de taille supérieure à 20 mm, une valeur équivalente à la taille maximale des particules pouvant être mises en transport selon le critère de Shields (21 mm pour les conditions spécifiques de l'étude). Cependant, ce seuil est basé sur le postulat que les particules sur le lit sont isolées et sphériques, ce qui n'est pas représentatif de notre milieu où les particules sont par endroit fortement imbriquées ainsi que de tailles et de formes variables. Ainsi, on estime que les mouvements enregistrés devraient être davantage associés aux fluctuations turbulentes intenses qu'aux valeurs moyennes de vitesse.

Pour chaque mouvement, nous avons noté la taille des particules, le temps du début et celui de la fin du mouvement (ce qui permet ensuite d'en estimer la durée), ainsi que la distance de déplacement, le type de mouvement (roulement ou glissement) et la zone de la mise en mouvement initiale (dans le champ visible de la caméra ou en dehors de celui-ci). La vitesse de déplacement de chacune des particules a ensuite été estimée en divisant la distance par la durée. Pour assurer une certaine uniformité dans l'analyse,

seules les particules débutant leur transport dans la zone 2 ou à l'extérieur de l'écran à droite de cette zone ont été recensées. Tout dépendant de la distance de déplacement, les



**Figure 2.7** Séquence d'images prises à trois moments dans le temps. (a) au début, (b) au milieu et (c) à la fin de l'enregistrement vidéo d'une durée de 10 minutes. Dans la zone 1, les particules sont relativement peu imbriquées et il y a peu de mouvement au cours de la période étudiée. Le transport a lieu surtout dans la zone 2. C'est d'ailleurs les particules débutant leur mouvement dans cette zone qui ont été étudiées. La zone 3 est celle où la plupart des particules termine leur mouvement.

particules se déposaient dans les zones 2 ou 3 de l'image (Figure 2.7). Un événement de transport se définit comme étant le déplacement d'une seule particule. Au cours des 10 minutes étudiées, 90 événements de transport ont été répertoriés. Le transport tel que défini dans ce contexte occupe 8.2 % du temps durant la période à l'étude.

L'enregistrement des ECMs étant synchronisé à celui de la caméra, il est ensuite possible de superposer les périodes de mouvement aux séries temporelles de vitesse, de moyennes mobiles, de moyennes mobiles de cisaillement et d'accélération et d'examiner lesquelles de ces variables jouent sur le déplacement individuel des particules. Tout d'abord par une analyse statistique en comparant à l'aide du test non-paramétrique de Wilcoxon la médiane de la variable en présence de transport (toutes les périodes de temps associées à du transport) à celle de l'ensemble du fichier de vitesse sans les temps associés au transport. Un test paramétrique tel que le test t ne peut pas être utilisé parce que les populations ne sont pas normales et que les variances sont inégales. Les événements de transport ont ensuite été associés au passage de structures turbulentes individuelles identifiées par les analyses de quadrant, u-level et WAG, notamment en établissant le pourcentage de temps où le transport est associé à chacune des catégories de structures et en comptabilisant le nombre d'événements de transport associés à au moins une structure turbulente. Finalement, des régressions linéaires multiples utilisant les variables qui ressortent comme statistiquement significatives des analyses précédentes ont été développées pour expliquer la durée d'un événement de transport.

### 3. EFFECTS OF TURBULENT FLOW STRUCTURES ON THE BEDLOAD TRANSPORT OF INDIVIDUAL PARTICLES IN A GRAVEL-BED RIVER

---

#### 3.1 INTRODUCTION

In spite of the importance of understanding the complex interactions between flow and sediment transport in the dynamics of rivers, there is no consensus in the literature concerning the role of flow turbulence in bedload transport. However, it is reasonable to assume that turbulence affects the motion of particles, as temporal variations in bedload transport have been observed at the scale of turbulent fluctuations (e.g. Drake *et al.*, 1988). Over the last 30 years, most of the research on the interactions between turbulence and sediment transport in unidirectional flows has been concerned with sediment transport in suspension. Such experiments were carried out in laboratory flumes (Sutherland, 1967; Grass, 1974, 1983; Sumer and Oguz, 1978; Sumer and Deigaard, 1981; Kaftori *et al.*, 1995; Nino and Garcia, 1996; Garcia *et al.*, 1996; Venditti and Bennett, 2000; Hurther and Lemmins, 2003; Nino *et al.*, 2003) and in rivers (Lapointe, 1992; Kawanisi and Yokosi, 1993). In most of these studies, suspended sediment transport has been associated with ejections or bursts which consist of parcels of low-momentum fluid originating from the near-bed region and moving toward the water surface (Grass, 1974; 1983; Sumer and Deigaard, 1981; Lapointe, 1992; Nino and Garcia, 1996; Garcia *et al.*, 1996; Nino *et al.*, 2003). Much fewer studies have been devoted to the investigation of the interactions between turbulence and bedload transport (Thorne *et al.*, 1989; Williams *et al.*, 1989; Nelson *et al.*, 1995; Sechet and Le Guennec, 1999a; Sumer *et al.*, 2003), especially in rivers (Drake *et al.*, 1988). Drake *et al.* (1988) were the first to establish a link between turbulence and the collective movement of

particles at a very high rate of entrainment over a gravel-bed. They named this collective movement of particles a *sweep transport event*. Sweeps refer to intermittent intrushes of high-velocity fluid towards the bed that contribute positively to the Reynolds shear stress. Recent works in an estuary (Thorne *et al.*, 1989; Williams *et al.*, 1989) and in an experimental flume (Nelson *et al.*, 1995) have also shown the existence of a strong correlation between the bedload flux sediment rate and the streamwise velocity fluctuations near the bed while vertical velocity fluctuations and Reynolds shear stress are at best poorly correlated with the flux sediment rate. Nelson *et al.* (1995) observed that if sweeps appear to be the turbulent structures that move more sediment it is only because they occupy a greatest proportion of time than outward interaction events that also have a positive streamwise velocity component. Similar observations have been reported by Dinehart (1999) in a gravel-bed river. He has associated the collective movements of gravel on the bed with streamwise velocity pulsations over the entire depth of the flow. These results are consistent with what has been found in aeolian research to explain sediment transport by saltation (Bauer *et al.*, 1998; Sterk *et al.*, 1998).

The evidence suggesting that large positive streamwise velocity fluctuations are associated with bedload sediment transport events supports the hypothesis that large-scale turbulent flow structures may have an effect on the incipient motion of individual particles. Large-scale turbulent flow structures in the form of wedges appear to be ubiquitous in gravel-bed rivers (Kirkbride and Ferguson 1995; Ferguson *et al.*, 1996; Dinehart, 1999; Buffin-Bélanger *et al.*, 2000a; Paiement-Paradis *et al.*, 2003; Roy *et al.*, 2004). They are detected in the streamwise velocity signal and consist of alternating

high- and low-speed regions of the flow that tend to occupy the entire water column. High-speed wedges consist of faster than average velocity periods while low-speed wedges correspond to lower than average velocity periods. Wedges are elongated in the streamwise direction having a length of 2 to 6 times the flow depth ( $Y$ ) and are relatively narrow with a lateral extent of  $0.5-1 Y$  (Roy *et al.*, 2004). The size of these large-scale turbulent flow structures may provide long periods of higher than average streamwise velocities that could be highly significant in bedload transport. Moreover, fronts between low- and high-speed wedges should be characterized by an intense phase of change in fluid velocity. In unsteady flows typical of nearshore marine environments, it has been shown that instantaneous fluid acceleration and deceleration periods are associated with both suspended sediment (Hallermeier, 1982; Hanes and Huntley, 1986; Osborne and Greenwood, 1993; Butt and Russell, 1998; Nielsen, 2002; Puleo *et al.*, 2003) and bedload transport (Drake and Calantoni, 2001). Until now, large-scale turbulent flow structures have only been documented in the absence of sediment transport at the bed in gravelly rivers at low average flow velocity (30 to 70 cm/s).

The *in situ* study of the effects of turbulent events on particle motion in gravel-bed rivers is faced with the difficulty of measuring sediment transport, especially bedload movement, simultaneously to velocity measurements at the temporal scale of turbulent fluctuations. In many studies, particle movement has been captured using an underwater video camera (Drake *et al.*, 1988; Whiting *et al.*, 1988; Williams, 1990; Dinehart, 1999). The challenge is to develop a method allowing the simultaneous recording of instantaneous flow velocities and of particle movements in order to attempt to match turbulent events with the motion of individual particles.

In this context, this study has three specific objectives: (1) to investigate the nature of large-scale turbulent flow structures at high flow velocity over a mobile bed; (2) to implement a technique to study *in situ* bedload transport at the scale of turbulent fluctuations and (3) to examine the effects of macro-turbulence on the movement of individual particles in a gravel-bed river.

### 3.2 METHODOLOGY

#### 3.2.1 Experimental design

The study site is a straight reach of the Eaton-North River (Québec, Canada). The reach is slightly braided and has a mid channel bar (Figure 3.1). In this section of the river, the substrate at the bed surface is composed of poorly sorted (sorting coefficient = 1.2) and poorly imbricated pebbles and cobbles with a  $D_{50} \approx 10$  mm over the bed



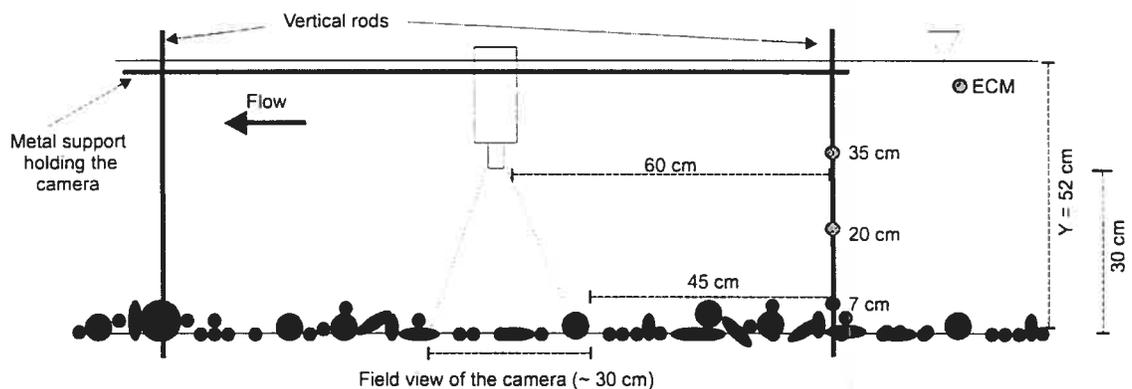
Figure 3.1 View of the study site on the Eaton-North river, Québec, Canada.

surface. The sorting coefficient is defined as  $(D_{84} - D_{16})/4 + (D_{95} - D_5)/6.6$  where  $D_x$

represents the diameter of the  $x^{\text{th}}$  percentile obtained from the distribution of bed particles in  $\phi$  units (Folk, 1974). During the experiment, flow depth ( $Y$ ) was 52 cm and average flow velocity, 1.36 m/s. The flow was highly turbulent (Reynolds number  $> 500\,000$ ) and contrary to most of the previous studies, it was also supercritical with a Froude number equal to 1.25.

Our experimental design relies on the simultaneous measurements during a 10 minute period of instantaneous flow velocities and of visual observations of bedload movement. Three electromagnetic current meters (ECM) mounted on a vertical rod were used to measure simultaneously streamwise ( $u$ ) and vertical ( $v$ ) velocity fluctuations at a frequency of 20 Hz at different heights above the bed (7, 20 and 35 cm). The rod was fixed in the bed and held by a person in order to minimize the vibration of the ECMs in the flow. The sensors have a diameter of 13 mm and do not modify substantially the flow characteristics (Roy *et al.*, 2004). In order to remove noise in the high frequencies, the velocities are passed through a R-C filter with a time constant of 0.05 s (half-power 3.18 Hz). To observe the motion of particles at the bed, we used a video camera (Sony, model DCR-TV18) protected by a waterproof case (Amphibico). The camera was orientated downward and installed 60 cm (1.15  $Y$ ) downstream from the ECMs (Figure 3.2). The film shows the displacement of particles on an area of approximately 30 x 20 cm. Because the images are recorded at a frequency of 30 Hz, the underwater video camera allowed us to study the individual particle trajectories at a timescale comparable to those of flow turbulence. The distance between the ECMs and the edge of the field of view of the camera is 45 cm. Because the mean flow velocity near the bed is 1 m/s, the

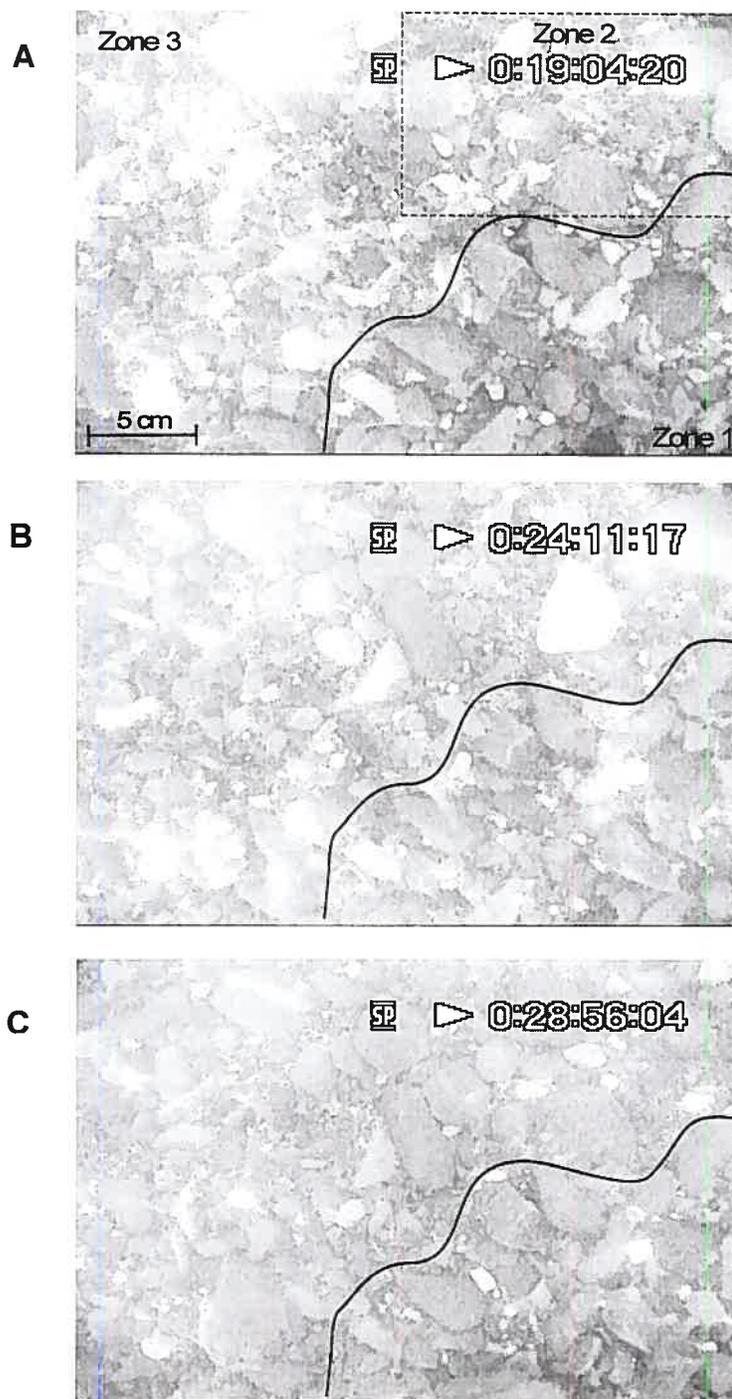
flow takes on average 0.45 s to cover the distance between the ECMs and the field of view of the camera. The distance between the ECMs and the video camera was chosen to avoid any interference of the ECMs with the motion of particles at the bed. It is important to note, however, that the distance separating the ECMs and the camera is also consistent with the size of the large-scale turbulent flow structures that have been reported in gravel-bed rivers (Roy *et al.*, 2004). Assuming that the length of the large-scale flow structures is 2 to 6 times the depth of flow, the macroturbulent structures detected by the ECMs should persist at a distance of  $1.15 Y$ , which is the distance separating the ECMs and the field of view of the camera. The deployment of the camera and of the ECMs was synchronized using the clocks of the video camera and of the datalogger that recorded the velocity fluctuations. The maximal difference between the clocks is less than 0.5 s, a precision that is sufficient considering the postulated size of the turbulent flow structures.



**Figure 3.2** Experimental setup deploying three ECMs mounted on a vertical rod to quantify large-scale turbulent flow structures and an underwater video camera to record bedload transport.

### 3.2.2 Sediment transport measurements

The film was examined to determine the periods of displacement of individual particles that were larger than 20 mm. This particle size is equivalent to the theoretical



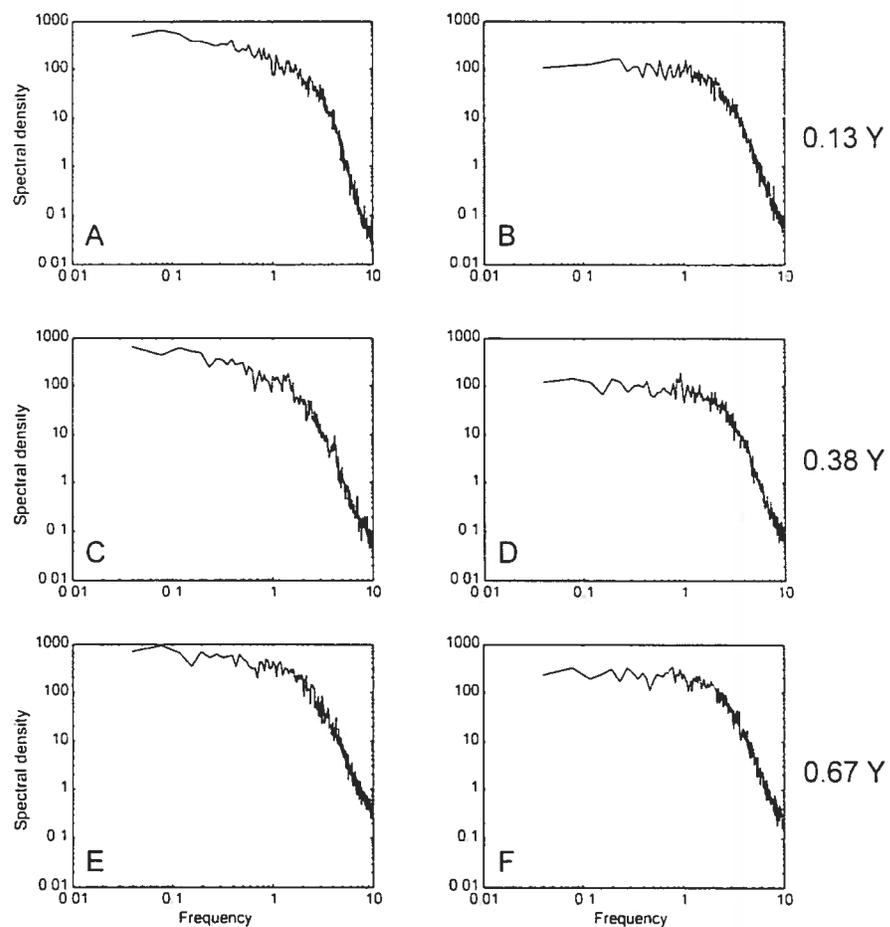
**Figure 3.3** Sequence of three images taken (a) at the beginning, (b) in the middle and (c) at the end of the 10 minute movie. In zone 1, particles are relatively well imbricated and there are only a few movements during the period studied. Transport occurs principally in zone 2. Particles initiated their movement in or upstream of this zone. Most of the particles finished their motion in zone 3.

maximal size of particles that could be moved by the flow as estimated from the Shields critical shear stress equation (21 mm). Figure 3.3 shows three images taken at the beginning (a), in the middle (b) and at the end (c) of the 10 minute observation period. A comparison of the images shows that there are three distinct zones of sediment transport activity. In zone 1, particles are relatively well imbricated and only a few clast movements were observed. Zone 2 was the most active area of the bed. In order to ensure some consistency in the processes observed, we chose to investigate only particles that began their movement in zone 2 or outside of the image upstream from this zone. Particles terminated their movement in zones 2 or 3 as a function of their travel distance. We have defined a sediment transport event as the displacement of a single particle. If after its displacement a particle has remained at rest for at least 0.5 s before moving again, we identified a separate sediment transport event. 90 sediment transport events that occupied 8.2 % of the time during the observation period were observed. For each event, the type of movement (rolling or sliding), the duration of the particle displacement, the distance travelled as well as the initial position of the particle when movement was initiated (outside or in the field of view) were noted. The average velocity of the moving particle was then estimated by dividing the distance travelled by the duration of the event.

### ***3.2.3 Velocity time series analysis***

We used the velocity time series to identify the presence of large-scale turbulent flow structures, to detect individual turbulent flow events, to derive time series of the streamwise fluid acceleration and to estimate instantaneous shear and normal Reynolds stress components ( $-\rho u'v'$ ,  $-\rho u'^2$  and  $-\rho v'^2$ ).

Velocity time series were first examined to ensure that the data were of good quality. The visual inspection of the velocity records did not reveal any suspicious spikes or sudden breaks in velocity. We performed a Fourier spectral analysis to detect any contamination or noise (Lapointe *et al.*, 1996). The power spectra appeared to be typical of those obtained with ECMs in the turbulent boundary layer of a gravel-bed river when the flow is subcritical (Figure 3.4). Because most of the analyses performed



**Figure 3.4** Power spectra of streamwise (a,c,e) and vertical (b,d,f) velocity signals for the three heights (y/Y) above the bed. Spectral density is in  $\text{cm}^2/\text{s}^2$  and frequency in Hz.

with the velocity measurements required the use of velocity fluctuations ( $u'$  and  $v'$ ), we tested the stationarity of the means of the velocity over the 10 minute period. No

significant trends were detected (at  $\alpha = 0.05$ ). Finally, as the sensors were well aligned and as the frame of reference was fixed during the experiment, we did not perform a rotation of the velocity data (Roy *et al.*, 1996b). The angles of deviation of the average velocity vector were  $0.5^\circ$ ,  $-1.9^\circ$  and  $-2.4^\circ$  for the sensors located at  $0.13Y$ ,  $0.38Y$  and  $0.67Y$  respectively. The fractional error in Reynolds shear stress due to the misalignment of the sensors is therefore relatively small. The fractional error is a function of the correlation  $uv$  and of the ratio  $\text{rms } u/\text{rms } v$  (Roy *et al.*, 1996b). For instance, the fractional error is less than 4 % per degree for the ECM located at  $0.13Y$  while it is slightly higher for the other two sensors (13 % at  $0.38Y$  and 7 % at  $0.67Y$ ).

In order to look for the coherence of the velocity signals over the depth of the flow that was measured and assuming that Taylor's hypothesis of frozen turbulence is applicable, we first derived the integral time scale (ITS) and the integral length scale (ILS = ITS \* U) from the autocorrelation function of the signals (Roy *et al.*, 1996a). Taylor's hypothesis of frozen turbulence is applicable when the turbulence intensity is relatively low, which is the case here (values range between 15 and 22 %). Furthermore, as was shown by Roy *et al.* (2004), large-scale turbulent flow structures in a gravel-bed river keep their coherence over a distance up to 6 times the flow depth. The ITS is a measure of the mean duration of the turbulent flow structures and the ILS, a measure of their average size. We also examined the cross-correlation functions which rely on the estimation of the correlation coefficient between two velocity signals simultaneously measured at different locations in space. In this study, this technique is used to estimate the vertical coherence of turbulent flow structures (Nakagawa et Nezu, 1981; Robert *et al.*, 1992; Roy *et al.*, 2004).

As there is no consensus on how to detect and quantify individual turbulent flow structures, their analysis relied on three different algorithms : quadrant, u-level and WAG. Quadrant analysis was first described by Lu and Willmarth (1973) and relies on the joint distribution of the simultaneous streamwise and vertical velocity fluctuations. Ejections are associated with Q2 events ( $u' < 0$  and  $v' > 0$ ) while sweeps are Q4 events ( $u' > 0$  and  $v' < 0$ ). The two other quadrant events, Q1 ( $u' > 0$  and  $v' > 0$ ) and Q3 ( $u' < 0$  and  $v' < 0$ ), correspond to outward and inward interactions respectively. It is possible to only detect quadrant structures of high magnitude in terms of production of shear stress using a hole size (H) :

$$H = \frac{|u'v'|}{s_u * s_v} \quad (3.1)$$

where  $|u'v'|$  is the absolute instantaneous shear stress and  $s_u$  and  $s_v$  respectively the rms values of the streamwise and vertical velocity distributions. Three hole sizes were used in this study : 0, 1 and 2.

The u-level scheme has often been used in gravel-bed rivers to detect large-scale turbulent flow structures (Roy *et al.*, 1996a; Buffin-Bélanger *et al.*, 2000a; Paiement-Paradis *et al.*, 2003; Roy *et al.*, 2004). It delineates periods where streamwise velocity fluctuations are above (high-speed wedges) or below (low-speed wedges) a threshold ( $k$ ) expressed in standard deviation units ( $s_u$ ) :

$$|u'| > ks_u \quad (3.2)$$

Here, we have used threshold values of 0 and 1.3.

The WAG algorithm was first developed to detect large-scale turbulent flow structures as revealed by the presence of rapid transitions in velocity (e.g.: Krogstad *et al.*, 1998). Here, we used the algorithm as modified by Roy *et al.* (2004). A structure is detected when :

$$|\langle \beta \rangle_w| > ls_u \quad (3.3)$$

where  $\beta$  is a measure of the local velocity gradient;  $w$ , a temporal window over which the gradient  $\beta$  is estimated ( $w = 0.5$  s);  $l$ , a threshold value (here,  $l = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ ) and  $s_u$ , the standard deviation of the entire streamwise velocity time series. Here  $\beta$  is estimated using the slope of the linear least-square regression equation between velocity and time within the detection window.

In order to investigate the spatial coherence of velocity signals over the vertical profile and to delineate large-scale flow structures, we have elected to apply a moving average algorithm. Using this technique, the average velocity becomes the new value of the data situated at the beginning of the window using :

$$\bar{x}_i = \frac{\sum_{i=0}^{m-1} x_{t+i}}{m} \quad (3.4)$$

where  $\bar{x}_i$  is the average over a window of size  $m$  at time  $t$  and  $x_{t+i}$  the velocity at time  $t + i$ .

The slope  $\beta$  of the linear least-square regression estimated from the WAG scheme to detect turbulent flow structures was also used to estimate instantaneous fluid acceleration. The slopes were calculated over a 0.5 s temporal window and time series of instantaneous fluid acceleration were generated.

Three instantaneous Reynolds stress components were estimated from the velocity time series:  $-\rho u'v'$ ,  $-\rho u'^2$ ,  $-\rho v'^2$ . The product  $-\rho u'v'$  refers to the Reynolds shear stress, the turbulent quantity that is most frequently associated with sediment transport. In a turbulent boundary layer, it is mainly generated by Q2 (ejections) and Q4 (sweeps) events. The normal streamwise ( $-\rho u'^2$ ) and vertical ( $-\rho v'^2$ ) stress components were also estimated in order to validate the hypothesis of Clifford *et al.* (1991) and Papanicolaou *et al.* (2001) that they play an active role in bedload sediment transport. In order to be able to compare stress values with bedload events, we applied the moving average algorithm over the time series of instantaneous values of stress.

For the analyses based on moving average time series (velocity moving average, fluid acceleration, stress components), we have chosen a window size of 0.5 s. This size corresponds to the average time a flow structure detected near the bed would take to travel from the sensor to the field of view of the camera (0.45 s). 0.5 s is also equal to the maximal error associated with the synchronisation of flow velocity and bedload measurements.

### ***3.2.4 Relations between turbulent flow and bedload events***

To visually establish which flow variables play a role on the displacement of individual particles, we first superimposed sediment transport events over the time series of streamwise velocities, fluid acceleration and Reynolds stresses as smoothed by the moving average algorithm. Then, using a Wilcoxon rank sum non-parametric test, we compared the median of these variables, estimated both from periods where transport events were absent and periods where sediment transport events occurred. Using non-parametric statistics was necessary given that the variables were not normally distributed and that their variances were unequal. We have also attempted to link sediment transport events with the passage of individual turbulent flow structures identified using quadrant, u-level and WAG techniques. We have examined the percent of time where transport events occurred during specific flow structures and have counted the number of transport events associated with each type of flow structure. Finally, multiple linear regressions, using variables that showed a significant relation with sediment transport events, were estimated in order to predict the duration of sediment transport events.

### 3.3 RESULTS

#### 3.3.1 Mean characteristics of the flow

Figure 3.5 presents the average velocity and rms profiles for the streamwise and vertical velocity components. As one should expect, the mean streamwise velocity increases from the bed towards the water surface and the mean vertical velocity is near 0 at all heights above the bed. Even though the mean flow velocity is much higher than those reported in previous studies on the structure of turbulence in gravel-bed rivers, turbulence intensity values range between 15 and 22 % and are comparable to values

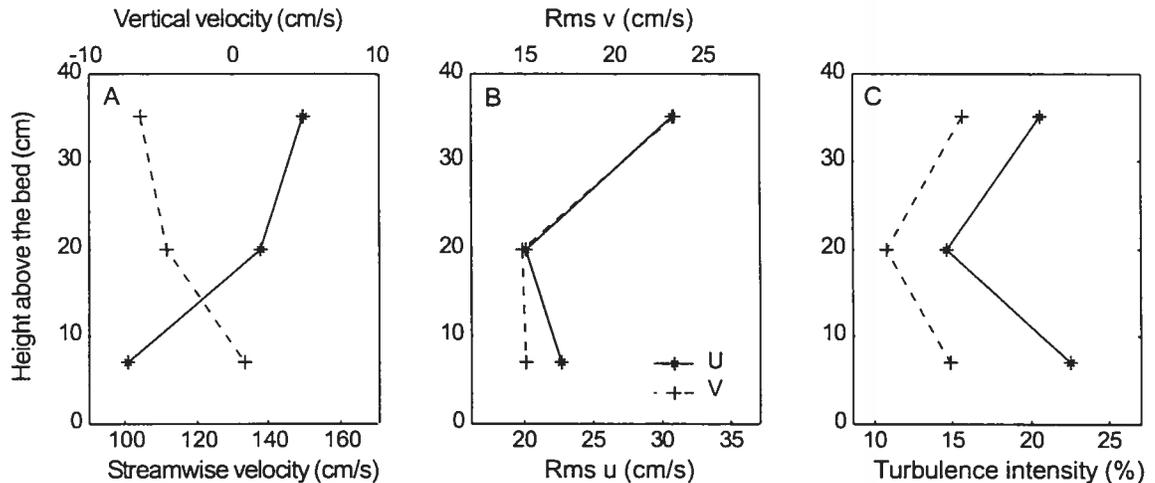
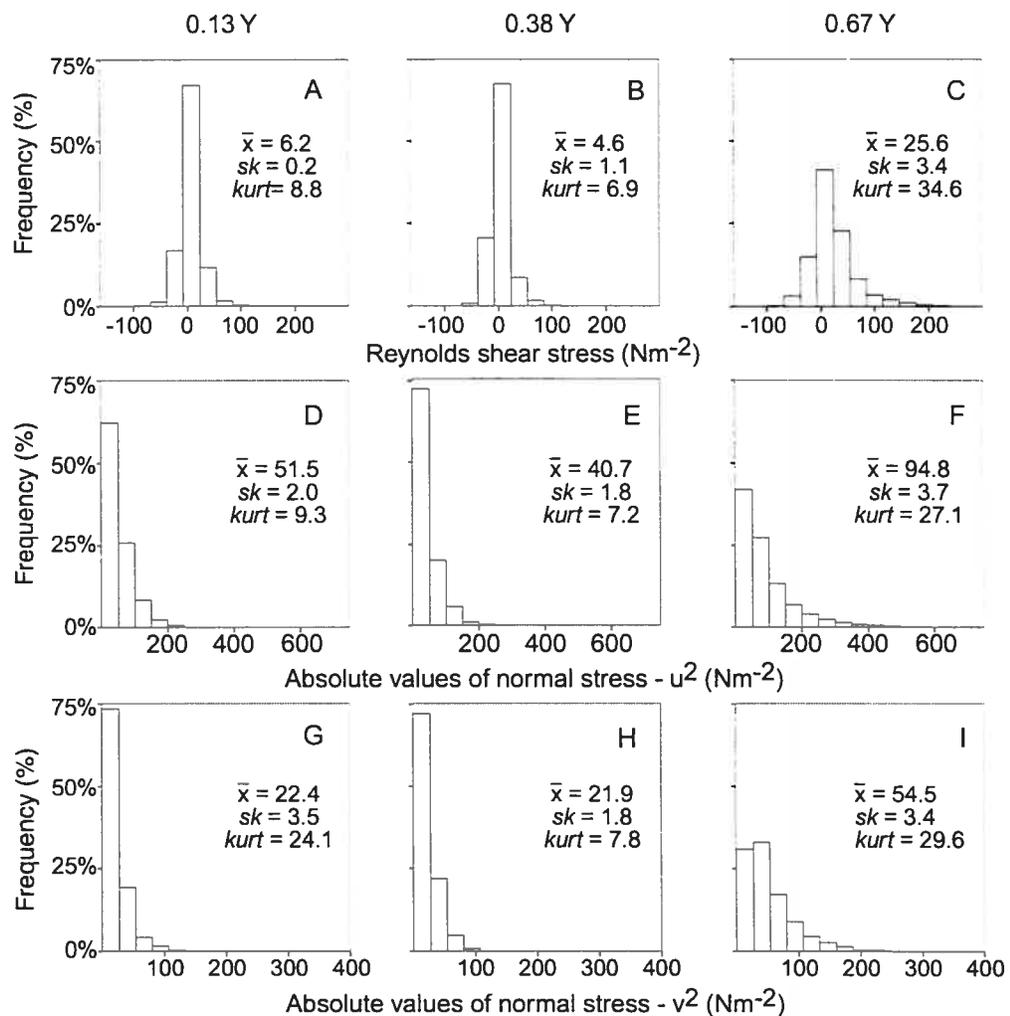


Figure 3.5 Characteristic profiles of (a) streamwise and vertical velocity components, (b) streamwise and vertical standard deviations (rms) and (c) turbulence intensity.

published by other researchers for lower flow velocities (Roy *et al.*, 1996a, 2004; Buffin-Bélanger and Roy, 1998). For both flow velocity components, rms and turbulence intensity values do not decrease from the bed to the water surface as it is typical to observe in a turbulent boundary layer above a gravel-bed (e.g.: Robert *et al.*, 1992; Roy *et al.*, 1996a, 2004). The high rms values observed at 35 cm above the bed

may be due to the presence of standing waves at the water surface since the flow was supercritical during the experiment (Froude number = 1.25).

The distributions of Reynolds shear ( $-\rho u'v'$ ) and normal ( $-\rho u'^2$ ,  $-\rho v'^2$ ) stresses (Figure 3.6) are typical of what is usually observed in a turbulent boundary layer (e.g. Kim *et al.*, 2000). Each component of Reynolds stresses is highly intermittent with a high kurtosis. Normal stresses have markedly skewed distributions indicating rare



**Figure 3.6** Frequency distributions of Reynolds shear stress (a,b,c), absolute normal  $u^2$  stress (d,e,f) and absolute normal  $v^2$  stress (g,h,i). Distributions are presented for the three heights above the bed : 0.13Y (a,d,g), 0.38Y (b,e,h) and 0.67Y (c,f,i).  $\bar{x}$  is the mean,  $sk$ , the skewness value and  $kurt$ , the kurtosis.

episodes of high magnitude. Mean stress values are greater near the water surface. As indicated from the mean values of each stress component at each height above the bed, the most important contribution to stress comes from the normal component of the streamwise velocity while the least important contribution is from the shear stress (Figure 3.6).

### 3.3.2 Coherent large-scale turbulent flow structures

#### 3.3.2.1 Correlation functions

The autocorrelation functions (ACF) estimated for both velocity components at all heights above the bed are typical of what is observed in a turbulent boundary layer (Figure 3.7). The autocorrelation is stronger for the streamwise than for the vertical

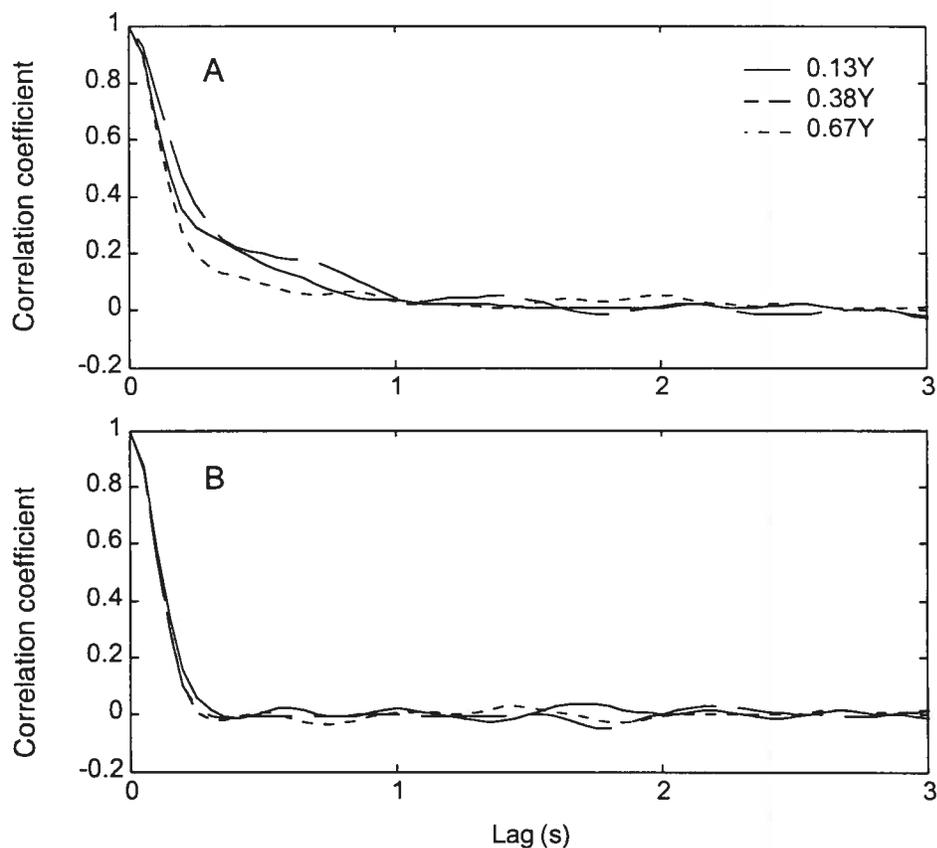
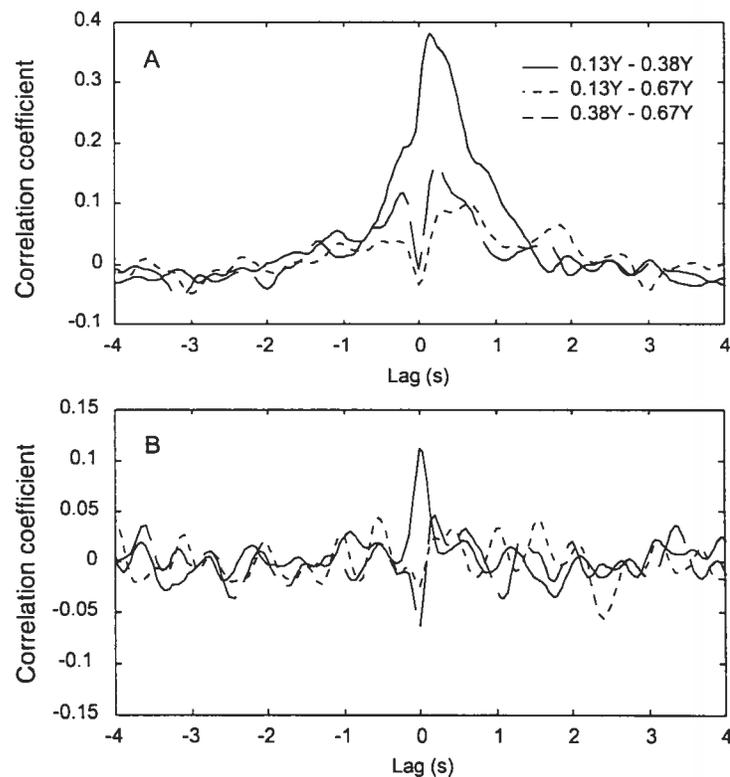


Figure 3.7 Autocorrelation functions of the (a) streamwise and (b) vertical velocity signals for the three heights above the bed.

velocity component as has been reported in several studies (Williams *et al.*, 1989; Roy *et al.*, 1996a; Buffin-Bélanger and Roy, 1998; Venditti and Bennett, 2000). There is less variability between the three sensors in the ACF of the vertical velocity component than for those of the streamwise component. The flow exhibits quite a strong temporal coherence especially in the streamwise direction. This is confirmed by the cross-correlation functions (Figure 3.8) that also show a stronger coherence for the streamwise velocity component of the flow than for the vertical component for all heights above the bed. The maximal correlation coefficients approach 0.4 and 0.15 for each velocity component respectively. The maximal correlation coefficient is higher between the ECMs with a shorter separation distance reaching a value of 0.4 between the ECMs closest to the bed.

The integral time-scale (ITS) and the integral length-scale (ILS) derived from the



**Figure 3.8** Cross-correlation functions of the (a) streamwise and (b) vertical velocity signals.

autocorrelation functions are shown in Table 3.1. At all heights above the bed, the mean duration of the flow structures is of the order of 0.3 s and the size of the structures using the ILS ranges between 31 and 49 cm which correspond to 0.59 to 0.83Y. The ITS values are equal to half of those reported for slower flows over gravel beds (Roy *et al.*, 1996a, 2004).

**Tableau 3.1 ITS and ILS values derived from the autocorrelation functions for the three heights above the bed.**

y/Y	ITS (s)	ILS (cm)
0.13 Y	0.30	30.58
0.38 Y	0.36	49.00
0.67 Y	0.29	43.29

### 3.3.2.2 Conditional sampling of individual flow structures

Tables 3.2, 3.3 and 3.4 present the characteristics of individual turbulent flow structures detected using quadrant, u-level and WAG schemes at different heights above the bed and for different threshold values. In Table 3.2, we can clearly observe the dominance of Q2 and Q4 events, a typical situation for turbulent boundary layers (e.g.: Lu and Willmarth, 1973; Best, 1993; Roy *et al.*, 1996a). The Q4 dominance is particularly unambiguous at a threshold of  $H = 2$ . At each height above the bed, the mean duration of Q2 and Q4 events is usually greater than the mean duration of Q1 and Q3 events. Table 3.3 shows a relatively equal number of high- and low-speed wedges detected using the u-level scheme for  $k = 0$ . However, for  $k = 1.3$  and for sensors located at 0.13 and 0.38Y, high-speed flow structures are more numerous than low-speed structures. It is interesting to note that the mean duration of high- and low-speed wedges are nearly equal and that they are similar to the average duration of the turbulent structures estimated using ITS ( $\sim 0.3$  s). Table 3.4 shows an asymmetry in the relative number of WAG events as  $l$  increases. At  $l = 0$ , the number of positive and negative

WAG events is the same, at  $l = 0.1$  and  $l = 0.2$ , negative events dominate, but at  $l = 0.3$ ,  $0.4$  and  $0.5$  when the magnitude of the acceleration is greater, positive WAG structures dominate. At threshold values equal to 0, the mean duration of the WAG and high- and low-speed events identified using the u-level scheme is similar. The mean duration of the structures is equivalent using  $H = 0$  for the quadrant analysis,  $k = 1.3$  for the u-level detection scheme and  $l = 0.2$  for the WAG algorithm. For the three detection schemes the number of turbulent flow structures detected at the three sensors is relatively the same. This convergence indicates that large-scale turbulent flow structures dominate in the boundary layer over a gravel bed even at high flow velocities as it is the case here.

**Tableau 3.2 Characteristics of turbulent flow structures detected using quadrant analysis.**

$H$	$y/Y$	Number of events				Mean duration (s)			
		Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4
0	0.13	801	867	852	858	0.16	0.21	0.15	0.19
	0.38	797	789	820	813	0.17	0.21	0.16	0.21
	0.67	838	881	800	941	0.15	0.20	0.14	0.20
1	0.13	214	292	118	328	0.13	0.13	0.10	0.14
	0.38	226	260	173	283	0.13	0.15	0.10	0.15
	0.67	123	344	101	382	0.11	0.13	0.11	0.13
2	0.13	84	87	19	157	0.12	0.10	0.09	0.12
	0.38	79	92	40	119	0.14	0.14	0.08	0.13
	0.67	31	170	27	154	0.09	0.12	0.08	0.12

**Tableau 3.3 Characteristics of turbulent flow structures detected using the u-level scheme. HS = high-speed turbulent flow structures; LS = low-speed turbulent flow structures.**

$k$	$y/Y$	Number of events		Mean duration (s)	
		HS	LS	HS	LS
0	0.13	865	863	0.34	0.36
	0.38	694	693	0.44	0.43
	0.67	879	879	0.36	0.33
1.3	0.13	388	363	0.16	0.15
	0.38	322	296	0.18	0.21
	0.67	325	332	0.14	0.17

Tableau 3.4 Characteristics of turbulent flow structures detected using the WAG scheme.

$l$	$y/Y$	Number of events		Mean duration (s)	
		$> l$	$< l$	$> l$	$< l$
0	0.13	781	782	0.37	0.40
	0.38	756	756	0.39	0.40
	0.67	795	795	0.38	0.37
0.1	0.13	615	657	0.25	0.24
	0.38	600	617	0.26	0.26
	0.67	655	638	0.24	0.25
0.2	0.13	344	360	0.18	0.17
	0.38	335	351	0.19	0.18
	0.67	358	386	0.18	0.18
0.3	0.13	134	128	0.15	0.13
	0.38	145	108	0.15	0.15
	0.67	152	167	0.15	0.15
0.4	0.13	42	21	0.14	0.10
	0.38	48	28	0.12	0.12
	0.67	59	67	0.13	0.11
0.5	0.13	10	1	0.13	0.05
	0.38	5	6	0.09	0.08
	0.67	23	17	1.15	0.08

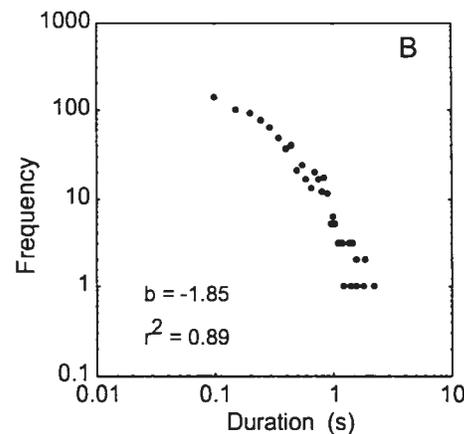
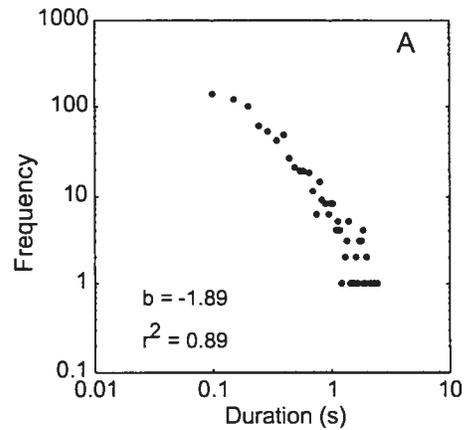
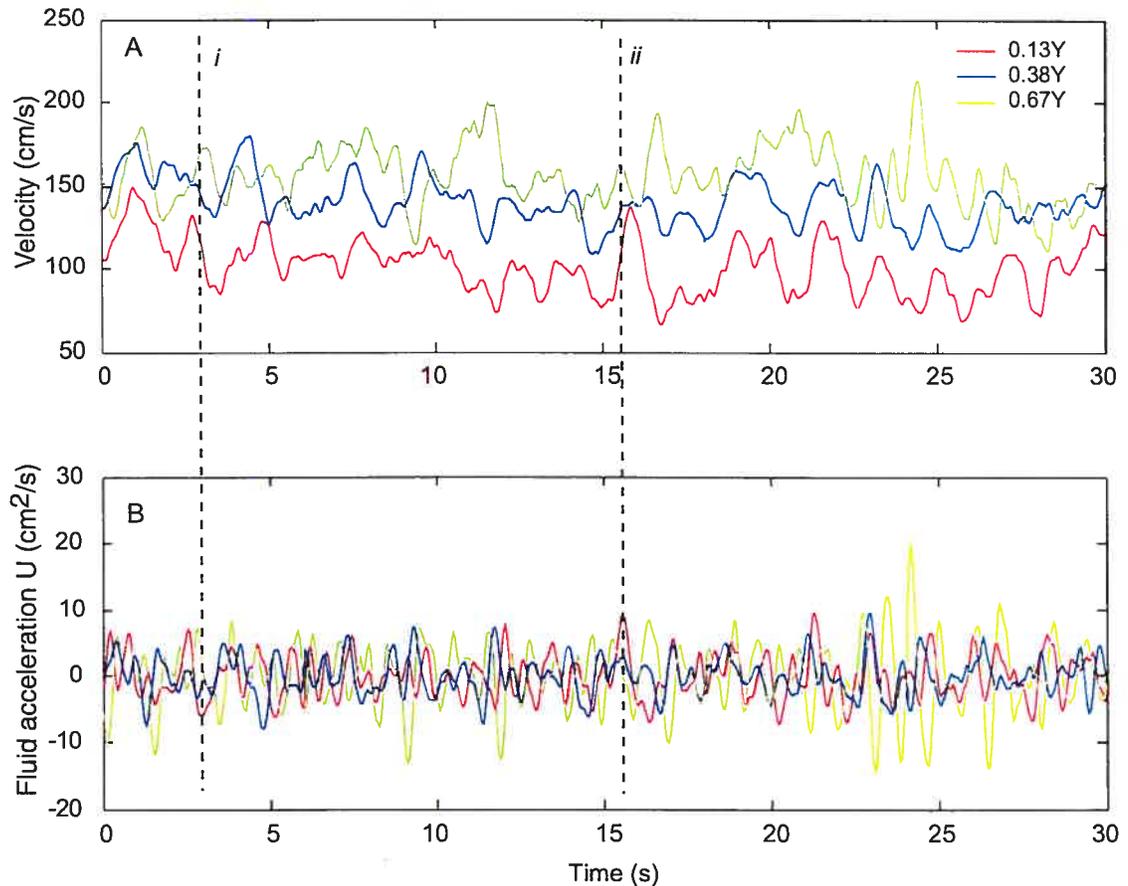
Figure 3.9 Frequency-duration relations for (a) low- and (b) high-speed wedges at 7 cm above the bed. No thresholds are used ( $k = 0$ ).

Figure 3.9 presents the log-log frequency-duration relation for low- and high-speed wedges detected using the u-level scheme at  $0.13Y$  with a threshold  $k = 0$ . The slopes of the relation lie between  $-1.85$  and  $-1.89$ . Similar relations were also found for the two other heights above the bed and using a threshold  $k = 1.3$  (results not shown).

### 3.3.2.3 Presence of large-scale turbulent flow structures

Examples of moving average series for the streamwise velocity and fluid acceleration are shown in Figure 3.10. In Figure 3.10a, we observe a strong coherence between the two velocity series measured closest to the bed. This coherence reveals the



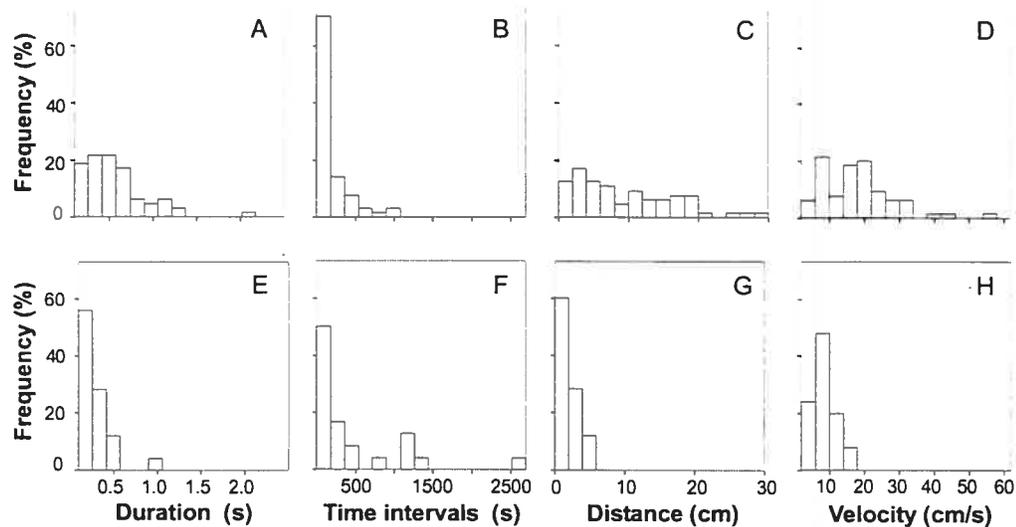
**Figure 3.10 (a)** 30 seconds moving average (window size = 0.5 s) streamwise velocity time series and **(b)** 30 seconds fluid acceleration time series for the three heights above the bed. The figures show the strong coherence between the two sensors located nearest the bed. For the sensor located at 7 cm above the bed (red line), the dotted line *i* is associated in (a) with the transition from a faster to a slower fluid event which corresponds in (b) with a strong fluid deceleration event. On the other hand, the dotted line *ii*, is associated with the transition from a slower to a faster fluid event in (a) which corresponds to a strong acceleration event in (b).

presence of high- and low-speed wedges occupying at least the bottom part of the flow. The signal of the sensor located near the surface sometimes exhibits concomitant motion with the two other sensors while at other times it deviates significantly. This explains the weak correlation between the sensor located at  $0.67 Y$  and the two others as shown by the cross-correlation functions presented in Figure 3.8. The presence of standing waves at the water surface is assumed to affect the flow in the upper region of the boundary layer. This indicates that the interaction between the surface and the development of high- and low-speed wedges is crucial in a supercritical flow. In Figure 3.10b, we present a time series of fluid acceleration over the same period of time. The mean fluid acceleration is  $0 \text{ cm/s}^2$ . The fluid acceleration time series is a highly variable signal and picks out in many cases the edges between high- and low-speed wedges that correspond to transitions from slower to faster fluid or from faster to slower fluid. As fluid acceleration is associated with wedges, there is a relatively good correspondence between the periods of fluid acceleration and deceleration for the two sensors located nearest to the bed (the maximal correlation coefficient between the two series reaches 0.26).

### *3.3.3 Characteristics of sediment transport events*

Sediment transport events were grouped into two types of movement : rolling ( $n = 65$ ) and sliding ( $n = 25$ ). On average, rolling particles were smaller in size (mean  $b$  axis = 2.3 cm) than sliding particles (mean  $b$  axis = 3.3 cm). Table 3.5 shows that 66 % of the rolling particles had a  $b$  axis of 20 mm compared to 20 % for the sliding ones. Few rolling particles have a size greater than 30 mm, while most of the sliding particles are larger than that. Rolling transport events last almost twice as long as sliding transport

events. When rolling, particles also travelled at a higher speed over a distance that is on average nearly three times the distance of the sliding particles. Travel distance and speed also depend on particle size. Figure 3.11 shows the frequency distributions of the duration of events, time intervals between successive events, distance travelled by a



**Figure 3.11** Characteristic (duration, time interval between two events, distance travelled and particle velocity) of the sediment transport events of rolling (a-d) and sliding (e-h).

particle and particle velocity during transport. The duration of events, the distance travelled by particles and the velocity of particles are much more variable for the rolling than for the sliding events. Given that this type of event is less frequent, the time intervals between two successive events are usually greater for the sliding particles.

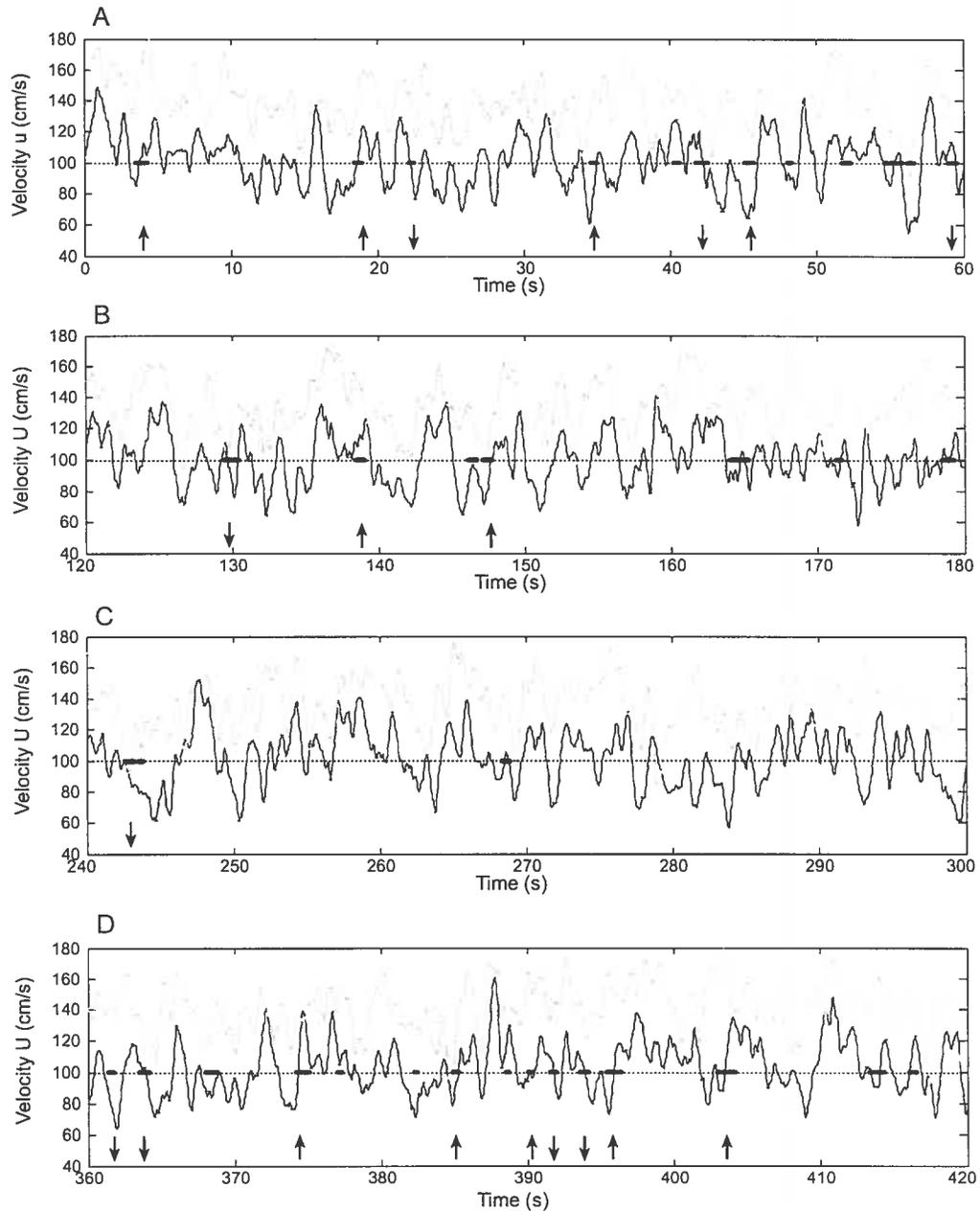
**Tableau 3.5** Mean characteristics of transport events (duration, distance travelled and velocity) for particles of different sizes and for different types of movement (rolling or sliding).

Size (cm)	% of time (rolling)	% of time (sliding)	Duration (s)		Distance (cm)		Velocity (cm/s)	
			Rolling	Sliding	Rolling	Sliding	Rolling	Sliding
2	66.1	20.0	0.53	0.30	8.93	2.20	17.78	8.30
2.5	18.5	20.0	0.71	0.32	8.83	2.40	12.12	7.88
3	12.3	8.0	0.55	0.40	15.00	6.00	28.53	15.20
3.5	0.0	8.0	-	0.33	-	2.50	-	8.50
4	1.5	36.0	0.55	0.24	12.00	2.11	21.80	9.08
5	1.5	8.0	1.05	0.63	30.00	3.50	28.60	6.50
All	100	100	0.57	0.32	10.03	2.64	18.29	8.92

### 3.3.4 Role of large-scale flow structures on sediment transport

#### 3.3.4.1 The role of turbulence

In order to assess the role of turbulence on the incipient motion of particles, we first superimposed sediment transport events over the moving average series of the



**Figure 3.12** Sediment transport events superimposed over moving average streamwise velocity time series. The dotted lines represent the mean velocity at 0.13 Y. Upward arrows indicate transport events when fluid acceleration is most of the time positive and downward arrows, those where acceleration is negative. From (a) to (d), figures represent four different minutes (not consecutive) during the studied period.

streamwise velocities. Figure 3.12 shows four typical 60 s time series. Sediment transport events at this scale are highly intermittent and episodic with periods where they tend to cluster as is the case on Figure 3.12d compared to Figure 3.12c. Visually, it does not appear that transport events occur more often during high- or low-speed periods. It seems that most events occur at rapid transitions in the streamwise flow velocities, thus hinting at the potential role of fluid acceleration and deceleration on the rolling movement of individual particles.

In order to examine the relation between seven flow variables and sediment transport events, we have performed a Wilcoxon rank sum non-parametric test to compare the medians of the flow variables for periods when sediment transport was absent with those when transport occurred (Table 3.6). For these tests we have divided transport events into two categories. The first combined all transport events ( $n = 90$  for a total of 49.6 seconds) and the second only the events where particles of a size equal to 20 mm were moving by rolling ( $n = 43$  for a period of 24.8 seconds). The flow variables that have significantly different medians for both categories of transport events are the vertical velocity, the streamwise flow acceleration and the vertical normal ( $-\rho v'^2$ ) component of the Reynolds stress (Table 3.6). The Reynolds shear stress is not significantly different between the two series even though this variable has been traditionally linked to sediment transport. For transport by rolling, the acceleration in the vertical velocity component and the streamwise normal component ( $-\rho u'^2$ ) of the stress are also significantly different at  $\alpha = 0.05$ .

Median fluid acceleration and  $|\rho v'^2|$  stress component are higher and vertical velocity lower during transport events than for the data series that exclude the periods of transport (Table 3.6). Surprisingly, the analysis shows that the absolute normal stress for the streamwise velocity is lower during transport events than for the whole series. Thus, the two variables that are positively associated with sediment mobility are the streamwise fluid acceleration and the  $v'^2$  stress component.

**Tableau 3.6 Median values of streamwise (u) and vertical (v) velocity components and of streamwise and vertical fluid acceleration components and of Reynolds stresses ( $-\rho u'^2$ ,  $-\rho v'^2$ ,  $-\rho u'v'$ ) and the results of the Wilcoxon rank sum non-parametric test.**

Median values	Dataset without transport	All transport events (n=90)	Transport by rolling – 20 mm (n=43)	Units
u	99.9	97.4	97.5	cm/s
v	1.3	1.4*	1.4*	
Acceleration u	-1.8	3.8**	6.2*	cm <sup>2</sup> /s
Acceleration v	0.3	0.5	-5.7*	
$-\rho u'^2$	-24.3	-21.3	-18.5*	N/m <sup>2</sup>
$-\rho v'^2$	-9.1	-11.0**	-11.6*	
$-\rho u'v'$	1.9	1.5	1.6	

\*  $\alpha < 0.05$

\*\*  $\alpha < 0.01$

The degree of association between transport events and individual flow structures identified from different detection schemes is difficult to ascertain. Table 3.7 presents the percentage of time occupied by each quadrant and the percentage of time when sediment transport occurs within each type of quadrant events for three values of H. Results are presented for the sensor closest the bed. Table 3.7 shows the dominance of Q2-Q4 events for  $H = 0$  and  $H = 1$  while Q1-Q4 dominate for events of higher magnitude ( $H = 2$ ). Except for the movement of sliding particles that is associated more frequently with Q3 and Q4 events and of rolling particles that seem to be slightly more frequent during Q2 events, the distribution of quadrant events when sediment transport occurs is approximately the same as the distribution for the whole dataset. Table 3.8

presents the results for high- and low-speed wedges as detected by the u-level technique. There is a slight dominance of low-speed over high-speed flow structures at  $k = 0$ , but this dominance is reversed for  $k = 1.3$ , a result that is consistent with the observations made from the quadrant analysis. Sediment transport events appear to be initiated more frequently during low- than high-speed wedges. This association seems to disappear for high magnitude events.

**Tableau 3.7 Percentage of time occupied by each quadrant event and percentage of sediment transport associated to each kind of quadrant event.**

<i>Quadrant</i>	<i>H</i>	<i>% time</i>	<i>% time associated with transport</i>	<i>% time - rolling</i>	<i>% time - sliding</i>
Q1	0	21.2	20.2	21.2	16.2
Q2		30.1	30.1	33.5	15.1
Q3		21.7	24.4	21.8	35.7
Q4		27.0	25.3	23.5	33.0
Q1	1	4.5	4.2	4.5	3.2
Q2		6.1	7.2	8.5	1.1
Q3		1.9	2.2	1.7	4.3
Q4		7.4	7.6	7.1	9.7
Q1	2	1.6	1.7	1.9	1.1
Q2		1.5	1.7	2.1	0.0
Q3		0.3	0.1	0.0	0.5
Q4		3.0	3.3	3.5	2.7

**Tableau 3.8 Percentage of time occupied by high- (HS) and low-speed (LS) turbulent flow structures.**

	<i>k</i>	<i>% time</i>	<i>% time associated with transport</i>	<i>% time - rolling</i>	<i>% time - sliding</i>
HS	0	48.2	45.5	44.7	49.2
	1.3	10.6	8.0	8.2	7.0
LS	0	51.8	54.5	55.3	50.8
	1.3	9.0	8.1	8.2	7.6

Because fluid acceleration appears to play an important role on the mobility of individual particles, we expect turbulent flow structures detected from the WAG scheme to be better associated with sediment mobility. Table 3.9 presents the percentage of time

occupied by positive and negative WAG events. Even if there is a dominance of negative events over positive ones for  $l = 0$  and  $l = 0.1$ , sediment transport occurs more frequently during positive rather than negative fluid acceleration events. We also note the relatively weak role of flow structures of high magnitude ( $l \geq 0.3$ ) as they occupy less than 8 % of the total time and less than 4 % of the time when transport occurs.

**Tableau 3.9 Percentage of time occupied by positive and negative WAG events.**

Type of events	$l$	% time	% time associated with transport	% time - rolling	% time - sliding
Positive WAG	0	48.5	52.9	53.0	52.4
	0.1	25.7	28.8	28.8	28.6
	0.2	10.5	10.2	10.3	9.7
	0.3	3.5	1.7	2.1	0.0
	0.4	1.0	0.5	0.6	0.0
	0.5	0.2	0.0	0.0	0.0
Negative WAG	0	51.5	47.1	47.0	47.6
	0.1	26.5	22.3	23.3	17.8
	0.2	10.0	6.6	7.4	3.2
	0.3	2.7	1.6	1.9	0.5
	0.4	0.3	0.0	0.0	0.0
	0.5	0.0	0.0	0.0	0.0

**Tableau 3.10 Number of sediment transport events associated with at least one turbulent flow structure detected using the WAG algorithm (RS = rolling or sliding; R = rolling; S = sliding).**

Threshold	Number of events			Relative number of events (%)		
	RS	R	S	RS	R	S
> 0.1 std	61	47	14	67.8	72.3	56.0
< 0.1 std	52	43	9	57.8	66.2	36.0
> $\pm$ 0.1 std	77	57	20	85.6	87.7	80.0
> 0.2 std	32	26	6	35.6	40.0	24.0
< 0.2 std	22	19	3	24.4	29.2	12.0
> $\pm$ 0.2 std	45	36	9	50.0	55.4	36.0
> 0.3 std	6	6	0	6.7	9.2	0.0
< 0.3 std	8	7	1	8.9	10.8	4.0
> $\pm$ 0.3 std	13	12	1	14.4	18.5	4.0

The number of sediment transport events associated with at least one WAG structure is presented in Table 3.10. It shows the importance of strong positive fluid acceleration on the initiation of particle movement, especially for the rolling particles.

More than 70 % of sediment transport events of rolling particles are associated with at least one positive WAG structure. This proportion is high when compared to the time occupied by these structures (29 %). The displacement of sliding particles is less associated with fluid acceleration. While still significant, fluid deceleration is not as important as fluid acceleration, except for high magnitude events ( $l = 0.3$ ).

#### 3.3.4.2 Effects of large-scale fluid acceleration and $v'^2$ stress

Table 3.11 shows that 57 % of events are localized during strong (positive or negative) fluid acceleration. This proportion is slightly higher for rolling particles (59 %) than for those that are sliding (52 %). 32 % of events involving rolling particles are associated with fluid deceleration events while only 26 % occur during acceleration events. On the other hand, a larger proportion of particles transported in a sliding mode is linked to fluid acceleration events than to deceleration periods (32 and 20 % respectively). Table 3.11 also shows that on average 54 % of events are associated to strong values of instantaneous vertical stress, 57 % if we consider only rolling particles, but only 48 % for sliding particles. Finally, 35 % of rolling movements are linked to both large-scale fluid acceleration and  $|-pv'^2|$ , compared to 20 % for sliding movements.

**Tableau 3.11 Percentage of sediment transport events associated with strong large-scale fluid acceleration or deceleration and with high  $v'^2$  normal stress component ( $v'^2 > \text{mean}$ ).**

	% <i>all</i>	% <i>rolling</i>	% <i>sliding</i>
Fluid acceleration/Deceleration	56.7	58.5	52.0
Acceleration	27.8	26.2	32.0
Deceleration	28.9	32.3	20.0
$v'^2 > \text{mean}$	54.4	56.9	48.0
Fluid acceleration/deceleration and $v'^2 > \text{mean}$	31.1	35.4	20.0
Fluid acceleration only	25.6	23.1	32.0
$v'^2 > \text{mean}$ only	23.3	21.5	28.0

### 3.3.4.3 Predictions of the duration of sediment transport events

Normal vertical stress ( $v'^2$ ) and streamwise fluid acceleration have a positive influence on the initiation of particle movement. Both variables are used here to develop a multiple regression model to predict the duration of transport events for particles of 20 mm that are rolling, a situation where the role of each variable is maximized. In this analysis, we use the maximal value of acceleration and of  $|\rho v'^2|$  occurring during the transport event as a representative value for the whole event. Figure 3.13 presents bivariate plots of the relations between the variables. The slopes of the relations are all

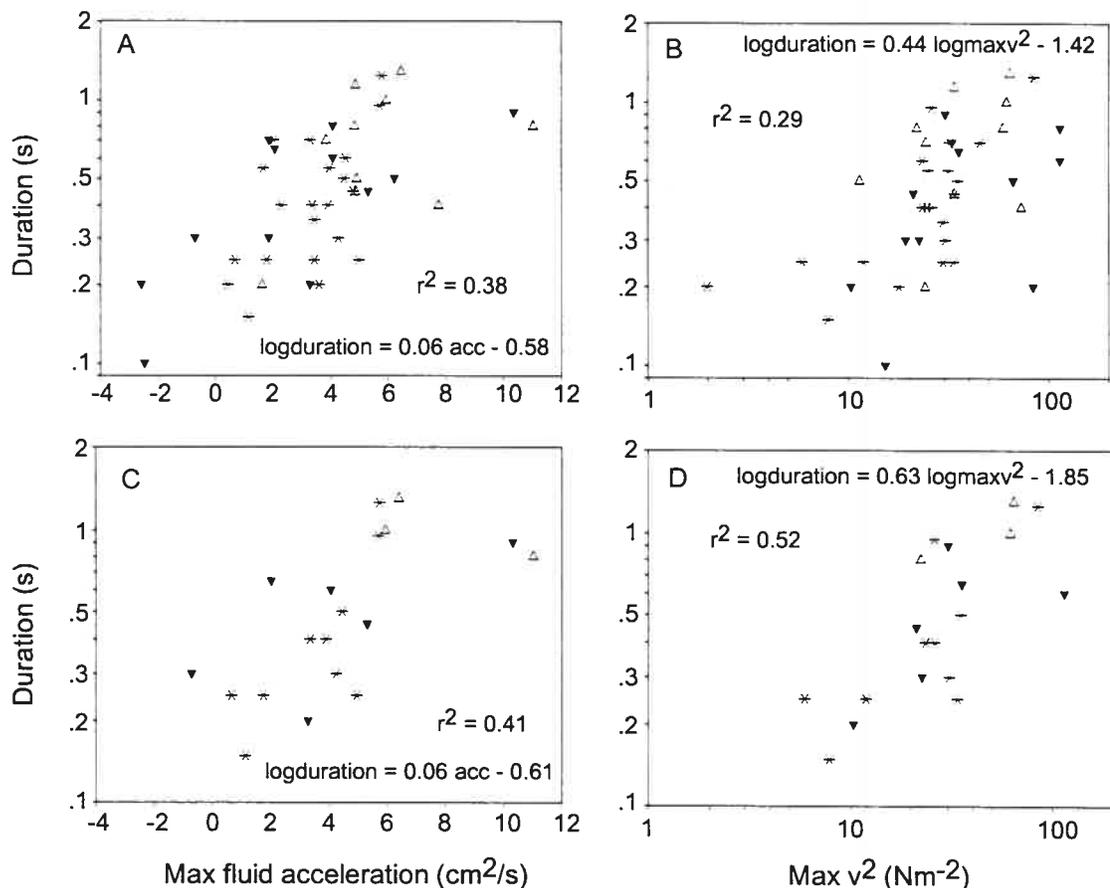


Figure 3.13 Relations between transport event duration for particles of 20 mm in size that move by rolling and the maximal fluid acceleration (a,c) and the maximal  $v'^2$  normal stress component (b,d). (a) and (b) are for all transport by rolling and (c) and (d) for particles that began their movement outside of the field view of the camera. We have distinguished events associated to large-scale fluid acceleration ( $\Delta$ ) or deceleration ( $\nabla$ ) from those that are not linked with any strong acceleration or deceleration at a macro-turbulent scale (\*).

significantly different from 0 at  $\alpha < 0.01$ . When all transport events are considered, maximal fluid acceleration (Figure 3.13a) and  $|\rho v'^2|$  (Figure 3.13b) explain 38 % and 29 % of the duration of transport events, respectively. The proportions of explained variance increase to 41 % (Figure 3.13c) and 52 % (Figure 3.13d) respectively, when only the particles that initiate their movement upstream from the field of view of the camera are considered. This is perhaps explained by the fact that these particles are closest to the ECMs when they begin their movement and could thus be more responsive to the flow characteristics measured by the sensors.

The maximal acceleration and the log maximal  $|\rho v'^2|$  are only slightly correlated ( $r = 0.19$ ) with one another and both can be included into a multiple regression model without inducing a problem of multicollinearity. Table 3.12 presents the multiple linear regression coefficients of the predictive models for the transport events of 20 mm particles that are rolling. The equation of the regression model when all particle movements are considered is :

$$\log duration = 0.054 acc + 0.36 \log v^2 - 1.42 \quad (3.5)$$

and is :

$$\log duration = 0.048 acc + 0.51 \log v^2 - 1.77 \quad (3.6)$$

when only particles that began their movement outside of the field view of the camera are taken into account. In both equations, *acc* is the maximal acceleration variable and  $v^2$  the maximal normal vertical stress component variable. The duration of movement of rolling particles is better explained when we consider only particles that began their

movement upstream from the field view of the camera (equation 3.5) with  $r^2 = 0.75$  compared to  $r^2 = 0.57$  when all the rolling transport events are considered (equation 3.4). The beta coefficients indicate that the log maximal  $|\rho v'^2|$  explains a slightly higher proportion of the variance than maximal acceleration when all the rolling transport events are considered. However, when only particles that began their movement outside the field of view are considered, the maximal acceleration explains slightly more variance than the log maximal  $|\rho v'^2|$  variable.

**Tableau 3.12 Multiple linear regression model parameters and coefficients to explain duration of transport events for particles of 20 mm that are rolling.**

<i>Dependent variable</i>	<i>Position in the field view of the camera</i>	<i>Independent variables*</i>	<i>Beta Coeff</i>	$R^2$	$F$	$n$
Log Duration	in or outside	Acceleration max U	0.450	0.57	29.07	43
		Log max $ \rho v'^2 $	0.546			
Log Duration	outside	Acceleration max U	0.602	0.75	27.61	19
		Log max $ \rho v'^2 $	0.496			

\* All the explicative variables used in the models are statistically significant at  $\alpha = 0.01$

### 3.4 DISCUSSION

This study is one of the first to investigate *in situ* the role of turbulence on the incipient motion of particles in a gravel-bed river. The results are based on a quantitative analysis of the simultaneous measurements of flow velocity and of bedload transport. Previously, Drake *et al.* (1988) have suggested that the collective motion of particles on a gravel bed is linked to sweep events. These researchers did not measure flow velocity directly, but inferred it from the relative particle velocity. On the other hand, Dinehart (1999) showed that the movement of fine to coarse gravels seems to be visually associated with large-scale streamwise velocity pulsations. The paucity of studies on this subject is in part due to the difficulty of directly observing sediment transport movement

on a gravel bed at a fine temporal scale. It is also related to the inherent difficulty of measuring and isolating the effects of turbulence among the many factors that play a role on particle movement on a gravel bed. The deployment of instruments at high flow velocity while the bed is mobile also imposes important challenges and constraints. Not only is it difficult to find a suitable study site where particles are mobile at a flow depth that allows wading, but the water also has to remain clear enough to film the particles at the bed. There are several constraints associated with the analysis of the images as well. For instance, the image quality of the film is not always sufficient to discriminate the movement of particles smaller than 20 mm and thus to estimate continuous flux sediment rate. The wake that develops upstream from the camera at the water surface leads to the formation of air bubbles that are visible on the film. This has prevented us from applying an automatic image analysis algorithm. It is also difficult to find the optimal separation distance between the ECMs and the field of view of the camera. A compromise has to be struck between a safe distance that would prevent any effect of the ECMs on the sediment transport processes and the recording of the turbulent flow conditions that prevail in the zone of sediment transport. Finally, it is difficult to synchronize the camera with ECMs recordings. We have used the clocks of the instruments, but the technique should be refined to reduce the synchronization error below 0.5 s. It is important to note, however, that in spite of these challenges and constraints, the deployment used here has provided insightful and new results on the role of turbulence on particle movement at the bed.

### 3.4.1 Large-scale flow structures

Our study relies on the assumption that there exist large-scale turbulent flow structures over mobile gravel beds. To date, most studies on these structures were conducted at average streamwise velocities ranging between 0.3 and 0.7 m/s (e.g. : Ferguson *et al.*, 1996; Buffin-Bélanger *et al.*, 2000a; Roy *et al.*, 2004). The question remains : do such structures exist when the mean flow velocity is more than 1.3 m/s, when the flow is supercritical and when the bed is mobile? In a gravel-bed river, Dinehart (1999) has found structures occupying the full depth of the flow when the mean velocity ranged between 1.1 and 2.0 m/s, but the velocity sampling frequency was much lower than required for the study of turbulence. Our study confirms Dinehart's results by showing that large-scale turbulent flow structures similar to wedges that have been previously described in the literature also exist when the mean flow velocity is high. Using ITS and ILS values, the sizes of these structures are found to be different from results previously reported in the literature. We have obtained an average length for these structures of 0.6 to 0.8  $Y$  compared to 0.9 to 1.3  $Y$  for Roy *et al.* (1996a), and our average flow velocity was about two times faster. This means that for a constant flow depth, the large-scale turbulent flow structures are deformed in the flow about two times more rapidly when the flow is two times faster. Even if the average velocity is nearly three times higher in this study, it is interesting to note that the log-log frequency-duration relations for both low- and high-speed wedges with slopes near -1.9 are similar to values ranging between -1.44 and -1.82 for Paiement-Paradis *et al.* (2003). This confirms the robustness of the scaling model of event frequency and duration in a wide range of turbulent flows in gravel-bed rivers.

### ***3.4.2 Role of macroturbulent flow structures on sediment transport***

Because of the role of confounding factors in rivers, turbulence will never entirely explain the temporal variability in bedload transport, even on short temporal scales. Factors such as the size, the shape and the imbrication of particles on the bed influence the mobility of particles. Even when observations are restricted to a single size fraction, in cases where the bed surface is composed of highly heterometric particles, the critical entrainment stress will vary for each particle (Mc Ewan *et al.*, 2004). Thus, a sustained turbulent event of a magnitude that would exceed the threshold for incipient motion will not always result in the mobilization of a particle. Furthermore, the nature of the stress necessary to move a particle will vary according to the mode of transport whether the particles are rolling or sliding.

Even since the work of Drake *et al.* (1988), sweeps have been traditionally considered as one of the principal mechanisms associated with the motion of bedload particles in turbulent flows (Best, 1993; Hogg *et al.*, 1996). These structures have a swift downward movement that contributes positively to the Reynolds shear stress. In this study, the distribution of quadrant events is typical of what is observed in a turbulent boundary layer in a gravel-bed river. We have observed that Q3 and Q4 events that have a negative vertical component move proportionally more sliding particles than Q1 and Q2 events that have a positive vertical component. On the other hand, rolling particles are associated in a greater proportion with Q2 events rather than with Q4 events. Recent studies carried out in geophysical flows have shown that sediment transport (both in bedload and in suspension) is poorly correlated with the Reynolds shear stress, but well correlated with the streamwise velocity fluctuations (eg.: Thorne *et al.*, 1989; Nelson *et*

*al.*, 1995; Williams *et al.*, 2003; Schönfeldt and von Löwis, 2003). This result would be consistent with the notion that the drag force is the main hydrodynamic force responsible for the mobilization of bed particles. Nelson *et al.* (2001) have reported that mean drag forces should be significantly higher than mean lift forces on a gravel bed. Our results show, however, that there does not seem to exist a relation between Reynolds shear stress or streamwise velocity fluctuation and the entrainment of large particles on the bed.

We have also tested the hypothesis proposed by Clifford *et al.* (1991) and Papanicolaou *et al.* (2001) suggesting that the  $u'^2$  normal stress component is important in the mobilization of sediment. This stress component is proportional to the drag force (Ancy *et al.*, 2002). Our results confirm that the median  $|\rho u'^2|$  stress component is greater ( $21.3 \text{ Nm}^{-2}$ ) than the median shear stress ( $1.5 \text{ Nm}^{-2}$ ) and the median  $|\rho v'^2|$  normal stress component ( $11.0 \text{ Nm}^{-2}$ ) (Papanicolaou *et al.*, 2001) but they do not appear to be positively related to particle movements. The absolute median  $|\rho u'^2|$  stress component is less during transport events ( $21.3 \text{ Nm}^{-2}$ ) than during the times where transport events are absent ( $24.3 \text{ Nm}^{-2}$ ). Someone could argue that the absence of relation between the  $|\rho u'^2|$  stress component and the particle movements may be due to the fact that high instantaneous stress values are associated either with very low or very high instantaneous fluid velocity values. However, no relation was found between high streamwise velocity values and particle displacements, so the absence of relation with the  $|\rho u'^2|$  stress component could not be due only to this fact.

Nelson *et al.* (1995) and Schmeeckle and Nelson (2003) argued that the duration of the turbulent flow structures have an impact on the sediment transport rate. Even if flow structures of long duration occupy a small proportion of the time, they contribute to most of the flux sediment rate. Paiement-Paradis *et al.* (2003) used this observation to justify the importance of the log-log frequency-duration scaling laws of turbulent flow events. Even if the streamwise velocity fluctuations did not seem to be correlated with sediment transport events, we examined whether the high- and low-speed wedges of high duration moved more particles. There was no significant relation that could be clearly identified. Visually, we observed that for the few high-speed wedges of long duration associated with particle displacement, transport occurs at the beginning of the turbulent flow structure and is not influenced by its duration. This observation reinforced the idea that the motion of particles is initiated during the strong acceleration occurring at the transition between low-speed and high-speed wedges.

### ***3.4.3 Fluid acceleration and $v^2$ stress***

This study has shown the importance of intense fluid acceleration and deceleration on the incipient motion of bed particles in rivers. The importance of acceleration has been previously recognized in unsteady flows (eg.: Drake and Calantoni, 2001; Puleo *et al.*, 2003). However, the precise role of the fluid acceleration in the streamwise direction on sediment transport is not well understood. Acceleration seems to modify the force acting on the bed by favouring strong horizontal pressure gradients (Drake and Calantoni, 2001; Nielsen, 1992; 2002; Puleo *et al.*, 2003). In our study, even if strong fluid acceleration/deceleration periods occurred only during 10 % of the time (WAG structures,  $l = 0.2$ ), 59 % of the sediment transport events were

associated with strong fluid accelerations or decelerations that were coherent over the entire depth of the flow. Since large-scale fluid acceleration is linked with high- and low-speed wedges, this coherence over the vertical profile may highlight the importance of macroturbulence for the mobilization of particles at the bed. The  $l = 0.2$  criteria value may seem arbitrary, but it does yield a similar percentage of time occupied by turbulent events and by sediment transport events. The number of WAG structures detected using this threshold value is also comparable to the number of high- and low-speed wedges using  $k = 1.3$ , a threshold value commonly used in the literature to detect high magnitude large-scale turbulent flow structures (Bogard and Tiederman, 1986; Paiement-Paradis *et al.*, 2003; Roy *et al.*, 2004).

Even if its effect is less marked than that of fluid acceleration, the  $v'^2$  normal Reynolds stress component also seems to have a significant influence on the incipient motion of particles on the bed. This stress component has been previously theoretically associated with suspended sediment transport (Bagnold, 1966; Leeder, 1983b). The  $v'^2$  stress is associated with the lift force. Contrary to the drag force, the lift force is poorly correlated with the streamwise velocity fluctuations and is generated by the pressure difference between the top and the bottom of the particle. Nelson *et al.* (2001) measured horizontal and vertical components of the force acting on a stationary grain at a very high frequency (almost 200 Hz) and observed that over a gravel bed, the maximum lift events correspond to about the mean drag. They have proposed that the entrainment of particles, especially when the transport rate is very low, is much more likely to occur during the relatively rare episodes of especially high lift force. They have also supposed that the high lift events are explained by the sudden deceleration of the flow (at a

turbulent scale) under the particles that produce a locally high pressure zone. Even if we did not directly measure the forces acting on the bed, our results are to some extent consistent with those of Nelson *et al.* (2001) since we have observed that 57 % of the rolling events and 48 % of the sliding events were associated with high  $|\rho v'^2|$  values, thus responding to strong positive or negative instantaneous lift forces. The difference between the two types of events is expected because the particles moving by sliding on the bed do not turn and are always in contact with the bed during their motion. The vertical component of their movement is therefore less significant. On the other hand, many rolling particles have an important upward motion even though we could not identify from the film which particles were lifted above the bed.

### 3.5 CONCLUSION

Through the deployment of instruments allowing for the simultaneous measurements of flow velocity and bedload transport at a turbulent scale in a natural gravel-bed river, we have shown that the displacement of individual bed particles responds to turbulence. Our methodology made it possible to establish a link between macroturbulence and incipient motion of individual particles on a gravel bed. Bedload transport was studied using an underwater video that filmed the displacement of bed particles and flow velocities using electromagnetic current meters (ECMs). This study has also confirmed the existence of large-scale turbulent flow structures over a mobile gravel bed with a mean flow velocity that exceeds 1.35 m/s.

Specifically, we have shown that neither the Reynolds shear stress, quadrant events nor positive velocity fluctuations are associated with particle movements. We

have found, however, that strong large-scale streamwise fluid acceleration and high  $|\rho v'^2|$  normal stress near the bed play an important role on the incipient motion of rolling particles. We have also shown that both streamwise fluid acceleration and high values of  $|\rho v'^2|$  Reynolds stress explain the duration of sediment transport events. However, it is not clear why fluid acceleration and deceleration are important for the mobilization of bed particles even if they do affect the force acting on the bed by modifying the horizontal pressure gradients. On the other hand, the  $v'^2$  stress component is thought to contribute to the initiation of particle motion by affecting the lift forces near the bed.

Even if our experimental design allowed us to only investigate the relation between turbulence and motion of relatively large individual particles and not with bedload sediment rates, we have presented promising results identifying the role of two turbulent variables on the dynamic of bedload sediment transport : the instantaneous fluid acceleration/deceleration and the vertical normal stress component. Further research, both in laboratory flumes and especially in natural rivers, is necessary to confirm and quantify the role of these turbulent variables on the bedload sediment transport processes.

#### **ACKNOWLEDGEMENTS**

This research is part of the program sustained by the Canada Research Chair in Fluvial Dynamics. The authors would like to thank the Canadian Foundation for Innovation, the Canada Research Chair programs, the NSERC of Canada and the

FQRNT for their financial support. The authors are also grateful to Geneviève Marquis and Joëlle Quirion-Sicard for their help during field work.

#### 4. CONCLUSION GÉNÉRALE

---

Une recension exhaustive de la littérature a permis de noter la rareté des études consacrées à l'étude du rôle de la turbulence et des structures turbulentes sur la dynamique du transport en rivière. Ceci est vrai tant pour le transport en suspension dans les rivières sableuses (Lapointe, 1992; Kawanisi et Yokosi, 1993) que le déplacement des particules en charge de fond dans les cours d'eau graveleux (Drake *et al.*, 1988; Dinehart, 1999). Les difficultés liées au développement d'une méthode efficace pour évaluer le transport de sédiments à l'échelle des fluctuations turbulentes en rivière expliquent en partie qu'il y ait eu si peu d'études publiées sur le sujet.

Dans ce mémoire, nous avons élaboré un protocole expérimental novateur pour étudier *in situ* dans une rivière à lit de graviers le rôle de la macro-turbulence sur le transport de sédiments. Ce protocole repose sur l'enregistrement simultané des composantes longitudinales et verticales de vitesse et du transport en charge de fond de particules individuelles.

Par cette étude, nous avons montré que les structures à grande échelle de l'écoulement existent en rivière à lit de graviers même si le lit est mobile et si la vitesse moyenne est aussi élevée que 1.36 m/s et que l'écoulement est surcritique. En effet, jusqu'à présent, ces structures turbulentes n'avaient été formellement observées que dans des milieux où la vitesse moyenne oscille entre 0.3 et 0.7 m/s, une vitesse qui est insuffisante dans bien des milieux pour mobiliser le lit.

Nous avons aussi montré que ni le produit  $-\rho u'v'$  des cisaillements de Reynolds ni les structures à grande échelle de fortes vitesses ou les structures des quadrants 1 et 4 souvent identifiées comme déterminantes dans le transport au lit n'influencent la mise en transport des particules de taille supérieure à 20 mm. De plus, nos résultats ne permettent pas de confirmer l'hypothèse de Clifford *et al.* (1991) et de Papanicolaou *et al.* (2001) qui stipulait que la composante longitudinale des cisaillements normaux ( $-\rho u'^2$ ) influence positivement la mise en transport des particules. Cependant, nous avons observé un lien fort entre les fortes valeurs d'accélération et de décélération dans le sens longitudinal l'écoulement et la mise en mouvement de particules au lit. Ainsi, même si les périodes de forte accélération n'occupent que 10 % du temps, 59 % des événements de transport où les particules roulent sur le lit sont associés à des fortes valeurs d'accélération. Un lien avec les fortes valeurs de cisaillement normal vertical ( $-\rho v'^2$ ) a également été établi puisque 57 % des événements de roulement (taille des particules = 20 mm) sont associés à des fortes valeurs de  $|\rho v'^2|$ . Finalement, en établissant des modèles de régression multiple, nous avons montré que les valeurs maximales d'accélération et de cisaillement  $|\rho v'^2|$  au cours d'un événement de transport prédisent bien la durée des événements de transport.

Le rôle précis de l'accélération n'est pas encore bien compris, mais il est possible que les fortes valeurs d'accélération modifient les forces d'entraînement qui agissent au lit en favorisant l'apparition de gradients de pression horizontaux comme il semble que ce soit le cas dans des écoulements non-stationnaires (Drake et Calantoni, 2001; Nielsen, 1992; 2002; Puleo *et al.*, 2003). Quant aux fortes valeurs de cisaillement normal  $|\rho v'^2|$ ,

on estime qu'elles contribuent à favoriser la mise en transport des particules qui se déplacent par roulement en affectant positivement les forces de soulèvement au lit.

À notre connaissance, il s'agit de la première étude qui réussit à quantifier *in situ* dans une rivière à lit de graviers un lien entre la macro-turbulence de l'écoulement et le transport de particules en charge de fond. Bien que notre protocole expérimental ne permettait pas d'étudier le rôle de la turbulence sur les flux de transport en charge de fond, les résultats présentés sont prometteurs et présentent une nouvelle avenue de recherche encore peu explorée dans la littérature sur les écoulements unidirectionnels : l'importance des fluctuations dans l'accélération instantanée du fluide.

## RÉFÉRENCES

---

- Acarlar, M. S. et C.R. Smith. (1987) A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. Part 1. Hairpin vortices generated by a hemisphere protuberance. *Journal of Fluid Mechanics*, 175 : 1-41.
- Allen, J.R.L. (1985) *Principles of physical sedimentology*. Allen et Unwin, London, 272 p.
- Ancey, C., F. Bigillon, P. Frey, J. Lanier et R. Ducret (2002) Saltating motion of a bead in a rapid water stream. *Physical Review E*, 66 : 036306.
- Bagnold, R.A. (1966) An approach to the sediment transport problem from general physics. *Professional Papers US Geological Survey*, 422-I, 37 p.
- Bailard, J.A. (1981) An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach. *Journal of Geophysical Research*, 86(C11) : 938-954.
- Bauer, B. O., J. Yi, S.L. Namikas et D.J. Sherman (1998) Event detection and conditional averaging in unsteady aeolian systems. *Journal of Arid Environments*, 39 : 345-375.
- Bennett, S.J. et J.L. Best (1995) Mean flow and turbulence structure over fixed, two-dimensional dunes : implications for sediment transport and bedform stability. *Sedimentology*, 42 : 491-513.
- Bennett, S.J. et J.L. Best (1996) Mean flow and turbulence structure over fixed ripples and the ripple-dune transition, in *Coherent Flow Structures in Open Channels*, éd. par P. Ashworth, J.L. Best, S.J. Bennett et S.J. McLelland, p. 281-304, John Wiley & Sons Ltd, Chichester.
- Best, J. L. (1992) On the entrainment of sediment and initiation of bed defect : insights from recent developments within turbulent boundary layer research. *Sedimentology*, 39 : 797-811.
- Best, J. L. (1993) On the interactions between turbulent flow structure, sediment transport and bedform development: some considerations from recent experimental research, in *Turbulence : Perspectives on Flow and Sediment Transport*, éd. par N.J. Clifford, J.R. French et J. Hardisty, p. 61-92, John Wiley & Sons Ltd, Chichester.
- Blackwelder, R.F. (1987) Coherent structures associated with turbulent transport, in *Proc. of 2<sup>nd</sup> Int. Symp. on Transport Phenomena in Turbulent Flows*, Tokyo : 1-20.
- Bogard, D.G. et W.G. Tiederman (1986) Burst detection with single-point velocity measurements. *Journal of Fluid Mechanics*, 162 : 339-413.
- Bowen, A.J. (1980) Simple models of nearshore sedimentation : beach profiles and longshore bars, in *The Coastline of Canada*, éd. par S.B. McCann, p. 1-11, Geological Survey of Canada, Ottawa.
- Bradshaw, P. (1971) *An introduction to turbulence and its measurement*. Pergamon Press, Oxford, 218 p.
- Brayshaw, A.C. (1984) Characteristics and origin of cluster bedforms in coarse-grained alluvial channels, in *Sedimentology of gravels and conglomerates*, éd. par E.H. Koster et R.J. Steel, Canadian Society of Petroleum Geologists 10, p. 77-85.
- Brasington, J., R. Middleton, L.E. Frostick et B.J. Murphy (2000) Detecting significant sediment motion in a laboratory flume using digital video image analysis. *Earth Surface Processes and Landforms*, 25 : 191-196.

- Brown, G. L. et A.S.W. Thomas (1977) Large structure in a turbulent boundary layer. *The Physics of Fluids*, 20(10) : S243-S252.
- Buffin-Bélanger, T. (2001) *Structure d'un écoulement turbulent dans un cours d'eau à lit de graviers en présence d'amas de galets*. Thèse de doctorat, Département de géographie, Université de Montréal, 242 p.
- Buffin-Bélanger, T. et A.G. Roy (1998) Effects of a pebble cluster on the turbulent structure of a depth-limited flow in a gravel-bed rivers. *Geomorphology*, 25 : 249-267.
- Buffin-Bélanger, T., A.G. Roy et A.D. Kirkbride (2000a) On large-scale flow structures in a gravel-bed river. *Geomorphology*, 32 : 417-435.
- Buffin-Bélanger, T., A.G. Roy et A.D. Kirkbride (2000b) Vers l'intégration des structures turbulentes de l'écoulement dans la dynamique d'un cours d'eau à lit de graviers. *Géographie physique et Quaternaire*, 54(1) : 105-117.
- Buffin-Bélanger, T., A.G. Roy et M. Levasseur (2001) Interactions entre les structures d'échappement et les structures à grande échelle dans l'écoulement turbulent des rivières à lit de graviers. *Revue des Sciences de l'Eau*, 14(3) : 381-407.
- Buffin-Bélanger, T. et A.G. Roy (sous presse) One minute in the life of a river : selecting the optimal record length for the measurement of turbulence in fluvial boundary layers, *Geomorphology*.
- Butt, T. et P. Russell (1999) Suspended sediment transport mechanisms in high-energy swash. *Marine Geology*, 161 : 361-375.
- Cao, Z. (1997) Turbulent bursting-based sediment entrainment function. *Journal of Hydraulic Engineering*, 123(3) : 233-236.
- Cao, Z., S. Egashira et P.A. Carling (2003) Role of suspended-sediment particle size in modifying velocity profiles in open channel flows. *Water Resources Research*, 39 : 1029, doi:10.1029/2001WR000934.
- Carbonneau, P. E. et N.E. Bergeron (2000) The effect of bedload transport on mean and turbulent flow properties. *Geomorphology*, 35 : 267-278.
- Carling, P. A., J.J. Williams, A. Kelsey, M.S. Glaister et H.G. Orr (1998) Coarse bedload transport in a mountain river. *Earth Surface Processes and Landforms*, 23 : 141-157.
- Clifford, N.J. et J.R. French (1993) Monitoring and modelling turbulent flow : historical and contemporary perspectives, in *Turbulence : Perspectives on Flow and Sediment Transport*, éd. par N.J. Clifford, J.R. French et J. Hardisty, p. 1-34, John Wiley & Sons Ltd, Chichester.
- Clifford, N.J., K.S. Richards et A. Robert (1992) The influence of microform bed roughness elements on flow and sediment transport in gravel bed rivers : comment on a paper by M. A. Hassan et I. Reid. *Earth Surface Processes and Landforms*, 17 : 529-534.
- Clifford, N. J., J. McClaychey et J.R. French (1991) Discussion. Measurements of turbulence in the benthic boundary layer over a gravel bed and comparison between acoustic measurements and predictions of the bedload transport of marine gravels. *Sedimentology*, 38 : 161-171.
- Dinehart, R. L. (1999) Correlative velocity fluctuations over a gravel river bed. *Water Resources Research*, 35(2) : 569-582.

- Dingman, S.L. (1984) *Fluvial hydrology*. W.H. Freeman and Company, New York, 383 p.
- Drake, T. G., R. L. Shreve, W.E. Dietrich, P.J. Whiting et L.B. Leopold (1988) Bedload transport of fine gravel observed by motion-picture photography. *Journal of Fluid Mechanics*, 192 : 193-217.
- Drake, T.G. et J. Calantoni (2001) Discrete particle model for sheet flow sediment transport in the nearshore. *Journal of Geophysical Research*, 106(C9) : 19859-19868.
- Emmett, W.W. (1980) A field calibration of the sediment-trapping characteristics of the Helley-Smith bedload sampler. *Geological Survey Professional Paper 1139*, 44 p.
- Ergenziger, P. et J. Conrady, J. (1982) A new tracer technique for measuring bedload in natural channels. *Catena*, 9 : 77-80.
- Falco, R.E. (1977) Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers, *Physics of Fluids*, 20 : s124-s132.
- Ferguson, R.I., A.D. Kirkbride et A.G. Roy (1996) Markov analysis of velocity fluctuations in gravel-bed rivers, in *Coherent Flow Structures in Open Channels*, éd. par P. Ashworth, J.L. Best, S.J. Bennett et S.J. McLelland, p. 165-183, John Wiley & Sons Ltd, Chichester.
- Folk, R.L. (1974) *Petrology of Sedimentary Rocks*, 2e édition, Hemphill's, Austin, 183 p.
- Frisch, U. (1995) *Turbulence : The legacy of A.N. Kolmogorov*. Cambridge University Press, Cambridge, 296 p.
- Garcia, C., J.B. Laronne et M. Sala (2000) Continuous monitoring of bedload flux in a mountain gravel-bed river. *Geomorphology*, 34 : 23-31.
- Garcia, M., Y. Nino et F. Lopez (1996) Laboratory observations of particle entrainment into suspension by turbulent bursting, in *Coherent Flow Structures in Open Channels*, éd. par P. Ashworth, J.L. Best, S.J. Bennett et S.J. McLelland, p. 63-86, John Wiley & Sons Ltd, Chichester.
- Gomez, B. (1991) Bedload transport. *Earth-Science Reviews*, 31 : 89-132.
- Gomez, B., R.L. Naff et D.W. Hubbel (1989) Temporal variations in bedload transport rates associated with the migration of bedforms. *Earth Surface Processes and Landforms*, 14 : 135-156.
- Grass, A. J. (1971) Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries, *Journal of Fluid Mechanics*, 50(2) : 233-255.
- Grass, A.J. (1974) Transport of fine sand on a flat bed: turbulence and suspension mechanics, in *Euromech 48*, p. 33-34, Inst. Hydrodynamic and Hydraulic Engrg. Tech. Univ. Denmark.
- Grass, A. J. (1983) The influence of boundary layer turbulence on the mechanics of sediment transport. in *Mechanics of Sediment Transport, Proceedings Euromech 156*, éd. par B.M. Sumer et A. Müller, p. 3-18, Balkema, Rotterdam.
- Gupta, A. K. et R.E. Kaplan (1973) Statistical characteristics of Reynolds stress in a turbulent boundary layer. *The Physics of Fluids*, 15 (6) : 981-985.
- Ha, H.K. et S.K. Chough (2003) Intermittent turbulent events over sandy current ripples : a motion-picture analysis of flume experiments. *Sedimentary Geology*, 161 : 295-308.
- Habersack, H. M., H.P. Nachtnebel et J.B. Laronne (2001) The continuous measurement of bedload

- discharge in a large alpine gravel bed river. *Journal of Hydraulic Research*, 39(2) : 125-133.
- Hallermeir, R.J. (1982) Oscillatory bedload transport : data review and simple formulation. *Continental Shelf Research*, 1 (2) : 159-190.
- Hanes, D.M. et D.A. Huntley (1986) Continuous measurements of suspended sand concentration in a wave dominated nearshore environment. *Continental Shelf Research*, 6(4) : 585-596.
- Hardisty, J. (1993) Monitoring and modelling sediment transport at turbulent frequencies. in *Turbulence: Perspectives on Flow and Sediment Transport*, éd. par N.J. Clifford, J.R. French et J. Hardisty, p. 35-59. John Wiley & Sons Ltd, Chichester.
- Heathershaw, A.D. et P.D. Thorne (1985) Sea-bed noises reveal role of turbulent bursting phenomenon in sediment transport by tidal current. *Sedimentology*, 31 : 51-62.
- Helley, E.J. et W. Smith (1971) Development and calibration of a pressure-difference bedload sampler. *US Geological Survey Open File Report*, 18 p.
- Hoey, T. (1992) Temporal variations in bedload transport rates and sediment storage in gravel-bed rivers. *Progress in Physical Geography*, 16(3) : 319-338.
- Hogg, A.J., W.B. Dade, H.E. Huppert et R.L. Soulsby (1996) A model of an impinging jet on a granular bed, with application to turbulent, event-driven bedload transport. in *Coherent Flow Structures in Open Channels*, éd. par P. Ashworth, J.L. Best, S.J. Bennett et S.J. McLelland, p. 101-124. John Wiley & Sons Ltd, Chichester.
- Hurther, D. et U. Lemmin (2003) Turbulent particle flux and momentum flux statistics in suspension flow. *Water Resources Research*, 39(5) : 1139, doi:10.1029/2001WR001113.
- Jackson, R. G. (1976) Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 77(3) : 531-560.
- Kaftori, D., G. Hetsroni et S. Banerjee (1994) Funnel-shaped vortical structures in wall-turbulence. *Physics of Fluids*, 6 : 3035-3050.
- Kaftori, D., G. Hetsroni et S. Banerjee (1995) Particle deposition in the turbulent boundary layer. I. Motion, deposition, and entrainment. *Physics of Fluids*, 7(5) : 1095-1106.
- Kaftori, D., G. Hetsroni et S. Banerjee (1998) The effect of particles on wall turbulence. *International Journal of Multiphase Flow*, 24(3) : 359-386.
- Kawanisi, K. et S. Yokosi (1993) Measurements of turbulence and suspended sediment in tidal river. *Journal of Hydraulic Engineering*, 119(6) : 704-724.
- Kim, S.C., C.T. Friedrichs, J.P.-Y. Maa et L.D. Wright (2000) Estimating bottom stress in tidal boundary layer from acoustic doppler velocimeter data. *Journal of Hydraulic Engineering*, 126 : 399-406.
- Kirkbride, A. D. et R. Ferguson (1995) Turbulent flow structure in a gravel-bed river : Markov chain analysis of the fluctuating velocity profile. *Earth Surface Processes and Landforms*, 20 : 721-733.
- Kline, S. J., W.C. Reynolds, F.A. Schraub et P.W. Runstadler (1967) The structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 30(4) : 741-773.
- Kostaschuk, R.A. et M.A. Church (1993) Macroturbulence generated by dunes : Fraser River, Canada.

*Sedimentary Geology*, 85 : 25-37.

- Krogstad, P.-Å., J.H. Kaspersen et S. Rimestad (1998) Convection velocities in a turbulent boundary layer. *Physics of Fluids*, 10(4) : 949-957.
- Landahl, M. et E. Mollo-Christensen (1986) *Turbulence and random processes in fluid mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge, 154 p.
- Lapointe, M. (1992) Burst-like sediment suspension events in a sand bed river. *Earth Surface Processes and Landforms*, 17 : 253-270.
- Lapointe, M.F., B. De Serres, P. Biron et A.G. Roy (1996) Using spectral analysis to detect sensor noise and correct turbulence intensity and shear stress estimates from EMCM flow records. *Earth Surface Processes and Landforms*, 21 : 195-203.
- Leeder, M. R. (1983a) On the interactions between turbulent flow, sediment transport and bedform mechanics in channelized flows. *Special Publications of the International Association of Sedimentologists*, 6 : 5-18.
- Leeder, M. R. (1983b) On the dynamics of sediment suspension by residual Reynolds stresses – confirmation of Bagnold's theory. *Sedimentology*, 30 : 485-491.
- Lewis, J. (1991) An improved bedload sampler, in *Proceedings of the Fifth Federal Interagency Sedimentation Conference*, éd. par S. Fan et Y. Kuo, vol. 6, p. 1-8.
- Liu, Z., R.J. Adrian et T.J. Hanratty (2001) Large-scale modes of turbulent channel flow : transport and structure. *Journal of Fluid Mechanics*, 448 : 53-80.
- Lu, S.S. et W.W. Willmarth (1973) Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 60(3) : 481-511.
- Marchioli, C. et A. Soldati (2002) Mechanisms for particle transfer and segregation in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 468 : 283-315.
- Matthes, G.H. (1947) Macroturbulence in natural stream flow. *Transactions of American Geophysical Union*, 28 : 255-265.
- Mazumder, R. (2000) Turbulence-particle interactions and their implications for sediment transport and bedform mechanics under unidirectional current: some recent developments. *Earth-Science Review*, 50 : 113-124.
- McEwan, I., M. Sørensen, J. Heald, S. Tait, G. Cunningham, D. Goring et B. Willetts (2004) Probabilistic modeling of bed-load composition. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(2) : 129-139.
- Müller, A. et A. Gyr (1986) On the vortex formation in the mixing layer behind dunes. *Journal of Hydraulic Research*, 24(5) : 359-375.
- Nakagawa, H. et I. Nezu (1981) Structure of the space-time correlations of bursting phenomena in open channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 104 : 1-43.
- Nelson, J. M., M.W. Schmeeckle et R.L. Shreve (2001) Turbulence and particle entrainment, in *Gravel Bed Rivers V*, éd. par P. Mosley, p. 221-248, New Zealand Hydrological Society.
- Nelson, J. M., R. L. Shreve, S.R. McLean et T.G. Drake (1995) Role of near-bed turbulence structure in bed load transport and bed forms mechanics. *Water Resources Research*, 31(8) : 2071-2086.

- Nezu, I. et H. Nakagawa (1993) *Turbulence in open-channel flows*, IAHR Monograph, A.A. Balkema, Rotterdam, 281 p.
- Nielsen, P. (1992) *Coastal bottom boundary layers and sediment transport*, Advanced Series on Ocean Engineering, vol. 4, World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong. 324 p.
- Nielsen, P. (2002) Shear stress and sediment transport calculations for swash zone modelling. *Coastal Engineering*, 45 : 53-60.
- Nikora, V. I. et D.G. Goring (2002) Fluctuations of suspended sediment concentration and turbulent sediment fluxes in an open-channel flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(2) : 214-224.
- Nino, Y., M. Garcia et L. Ayala (1994) Gravel saltation : 1. Experiments. *Water Resources Research*, 30(6) : 1907-1914.
- Nino, Y., F. Lopez, et M. Garcia (2003) Threshold for particle entrainment into suspension. *Sedimentology*, 50 : 247-263.
- Nino, Y. et M.H. Garcia (1996) Experiments on particle-turbulence interactions in the near-wall region of an open channel flow : implications for sediment transport. *Journal of Fluid Mechanics*, 326 : 285-319.
- Osborne, P.D. et B. Greenwood (1993) Sediment suspension under waves and currents : time scales and vertical structure. *Sedimentology*, 40 : 599-622.
- Paiement-Paradis, G., T. Buffin-Bélanger et A.G. Roy (2003) Scalings for large turbulent flow structures in gravel-bed rivers. *Geophysical Research Letters*, 30(14) : 1773, doi:10.1029/2003GL017553.
- Papanicolaou, A. N., P. Diplas, M. Balakrishnan et C.L. Dancy (1999) Computer vision technique for tracking bed load movement. *Journal of Computing in Civil Engineering*, 13(2) : 71-79.
- Papanicolaou, A. N., P. Diplas, C.L. Dancy et M. Balakrishnan (2001) Surface roughness effects in near-bed turbulence : implications to sediment transport. *Journal of Engineering Mechanics*, 127(3) : 211-218.
- Powell, M. D., I. Reid et J.B. Laronne (1999) Hydraulic interpretation of cross-stream variations in bed-load transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 125(12) : 1243-1252.
- Puleo, J.A., K.T. Holland, N.G. Plant, D.N. Slinn et D.M. Hanes (2003) Fluid acceleration effects on suspended sediment transport in the swash zone. *Journal of Geophysical Research*, 108(C11), 3350, doi:10.1029/2003JC001943.
- Raudkivi, A.J. (1998) *Loose Boundary Hydraulics*, A.A. Balkema, Rotterdam, 496 p.
- Reid, I., A.C. Brayshaw et L.E. Frostick (1984) An electromagnetic device for automatic detection of bedload motion and its field applications. *Sedimentology*, 31 : 269-276.
- Reid, I., J. T. Layman et L.E. Frostick (1980) The continuous measurement of bedload discharge. *Journal of Hydraulic Research*, 18(3) : 243-249.
- Richards, K.S. and L.M. Milne (1979) Problems in the calibration of an acoustic device for the observation of bedload transport. *Earth Surface Processes and Landforms*, 4 : 335-346.
- Robert, A., A.G. Roy et B. De Serres (1992) Changes in velocity profiles at roughness transitions in coarse grained channels. *Sedimentology*, 39 : 725-735.

- Rouse, H.L. (1994) Measurement of bedload gravel transport : the calibration of a self-generated noise system. *Earth Surface Processes and Landforms*, 19 : 789-800.
- Roy, A.G. et T. Buffin-Bélanger (2001) Advances in the study of turbulent flow structures in gravel-bed rivers, in *Gravel Bed Rivers V*, éd. par P. Mosley, p. 375-397, New Zealand Hydrological Society.
- Roy, A. G., T. Buffin-Bélanger, H. Lamarre et A.D. Kirkbride (2004) Size, shape and dynamics of large-scale turbulent flow structures in a gravel-bed river. *Journal of Fluid Mechanics*, 500 : 1-27.
- Roy, A.G., T. Buffin-Bélanger et S. Deland (1996a) Scales of turbulent coherent flow structures in a gravel-bed river, in *Coherent Flow Structures in Open Channels*, éd. par P. Ashworth, J.L. Best, S.J. Bennett et S.J. McLelland, p. 147-164, John Wiley & Sons Ltd, Chichester.
- Roy, A.G., P.M. Biron et B. De Serres (1996b) On the necessity of applying a rotation to instantaneous velocity measurements in river flows. *Earth Surface Processes and Landforms*, 21 : 817-827.
- Schmeeckle, M. W. et J.M. Nelson (2003) Direct numerical simulation of bedload transport using a local, dynamic boundary condition. *Sedimentology*, 50 : 279-301.
- Schönfeldt, H.-J. et S. von Löwis (2003) Turbulence-driven saltation in the atmospheric surface layer. *Meteorologische Zeitschrift*, 12(5) : 257-268.
- Schvidchenko, A. B. et G. Pender (2001) Macroturbulent structure of open-channel flow over gravel beds. *Water Resources Research*, 37(3) : 709-719.
- Sear, D.A., W. Damon, D.J. Booker et D.G. Anderson (2000) A load cell based continuous recording bedload trap. *Earth Surface Processes and Landforms*, 25 : 659-672.
- Sechet, P. et B. Le Guennec (1999a) Bursting phenomenon and incipient motion of solid particles in bedload transport. *Journal of Hydraulic Research*, 37(5) : 683-696.
- Sechet, P. et B. Le Guennec (1999b) The role of near wall turbulent structures on sediment transport. *Water Research*, 33(17) : 3646-3656.
- Soulsby, R.L. (1980) Selecting record length and digitization rate for near-bed turbulence measurements. *Journal of Physical Oceanography*, 10 : 208-219.
- Sterk, G., A.F.G. Jacobs et J.H. Boxel (1998) The effect of turbulent flow structures on saltation sand transport in the atmospheric boundary layer. *Earth Surface Processes and Landforms*, 23 : 877-887.
- Sumer, B. M. et R. Deigaard (1981) Particle motions near the bottom in turbulent flow in an open channel. Part 2. *Journal of Fluid Mechanics*, 109 : 311-337.
- Sumer, B. M., L.H.C. Chua, N.-S. Cheng et J. Fredsoe (2003) Influence of turbulence on bed load sediment transport. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(8) : 585-596.
- Sumer, B. M. et B. Oguz, (1978) Particle motions near the bottom in turbulent flow in an open channel. *Journal of Fluid Mechanics*, 86(1) : 109-127.
- Sutherland, A. J. (1967) Proposed mechanism for sediment entrainment by turbulent flows. *Journal of Geophysical Research*, 72(24) : 6183-6194.
- Tamburrino, A. et J.S. Gulliver (1999) Large flow structures in a turbulent open channel flow. *Journal of*

*Hydraulic Research*, 37(3) : 363-380.

- Thorne, P.D. (1986) An intercomparison between visual and acoustic detection of seabed gravel movement. *Marine Geology*, 72 : 11-31.
- Thorne, P. D., J.J. Williams et A.D. Heathershaw (1989) In situ acoustic measurements of marine gravel threshold and transport. *Sedimentology*, 36 : 61-74.
- Tunncliffe, J., A.S. Gottesfeld et M. Mohamed (2000) High resolution measurement of bedload transport. *Hydrological Processes*, 14 : 2631-2643.
- Vallée, B. (2004) Structures macroturbulentes et pulsations à grande échelle de l'écoulement sur un lit sablonneux en présence de rides. Mémoire de maîtrise, Département de géographie, Université de Montréal, 103 p.
- Venditti, J. G. et S.J. Bennett (2000) Spectral analysis of turbulent flow and suspended sediment transport over fixed dunes. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 105(C9) : 22035-22047.
- Whiting, P. J., W.E. Dietrich, L.B. Leopold, T.G. Drake et R.L. Shreve (1988) Bedload sheets in heterogeneous sediment. *Geology*, 16 : 105-108.
- Williams, J. J. (1990) Video observations of marine gravel transport. *Geo-Marine Letters*, 10 : 157-164.
- Williams, J. J., P.S. Bell et P.D. Thorne (2003) Field measurements of flow fields and sediment transport above mobile bed forms. *Journal of Geophysical Research*, 108(C4) : 3109 doi:10.1029/2002JC001336.
- Williams, J. J., P.D. Thorne et A.D. Heathershaw (1989) Measurements of turbulence in the benthic boundary layer over a gravel bed. *Sedimentology*, 36 : 959-971.
- Yalin, M.S. (1992) *River Mechanics*. Pergamon Press, Exeter, 220 p.

**ANNEXE - ACCORD DES COAUTEURS**

Geneviève Paiement-Paradis  
Maître ès Science (M.Sc.) Géographie

Le troisième chapitre de ce mémoire est constitué d'un article rédigé conjointement par Geneviève Paiement-Paradis et André G. Roy. L'article est intitulé *Effects of turbulent flow structures on the bedload transport of individual particles in a gravel-bed river* et sera soumis à la revue *Sedimentology* prochainement.

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que Geneviève Paiement-Paradis inclue cet article dans son mémoire de maîtrise qui a pour titre *Structures turbulentes et mobilité des particules au lit d'une rivière graveleuse*.

**ANDRÉ G. ROY**  
Coauteur

  
Signature

20 juillet 04  
Date