

Université du Québec

INRS-Géoressources

**L'EFFET DU TRANSPORT EN CHARGE DE FOND SUR LES
PARTIES MOYENNES ET TURBULENTES D'UN
ÉCOULEMENT FLUVIAL**

Par

Patrice Carbonneau

B.Sc.A.

Mémoire présenté

pour l'obtention

du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)



Jury d'évaluation

Examineur externe

Dr. André Roy
Département de géographie
Université de Montréal

Examineur interne

Dr. Michel Rocheleau
Département de géologie et de génie
géologique
Université Laval

Directeur de recherche

Dr. Normand Bergeron
INRS-Géoressources
Université du Québec

5 juin 1998

© droits réservés de Patrice Carbonneau, 1998

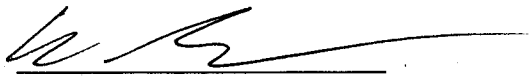
I want to know God's thoughts, the rest is details

Albert Einstein

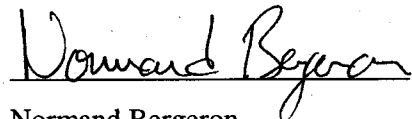
Résumé

La compréhension des écoulements fluviaux qui transportent des sédiments est depuis longtemps limitée par le manque de données décrivant l'effet de rétroaction des particules en transport sur les parties moyennes et turbulentes de l'écoulement. Cette limitation est particulièrement accentuée dans le cas du transport en charge de fond. Ce mémoire présente les résultats d'expériences en canal expérimental lors desquelles des profils de vitesse ont été mesurés pour différents taux de transport en charge de fond tout en gardant la pente du lit et le débit constant. Ces expériences ont permis la comparaison directe de profils de vitesse mesurés en présence de taux de transports différents. Afin d'étudier la composante turbulente de l'écoulement, les profils de vitesse étaient constitués de séries temporelles de vitesse échantillonnées à une fréquence de 25 Hz. Les résultats de ces expériences montrent que le transport en charge de fond peut avoir des effets opposés sur l'écoulement selon la rugosité du fond et la magnitude relative des variables d'écoulement (pente, vitesse et profondeur) et du taux de transport de sédiments. Lors d'expériences sur fond lisse, l'ajout de sédiments en charge de fond dans un écoulement sans transport a eu pour effet d'augmenter l'intensité de la turbulence et de réduire la vitesse moyenne de l'écoulement. Par contre, lors d'expériences sur fond rugueux, le transport en charge de fond a causé une réduction de l'intensité de la turbulence et une augmentation de la vitesse de l'écoulement pour deux conditions expérimentales sur trois.

Ces résultats en apparence contradictoires peuvent cependant être réconciliés par l'application du principe de conservation d'énergie aux données de vitesse. Cette analyse montre que le transport en charge de fond affecte l'écoulement en modifiant la partition entre l'énergie cinétique des parties moyennes et turbulentes de l'écoulement. Ce concept est appuyé par des données montrant que les variations de l'énergie cinétique turbulente sont équilibrées par des variations inverses de l'énergie cinétique moyenne via une modification de la dissipation turbulente. Cependant, les mécanismes responsables des effets variables du transport en charge de fond sur la dissipation turbulente demeurent inconnus.



Patrice Carbonneau



Normand Bergeron

Remerciements

Je voudrais d'abord remercier mon directeur de recherche. Il a su voir en moi le potentiel pour une carrière en recherche alors que j'avais moi-même oublié ce potentiel. Les travaux de laboratoire n'auraient pu se réaliser sans l'aide précieuse de Joëlle Marion et Francis Bérubé. Je remercie également le professeur J.F. Atkinson du SUNY Buffalo pour nous avoir donné accès à son laboratoire d'hydraulique et le professeur A.D. Abrahams, également du SUNY Buffalo pour ses nombreux conseils. Finalement, je voudrais remercier le comité de lecture constitué de André Roy et de Michel Rocheleau. Ce projet a été financé par une subvention du Conseil de Recherche en Sciences Naturelles et Génie du Canada à Normand Bergeron.

Table des matières

RÉSUMÉ.....	II
REMERCIEMENTS	III
TABLE DES MATIÈRES.....	IV
LISTE DES FIGURES	VI
LISTE DES TABLEAUX	VII
INTRODUCTION GÉNÉRALE.....	1
PARTIE 1	3
1.1 Définition.....	3
1.2 Évolution des concepts.....	3
1.3 La couche limite.....	4
1.4 Approche dynamique	8
1.5 Approche énergétique	17
1.6 Effets du transport de sédiments sur la turbulence	20
PARTIE 2	22
2.1 Objectif.....	22
2.2 Hypothèse de travail.....	22
2.3 Méthodologie	22
2.4 Résultats	23
2.5 Discussion	23
2.6 Conclusion	26

PARTIE 3	27
3.1 Abstract	29
3.2 Introduction	30
3.3 Methods.....	33
3.3.1 Flume experiments.....	33
3.3.2 Preprocessing of velocity signals.....	36
3.3.2.1 Velocity signal decomposition	37
3.3.2.2 Signal quality parameters	37
3.3.2.3 ADV interference zone.....	38
3.4 Results	40
3.4.1 Analysis of the mean velocity component	40
3.4.2 Analysis of the turbulent velocity component	45
3.6 Conclusion	50
3.5 Acknowledgments	51
APPENDICE A	52
LISTE DES RÉFÉRENCES.....	54

Liste des Figures

Figure 1.1 La trinité écoulement-transport de sédiments-formes de lit [modifiée et traduite de <i>Best</i> , Figure 3.1, p. 63, 1993]	2
Figure 1.2 Exemple d'une série temporelle de vitesse mesurée dans un écoulement turbulent	5
Figure 1.3 Illustration de la couche limite.....	7
Figure 1.4 La génération d'une éjection [tirée de <i>Kirkbride</i> , Figure 2.4, p. 12, 1994]. (a) Formation d'un vortex en épingle à cheveux. (b) Inflection des tranchés de basse vitesse. (c) Détail de la région près du lit	11
Figure 1.5 Exemple d'un diagramme de quadrants pour une série de vitesse mesurée en un point près du lit	13
Figure 1.6 Forme générale de la fonction $H = u = \text{constante}$	14
Figure 1.7 Graphe des contributions pour les données présentées à la Figure 1.4	16
Figure 1.8 Spectre en nombre d'onde de la série de vitesse présentée à la Figure 1.2	19
Figure 3.1 The flow-sediment transport-bedform trinity [modified from <i>Best</i> , Figure 3.1, p. 63, 1993]	31
Figure 3.2. The ADV interference zone. (a) Velocity profile measured with the ADV showing the effect of the interference zone on mean velocity. (b) Effect of the interference zone on the kinetic energy profile	39
Figure 3.3 Velocity profiles measured for run S4	41
Figure 3.4 Normalized velocity difference graphs for the smooth bed surface experiments	42
Figure 3.5 Normalized velocity difference graphs for the rough bed surface experiments	44
Figure 3.6 (a) Normalized mean kinetic energy difference versus turbulent kinetic energy difference for the smooth bed surface experiments. (b) Normalized mean kinetic energy difference versus turbulent dissipation difference for the smooth bed surface experiments.....	48
Figure 3.7 (a) Normalized mean kinetic energy difference versus turbulent kinetic energy difference for the rough bed surface experiments. (b) Normalized mean kinetic energy difference versus turbulent dissipation difference for the rough bed surface experiments	49
Figure A1 Effets du transport en charge de fond sur le cisaillement de reynolds -puv	53

Liste des tableaux

Table 3.1 Summary of hydraulic conditions.....35

Introduction générale

Au cours des dernières années, la compréhension des processus qui opèrent en milieu fluvial a connu d'importants progrès. Une synthèse de ces processus est souvent présentée sous la forme d'une trinité ayant l'écoulement turbulent, le transport des sédiments et les formes du lit à ses sommets (Figure 1.1) [Leeder, 1983; Ashworth et Ferguson, 1986; Best, 1993]. Ces sommets sont liés entre eux par des interactions mutuelles dont les mécanismes sont encore mal compris, particulièrement en ce qui a trait aux rivières à lit graveleux. Par exemple, il existe un bon volume de littérature sur l'effet de rétroaction du transport en suspension sur l'écoulement [Vanoni, 1946; Vanoni et Nomicos, 1959; Wang et Qian, 1989; Leeder et Best, 1993; Mendosa et Zhou, 1997] mais il existe comparativement peu d'informations sur l'effet de rétroaction du transport en charge de fond sur l'écoulement [Wiberg et Rubin, 1989; Pitlick, 1992]. L'objectif principal de ce projet de maîtrise consiste à mieux comprendre l'effet du transport en charge de fond sur les parties moyennes et turbulentes d'un écoulement fluvial.

Le mémoire est divisé en trois parties. La première partie présente une revue de certaines notions de bases de la turbulence et de ses principales méthodes d'analyses. La deuxième partie décrit de façon succincte les objectifs, hypothèses, méthodes et résultats des travaux de recherche. La troisième partie contient un article rédigé en anglais qui décrit la recherche de façon plus détaillée. Cet article sera soumis pour publication dans une revue avec comité de lecture.

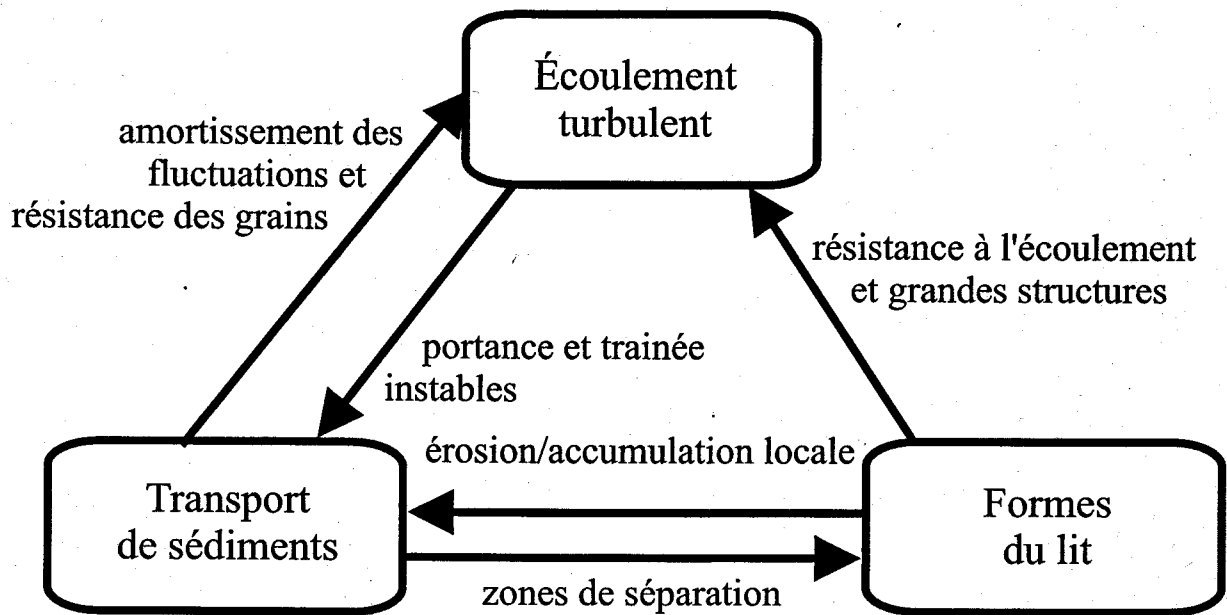


Figure 1.1 La trinité écoulement-transport de sédiments-formes de lit [modifiée et traduite de Best, Figure 3.1, p. 63, 1993].

Partie 1

Notions de turbulence1.1 Définition

Il est difficile de donner une définition simple d'un phénomène aussi complexe que la turbulence, d'autant plus que cette définition s'est modifiée au fil du temps selon l'évolution des connaissances. L'observation attentive d'une rivière nous montre cependant que dans un écoulement turbulent la trajectoire des particules de fluide est irrégulière et tortueuse. Cette irrégularité est associée à des fluctuations temporelles de vitesse, de température et de pression. Afin de raffiner cette définition de base, cette première partie du mémoire discutera de l'évolution des concepts et des principales approches conceptuelles qui servent dans l'étude de la turbulence.

1.2 Évolution des concepts

Une grande part de la complexité des systèmes fluviaux est attribuable au caractère turbulent de l'écoulement. Les premières observations de la turbulence d'un écoulement datent de l'époque de la renaissance et elles ont été effectuées par Léonardo Da Vinci (1492-1519). En étudiant les patrons d'écoulement autour d'un pilier de pont, Da Vinci a décrit les vortex turbulents comme étant similaires à des boucles de cheveux et il a noté la présence d'un sillage émis par le pilier. Rappelons qu'un vortex est une parcelle de fluide qui est faiblement lié par un mouvement de rotation sur elle-même [Hussain, 1983]. Quoique les observations de Da Vinci étaient étonnamment détaillées et exactes, elles ne décrivaient cependant pas la turbulence elle-même. Il fallut attendre la fin du XIX^{ème} siècle avant d'obtenir une idée plus précise de la nature de la turbulence. Reynolds [1895] fut le premier à déterminer empiriquement le critère de transition entre un écoulement laminaire et un écoulement turbulent. En observant le comportement d'un filet de colorant dans un tuyau de verre où il faisait successivement circuler des fluides de viscosité différente à des vitesses croissantes, Reynolds établit un nombre sans dimensions qui permet de déterminer si un écoulement est laminaire ou turbulent. Ce nombre, appelé nombre de Reynolds Re , est défini par:

$$Re = \frac{VD}{\nu} \quad (1.1)$$

où V est la vitesse de l'écoulement, D est le diamètre du tuyau et ν est la viscosité cinématique du fluide. Reynolds pu ainsi déterminer que lorsque ce rapport devenait supérieur à 2100, le filet

de colorant se diffusait instantanément et l'écoulement devenait turbulent. La turbulence causant un intense mélange dans le fluide, Reynolds en déduisit l'existence des fluctuations de vitesse, de pression et de température dans l'écoulement.

À l'époque de Reynolds, l'étude quantitative de la turbulence était limitée par l'absence d'instrumentation permettant de mesurer la vitesse de l'écoulement de façon précise et avec une fréquence d'échantillonnage élevée. Il fallut attendre le développement de l'anémomètre à film chaud dans les années 1930 avant de mesurer avec précision la vitesse d'un écoulement turbulent. Les premières mesures de vitesses laissèrent penser que la vitesse dans un écoulement turbulent fluctuait de façon aléatoire (Figure 1.2). Face à une telle complexité, les chercheurs de l'époque utilisèrent des méthodes statistiques pour analyser la turbulence [Taylor, 1935; Hinze, 1975]. Par exemple, ils s'intéressèrent à l'écart-type, la moyenne et les autres moments des distributions statistiques des fluctuations de vitesse. Les spectres de puissances des fluctuations de vitesse ont aussi été très étudiés. La turbulence était donc vue à cette époque comme une série de fluctuations aléatoires de vitesses, de températures et de pressions possédant des propriétés statistiques bien précises [Taylor, 1935].

Cette vision de la turbulence allait être sévèrement ébranlée par les travaux de *Kline et al.* [1967]. En employant des méthodes de visualisation similaires à celles utilisées par Da Vinci et Reynolds, *Kline et al.* [1967] montrèrent l'existence de parcelles de fluides qui semblaient être faiblement liés. Pour décrire ces parcelles de fluide, on adopta le terme, «structure cohérente». *Kline et al.* [1967] ont donc montré que de telles structures sont générées dans une zone près du lit que l'on nomme couche limite (voir section 1.3). Ce processus fut appelé le cycle éjection-incursion ('burst-sweep') et il allait à l'encontre du paradigme statistique de la turbulence. Suite à ces découvertes, le concept de structure cohérente a été inclus dans l'analyse de la turbulence [Hussain, 1983]. Ce concept d'ordre dans le désordre apparent de la turbulence rejoint naturellement le domaine des mathématiques fractales et du chaos déterministe [Schroeder, 1991]. De nos jours, la turbulence est donc maintenant vue comme une propriété de l'écoulement qui est très complexe mais qui possède une certaine organisation.

1.3 La couche limite

En guise de préambule aux descriptions des méthodes d'analyse de la turbulence nous discuterons dans la prochaine section de la notion de couche limite qui est essentielle pour comprendre plusieurs concepts qui touchent la turbulence en milieu fluvial.

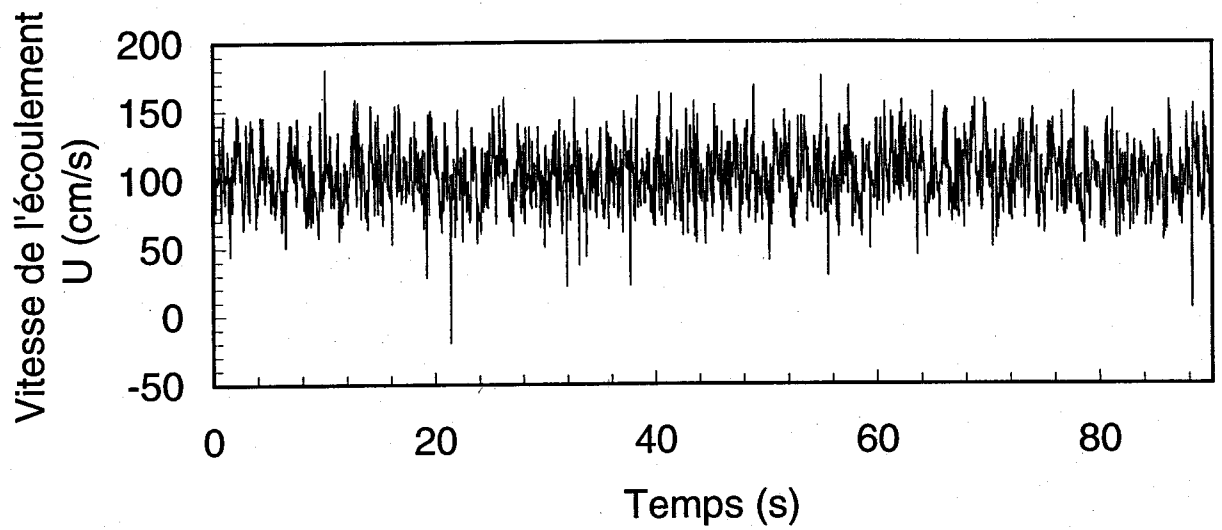


Figure 1.2 Exemple d'une série temporelle de vitesse mesurée dans un écoulement turbulent.

Avant le XXI^{ème} siècle, il existait un gouffre entre la mécanique des fluides théorique, anciennement appelé l'hydrodynamique et la mécanique des fluides expérimentale, l'hydraulique. À cette époque, l'hydrodynamique était incapable d'expliquer le comportement des fluides en contact avec une paroi solide. Les hydrauliciens chargés de la conception d'ouvrages tels les canaux d'irrigation et les aqueducs, ont donc du s'en remettre à l'expérimentation pour acquérir les connaissances nécessaires à la réalisation de leurs projets. Les résultats de ces expériences ne firent qu'agrandir l'écart entre l'hydrodynamique et l'hydraulique car il était de plus en plus clair qu'une sérieuse lacune existait dans les théories hydrodynamiques. Cette lacune fut finalement comblée par Prandtl [Munson *et al.*, 1990] qui unifia les branches de la mécanique des fluides en développant le concept de la couche limite.

Le concept de couche limite réussit à faire le pont entre l'hydraulique et l'hydrodynamique en tenant compte des forces visqueuses qui apparaissent lorsqu'un fluide rencontre un objet solide. Pour expliquer les mécanismes impliqués, nous allons utiliser l'exemple d'une plaque mince maintenue immobile et parallèle à un écoulement laminaire de vitesse U (Figure 1.3). Lorsque l'écoulement rencontre la plaque une propriété importante des fluides, la propriété de non-glissement, fait en sorte qu'à la surface de contact solide-liquide la vitesse du fluide est nulle. Il se crée donc un gradient de vitesse près de la plaque. Par convention, on définit la couche limite comme étant la zone où la vitesse passe de zéro à 99% de la valeur maximale U . Ce gradient de vitesse est produit par les forces visqueuses et par conséquent, la couche limite est une zone où la viscosité est importante.

Près de l'arrêt de la plaque, la couche limite est très mince puisque seul le fluide près de la plaque a eu le temps de sentir l'effet de celle-ci. En s'éloignant de l'arrêt dans le sens de l'écoulement, cette perturbation se propage vers le haut et une plus grande épaisseur est affectée par la plaque. La couche limite s'épaissit donc en se développant le long de la plaque. Cet épaississement se poursuivra jusqu'à la rencontre d'une autre frontière solide ou d'une surface libre. Il est donc possible de conclure qu'en milieu fluvial la couche limite est généralement développée jusqu'à la surface.

La couche limite détermine aussi les propriétés de la turbulence des écoulements fluviaux. À l'amorce de la couche limite, les conditions d'écoulement sont telles qu'il existe une solution unique et stationnaire aux équations du mouvement du fluide (voir section 1.4), l'écoulement laminaire. On parle alors de couche limite laminaire (Figure 1.3). Dans cette couche limite laminaire, la viscosité du fluide assure le transport de la quantité de mouvement de la plaque vers le haut de l'écoulement. Cependant, ce mécanisme n'est capable de transporter la

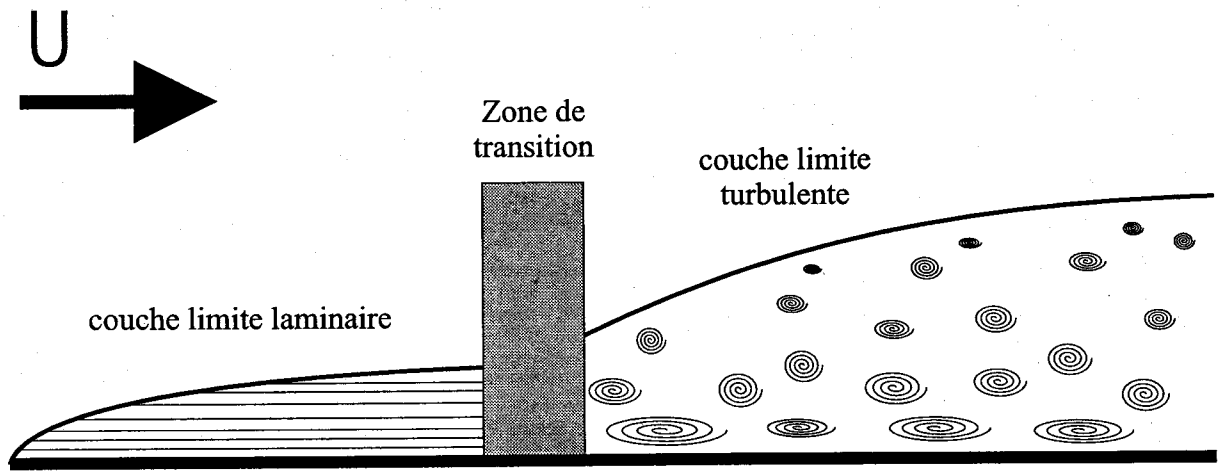


Figure 1.3 Illustration de la couche limite.

quantité de mouvement que sur une courte distance. Lorsque la couche limite atteint une épaisseur qui dépasse cette distance, la viscosité est supplantée par l'advection qui est capable de transporter la quantité de mouvement sur une plus grande distance. Cette transition de la viscosité à l'advection donne lieu à des conditions d'écoulement pour lesquelles il n'existe plus de solution stationnaire aux équations du mouvement, il y a donc transition vers la couche limite turbulente. Il est important de noter que les propriétés de cette couche limite turbulente sont très différentes de celles d'un écoulement turbulent libre; comme par exemple les jets libres ou les courants de la haute atmosphère. Pour notre type d'étude, la caractéristique la plus importante des couches limites turbulentes est le lieu de production de la turbulence. En effet, cette turbulence est principalement produite dans une zone située très près du lit. La présence du transport en charge de fond dans cette même zone justifie donc l'étude de l'effet de rétroaction du transport de sédiments sur un écoulement turbulent.

1.4 Approche dynamique

Nous commencerons cette section en introduisant les équations du mouvement d'un fluide, les équations de Navier-Stokes [Munson *et al.* 1990; Chevray *et Mathieu*, 1993; Clifford *et French*, 1993]. Ces équations sont le résultat de l'application des lois de Newton à un fluide et elles relient le taux de variation de vitesse du fluide aux forces par masse unitaire qui s'appliquent sur celui-ci.

$$\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + (\bar{U} \cdot \nabla) \bar{U} \right) = \bar{g} - \nabla \left(\frac{P}{\rho} \right) + \nu (\nabla^2 \bar{U}) \quad (1.2)$$

où \bar{U} représente le vecteur vitesse de l'écoulement, \bar{g} est le vecteur qui donne les composantes de la force gravitationnelle, l'opérateur ∇ est le laplacien (i.e. la dérivée partielle dans les trois directions orthogonales de l'espace x , y et z), P est la pression hydrostatique, ρ est la densité de l'eau et ν est la viscosité cinématique de l'eau. En général, la notation suivante est utilisée pour la décomposition du vecteur de vitesse \bar{U} :

$$\bar{U} = U \cdot \hat{x} + V \cdot \hat{y} + W \cdot \hat{z} \quad (1.3)$$

où \hat{x} , \hat{y} et \hat{z} sont les trois vecteurs unitaires orthogonaux dans les directions d'écoulement longitudinale, verticale et latérale, respectivement [Chevray *et Mathieu*, 1993; Nezu *et Nakagawa*, 1993]. Lorsque l'écoulement est turbulent, le terme advectif $(\bar{U} \cdot \nabla) \bar{U}$ de l'équation 1.2 est non nul, la turbulence est donc un phénomène non linéaire dont la résolution analytique est impossible dans l'état actuel des connaissances mathématiques.

Afin d'obtenir une solution approximative aux équations de Navier-Stokes dans le cas des écoulements turbulents, *Reynolds* [1895] proposa de décomposer l'écoulement en parties moyenne et fluctuante:

$$\bar{U} = \bar{U} + \bar{u} \quad (1.4)$$

où \bar{U} et \bar{u} représente les vecteurs de vitesses moyenne et fluctuante respectivement. Ceux-ci se décomposent de la façon suivante:

$$\bar{U} = \bar{U} \cdot \hat{x} + \bar{V} \cdot \hat{y} + \bar{W} \cdot \hat{z} \quad (1.5)$$

$$\bar{u} = u \cdot \hat{x} + v \cdot \hat{y} + w \cdot \hat{z} \quad (1.6)$$

La partie turbulente de l'écoulement est donc décomposée en trois composantes fluctuantes (u , w et v) qui varient dans le temps et dont la moyenne est nulle. La partie moyenne est donnée par les trois composantes moyennes \bar{U} , \bar{V} et \bar{W} .

Si on applique cette décomposition aux équations de Navier-Stokes et que l'on suppose que l'écoulement est stationnaire (i.e. $\partial \bar{U} / \partial t = 0$) on obtient [*Chevray et Mathieu, 1993; Clifford et French, 1993*]

$$(\bar{U} \cdot \nabla) \bar{U} = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \{-P + \mu \nabla^2 \bar{U} - \rho \bar{u} \bar{u}\} \quad (1.7)$$

où les termes dans l'accolade représentent les cisaillements et les pressions qui s'appliquent sur un élément du fluide. Ceux-ci s'appliquent aussi sur une particule immergée et sont donc très importants car ils peuvent être associés au transport de sédiments. Le terme $-P$ correspond à la pression statique dans le fluide. Selon la loi de Pascal, cette pression est égale dans toutes les directions et elle n'intervient donc pas dans la mécanique du transport de sédiments. Le terme $\mu \nabla^2 \bar{U}$ représente le cisaillement visqueux sur toutes les surfaces d'un élément infinitésimal de fluide. Une particule immergée sera donc soumise à ce cisaillement visqueux. Il a cependant été montré que la magnitude des cisaillements turbulents $-\rho \bar{u} \bar{u}$ est généralement supérieure de deux ou trois ordres de grandeur à celui du cisaillement visqueux. Le terme $-\rho \bar{u} \bar{u}$ est le tenseur des cisaillements de Reynolds. Il représente les forces de cisaillements causées par les fluctuations de vitesse.

Si on écrit de façon explicite le tenseur des cisaillements de Reynolds, on obtient [Chevray et Mathieu, 1993]:

$$-\rho \begin{bmatrix} u^2 & uw & uv \\ & w^2 & uw \\ & & v^2 \end{bmatrix} \quad (1.8)$$

où les termes sur la diagonale donnent les pressions instantanées dues aux fluctuations et les trois autres termes donnent les cisaillements. Parmi ces termes, $-p_{uv}$ est le plus pertinent aux études sédimentologiques puisque la force exercée par le cisaillement est orientée vers le haut, donc capable de faire lever une particule du lit.

Les hypothèses de *Theodorsen* [1955] et les expériences de visualisation de *Kline et al.* [1967] ont révolutionné notre conception de la turbulence en montrant que le processus responsable de la génération du cisaillement $-p_{uv}$ n'est pas aléatoire comme le prédisaient les théories des années 1930 à 1940. Depuis ce temps, d'autres chercheurs ont appuyé les observations de *Kline et al.* [1967] [e.g. *Corino et Brodkey*, 1969; *Grass*, 1971] et il est maintenant possible de donner une bonne description qualitative du cycle éjection-incursion qui est le processus responsable de la génération du cisaillement $-p_{uv}$ dans une couche limite turbulente [*Grass et al.*, 1991; *Kirkbride*, 1994]. Tout d'abord, les travaux de visualisation ont révélé la présence de tranchés de basse vitesse sub-parallèles à la direction d'écoulement et espacés latéralement de façon régulière. Pour une raison encore mal comprise, ces tranchés de basses vitesses se soulèvent de façon périodique dans l'écoulement [*Kirkbride*, 1994]. Ce soulèvement crée des taux de cisaillements intenses et entraîne la formation de vortex dont l'axe de rotation est perpendiculaire à la direction de l'écoulement et dont la vorticité est positive (i.e. dans le sens de \hat{y}) (Figure 1.4). Ce vortex se met éventuellement à osciller, ce qui entraîne un soulèvement de sa partie centrale qui génère un vortex en épingle à cheveux ('hairpin'). Initialement les pattes du vortex restent intactes et en contact avec le lit avec lequel elles forment un angle d'environ 45° [*Allen*, 1985]. Au bout d'un moment, celles-ci se d sint grent et la tête du vortex est alors lib r e dans l'écoulement. Il y a donc éjection d'une masse de fluide lent, puisqu'il provient du bas de la couche limite, vers le haut de l'écoulement. Cette éjection crée un vide qui est remplacé par une incursion de fluide plus rapide provenant du haut de l'écoulement. C'est cet échange de quantité de mouvement entre la zone située près du lit et la zone plus haut dans l'écoulement qui génère le cisaillement.

C'est afin d'étudier en détail le cycle éjection-incursion que la technique d'analyse de quadrants a été mise au point [*Corino et Brodkey*, 1969; *Willmarth et Lu*, 1972]. Cette technique

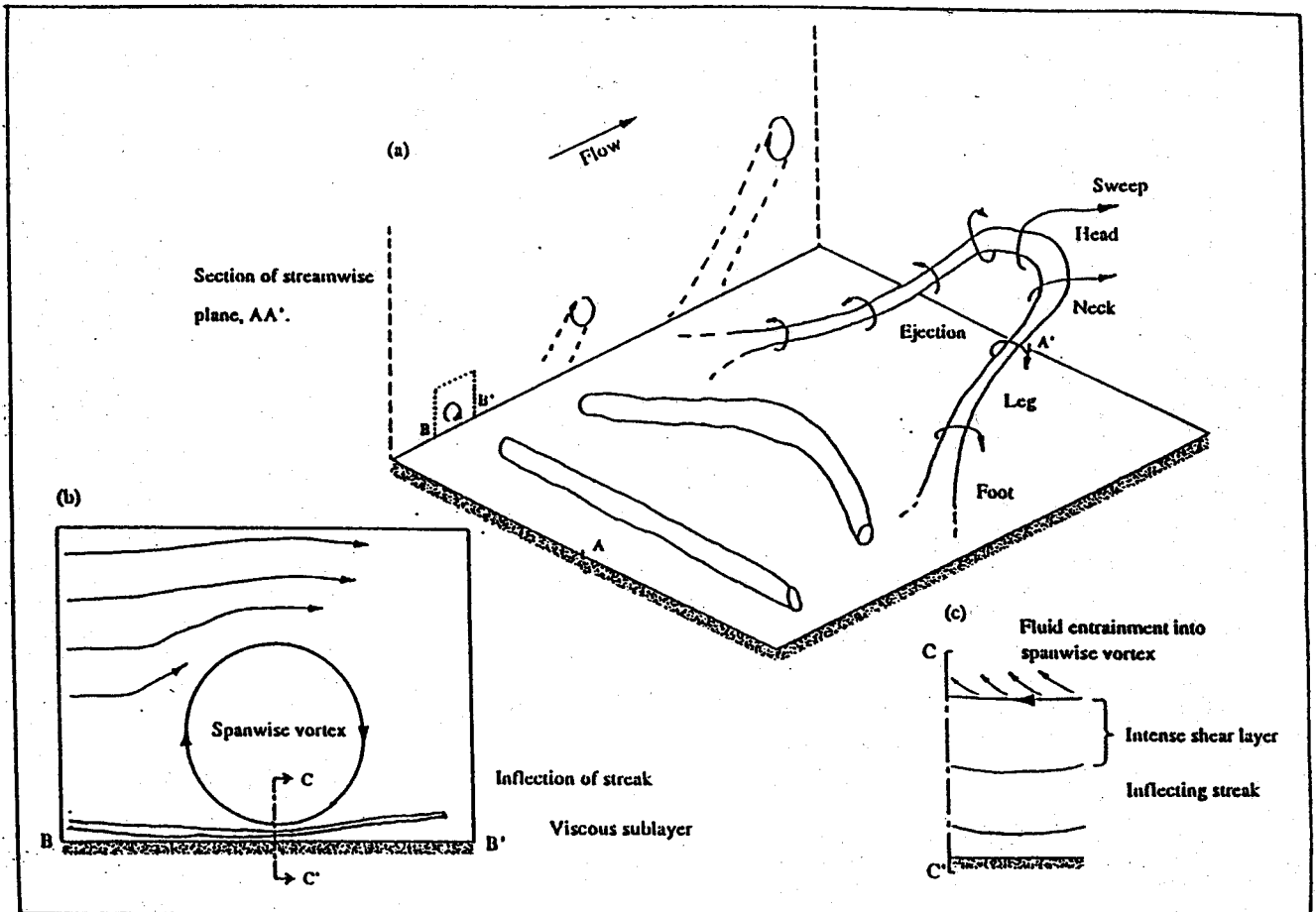


Figure 1.4 La génération d'une éjection [tirée de Kirkbride, Figure 2.4, p. 12, 1994].

(a) Formation d'un vortex en épingle à cheveux. (b) Inflexion des tranchés de basse vitesse. (c) Détail de la région près du lit

nécessite des séries temporelles des composantes longitudinale et verticale de la vitesse de l'écoulement, mesurées en un point. Les vitesses doivent être mesurées pendant une période de temps suffisamment grande afin d'obtenir un nombre suffisant de points et que la vitesse moyenne soit stable. En général il est plus intéressant d'étudier la région de production de la turbulence, on utilise donc une série de vitesse mesurée en un point près du lit. La première étape de l'analyse consiste à inspecter visuellement la distribution des points sur un graphique bivarié où sont placés les couples uv . Il s'agit du diagramme de quadrants (Figure 1.5). Sur cette Figure, les quadrants Q2 et Q4 représentent les points de cisaillement positif puisque les signes de u et v sont opposés et que le cisaillement est donné par $-\rho uv$. Les événements du quadrant Q2 (ayant $u < 0$ et $v > 0$) sont associés aux éjections tandis que les événements du quadrant Q4 (ayant $u > 0$ et $v < 0$) sont associés aux incursions. Les événements des quadrants Q1 et Q3 causent des cisaillements négatifs et correspondent respectivement aux interactions vers la surface et vers le lit. L'importance relative de chacun des quatre types d'événements du diagramme de quadrants est obtenue par le calcul des temps résidents:

$$TR_i = \frac{N_{i}}{N_{total}} \quad (1.9)$$

où TR_i est la portion de temps où l'écoulement réside dans le quadrant i , N_i est le nombre de points dans le i ème quadrant et N_{total} est le nombre total de points dans le diagramme. Ce calcul simple donne la répartition des points dans les différents quadrants mais il ne tient pas compte de la position des points à l'intérieur d'un quadrant. On remarque sur le diagramme de quadrants de la Figure 1.5 que la répartition des points n'est pas égale entre les quatre quadrants et que se sont les quadrants 2 et 4 qui dominent. Cette répartition non-aléatoire est typique d'un écoulement en couche limite où domine le cycle éjection-incursion. Cependant les points qui sont situés près des axes du diagramme ne sont pas liés au cycle d'éjection-incursion. Ces faibles fluctuations sont plutôt causées par des tourbillons de petite échelle qui sont produits par le processus de génération de turbulence de l'écoulement mais qui ne sont pas liés au cycle d'éjection-incursion. Pour étudier le cycle d'éjection-incursion à partir de l'analyse de quadrants, il devient donc nécessaire d'établir un seuil de signification afin de discriminer les événements réellement causés par le cycle éjection-incursion de ceux causés par les fluctuations faibles. Ce seuil est défini par la fonction de trou:

$$H = |uv| = \text{constante} \quad (1.10)$$

La Figure 1.6 montre la forme hyperbolique de H . Les points dans la zone hachurée sont considérés comme non-significatifs. La détermination de la valeur de la constante est cependant

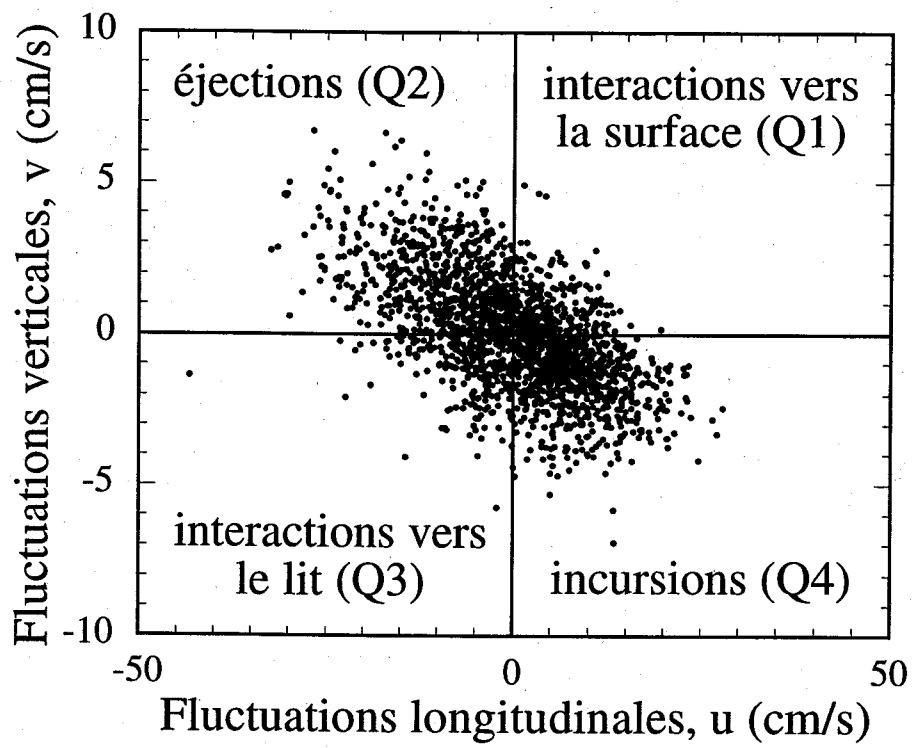


Figure 1.5 Exemple d'un diagramme de quadrants pour une série de vitesse mesurée en point près du lit.

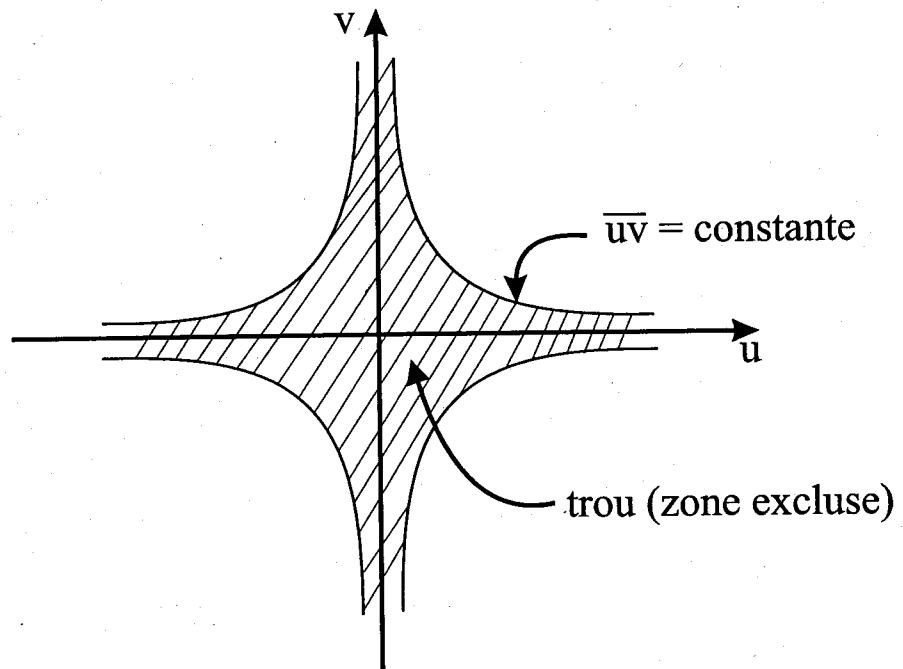


Figure 1.6 Forme générale de la fonction $H = |uv| = \text{constante}$.

problématique [Clifford et French, 1993]. Les avis divergent dans la littérature et plusieurs auteurs en sont venus à employer une valeur de H allant de deux [Gordon, 1974] à trois fois [Heathershaw, 1974] l'écart type de la distribution de fréquence du cisaillement -p.u.v. Cependant, Bogard et Tideman [1986] ont montré qu'une constante H d'une valeur de 1.07 donne les meilleurs résultats, peu importe les écarts types des séries.

Pour un H donné, il est possible de calculer la part du cisaillement total associée à chacun des quatre types d'événements [Lu et Willmarth, 1973; Brodkey et al., 1974]. Ce calcul est fait à partir de l'équation suivante:

$$\frac{uv_i}{\langle uv \rangle_{total}} = \frac{1}{\langle uv \rangle_{total}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T uv(t) S_i(t, H) dt \quad (1.11)$$

où uv_i représente la contribution au cisaillement du quadrant i (i va de 1 à 4) et $\langle uv \rangle_{total}$ donne le cisaillement moyen total. Ce calcul produit donc une valeur de contribution au cisaillement normalisé par le cisaillement total.

Dans l'équation 1.11, la fonction S_i est donnée par:

$$S_i(t, H) = \begin{cases} 1 & \text{si } |uv(t)| > Huv \text{ et } uv \in i \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \quad (1.12)$$

et elle représente la condition d'exclusion d'un point ayant un produit uv inférieur à H. Pour un H donné, il est donc possible de calculer la valeur relative de la contribution au cisaillement de chaque quadrant. Le graphe des contributions permet de contourner la détermination exacte d'un seuil pour H. Ce graphe est construit en calculant la contribution de chaque quadrant pour plusieurs valeurs croissantes de H. La Figure 1.7 montre le graphe des contributions associées au diagramme de quadrants de la Figure 1.5. Cette Figure indique que les quadrants Q2 et Q4 ont des contributions positives au cisaillement et que les quadrants Q1 et Q3 ont des contributions négatives. Ce phénomène est typique de la zone de production de turbulence de la couche limite. Au fur et à mesure que H augmente, les contributions diminuent en raison du nombre croissant de points exclus. Il s'agit donc d'une quantification de la distribution radiale des points sur le diagramme des quadrants. Le mot radiale ne doit cependant pas être pris au sens strict puisque la fonction H est hyperbolique et non pas circulaire.

L'analyse de quadrants est une des méthodes les plus utiles afin d'analyser les cisaillements et d'identifier les événements cohérents d'un écoulement turbulent. Bien que

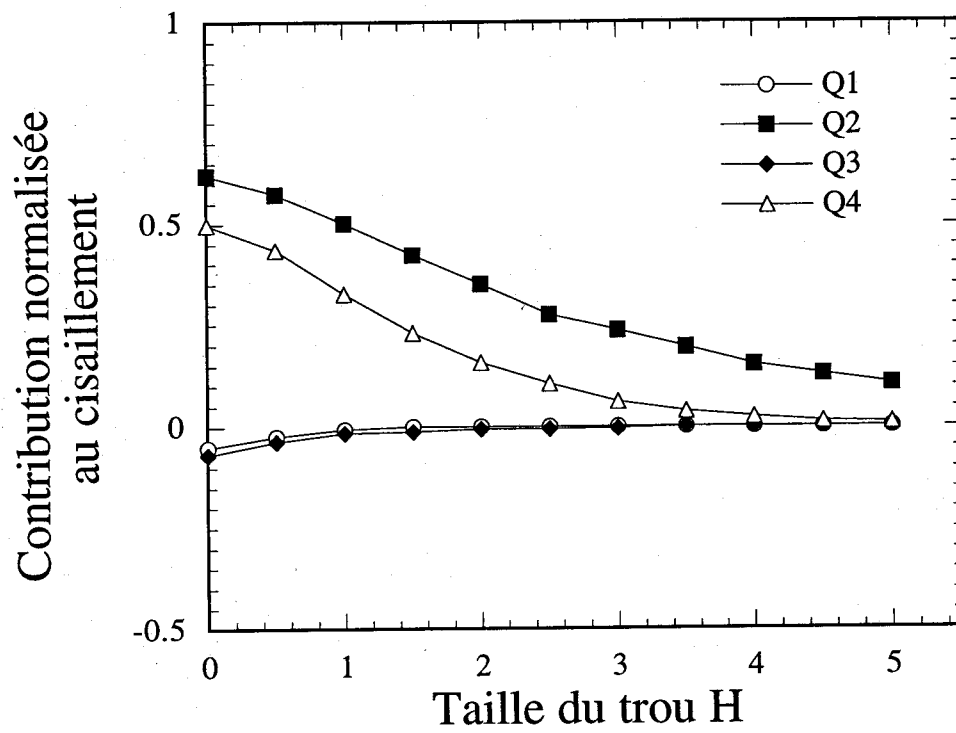


Figure 1.7 Graphe des contributions pour les données présentées à la Figure 1.4.

quelques autres méthodes d'analyse existent [voir *Roy et al.*, 1996], celles-ci ne seront pas abordées dans cette revue puisqu'elles n'ont pas été utilisées au cours du projet de maîtrise.

1.5 Approche énergétique

Comme mentionné précédemment, l'équation 1.2 est donnée en unités d'accélération (force par masse unitaire). L'approche décrite dans la section 1.4 est donc par définition dynamique. Il est cependant aussi possible d'analyser l'énergie contenue dans les parties moyennes et fluctuantes de l'écoulement. Cette approche énergétique s'intéresse surtout à la transformation en chaleur de l'énergie cinétique de l'écoulement moyen par des mécanismes turbulents.

L'équation de l'énergie turbulente s'obtient à partir de l'équation 1.2. *Nezu et Nakagawa* [1993] l'écrivent sous la forme d'un budget énergétique qui relie le taux de production d'énergie cinétique turbulente au taux de dissipation (voir aussi *Chevray et Mathieu* [1993]).

$$G = (T_D + P_D) + V_D + \varepsilon \quad (1.13)$$

Dans cette équation, les termes sont définis comme suit:

$$G \equiv -uv \frac{\partial U}{\partial z} \quad (1.14)$$

où G est le taux de génération,

$$T_D \equiv \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2} \overline{(u^2 + v^2 + w^2)} v \right) \quad (1.15)$$

où T_D est le taux de diffusion verticale des fluctuations,

$$P_D \equiv \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{\frac{p}{\rho} v} \right) \quad (1.16)$$

où P_D est le taux de diffusion verticale de pression,

$$V_D \equiv -v \frac{\partial^2 K}{\partial z^2} \quad (1.17)$$

où V_D est le taux de diffusion visqueuse et,

$$\varepsilon \equiv 15\nu \int_0^{\infty} k^2 S_u(k) dk \quad (1.18)$$

où ε est le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente.

Le terme K dans l'équation de la diffusion visqueuse (équation 1.17) constitue l'énergie cinétique turbulente et il se calcule avec:

$$K = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2). \quad (1.19)$$

où le symbole prime dénote la valeur de la racine de la moyenne des carrés ('root mean square') d'une série de vitesses. Ce paramètre donne donc l'énergie cinétique contenue dans les fluctuations par masse unitaire de fluide.

La dissipation turbulente ϵ de l'équation 1.18 est ici calculée avec l'intégrale de Taylor [Nezu et Nakagawa, 1993]. Cette méthode intègre le spectre en nombre d'onde des fluctuations de vitesse en u , soit $S_u(k)$ (Figure 1.8). Celui-ci se calcule avec les méthodes d'analyse de Fourier [Ifeachor et Jervis 1993; Morrison, 1994]. Puisque la fréquence d'échantillonnage de tout courantomètre est finie, l'étendue de ce spectre en nombre d'onde est finie. En pratique, il n'est pas possible d'intégrer jusqu'à un nombre d'onde infini. En conséquence, l'intégration doit être effectuée jusqu'au plus grand nombre d'onde disponible et il y a donc une certaine erreur dans le calcul de ϵ .

L'équation 1.14 montre que la turbulence est produite suite à une interaction entre les parties moyennes et fluctuantes de l'écoulement. Puisque c'est le terme $-uv\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)$ de l'équation 1.14 qui donne le taux de génération d'énergie turbulente par masse unitaire de fluide, on constate que le gradient de vitesse joue un rôle important dans la génération de la turbulence. Si le cisaillement visqueux associé à la partie moyenne de l'écoulement est incapable de produire le gradient de vitesse nécessaire pour un écoulement donné, il y aura apparition de cisaillements turbulents afin d'accommoder ce gradient de vitesse. C'est pourquoi on dit que la turbulence est produite suite à un couplage entre la partie moyenne et la partie turbulente de l'écoulement.

Les termes T_D et P_D étant généralement en équilibre dynamique, ceux-ci ne jouent pas un rôle majeur dans la dissipation d'énergie. Pour sa part, la diffusion visqueuse $-v\frac{\partial^2 K}{\partial z^2}$ est négligeable dès que l'on s'éloigne du lit en raison de la faible intensité des cisaillements visqueux. En s'éloignant du lit, la dissipation d'énergie cinétique turbulente est donc entièrement assurée par le terme ϵ .

La viscosité moléculaire est en réalité le seul mécanisme par lequel un écoulement peut dissiper son énergie cinétique moyenne qui est donnée par:

$$E_{cin} = \rho U^2 / 2 \quad (1.20)$$

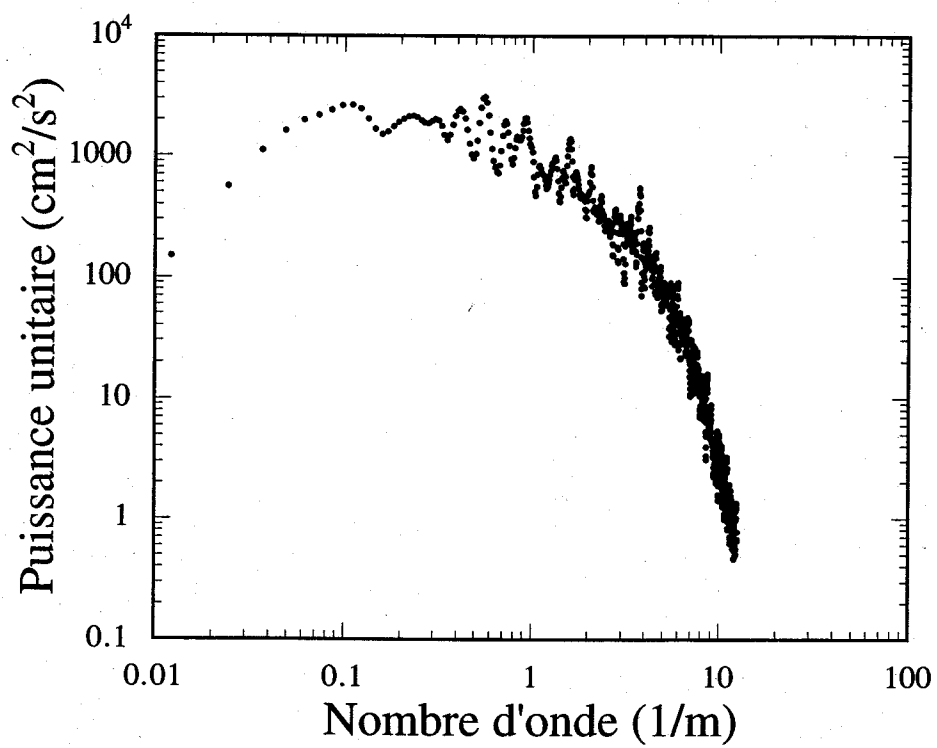


Figure 1.8 Spectre en nombre d'onde de la série de vitesse présentée à la Figure 1.2.

La génération de la turbulence n'est donc qu'un mécanisme qui permet d'augmenter l'efficacité de la viscosité moléculaire. Le processus par lequel la turbulence dissipe l'énergie s'appelle le processus de cascade. Initialement, la génération de la turbulence produit des fluctuations de vitesse de basses fréquences dont l'amplitude est grande, par exemple les éjections. Ces fluctuations peuvent être conçues comme étant des tourbillons de grandes tailles. Lorsqu'ils évoluent dans le temps, ces tourbillons se dégradent et deviennent de plus en plus petits. Il en résulte des fluctuations de plus hautes fréquences et de plus petite taille. Lorsque les tourbillons deviennent suffisamment petits (moins de 1mm de diamètre), la viscosité moléculaire devient alors assez efficace pour transformer l'énergie cinétique de l'écoulement en chaleur. On parle alors d'une cascade des gros tourbillons vers les petits tourbillons. Le mélange créé par la turbulence augmente donc l'efficacité de la viscosité moléculaire. Cette évolution des fluctuations des basses fréquences vers les hautes fréquences se prête très bien aux méthodes d'analyse spectrale, d'où la définition intégrale de ϵ . D'un point de vue énergétique, la turbulence apparaît donc afin de faciliter la dissipation de l'énergie cinétique moyenne. Les énergies moyennes et turbulentes sont donc en constante interaction et nous verrons dans le reste du mémoire que c'est en tenant compte de cette interaction qu'il est possible d'expliquer des variations de vitesse moyenne par des variations du taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente ϵ .

1.6 Effets du transport de sédiments sur la turbulence

Les notions de turbulence que nous avons présentées sont essentielles afin de comprendre l'effet de rétroaction du transport de sédiments sur l'écoulement. La majorité des connaissances à ce sujet proviennent des travaux sur le transport en charge suspendue [voir section 3.2]. Il est généralement admis que, pour un écoulement donné, l'introduction de transport en suspension augmente la vitesse moyenne [Vanoni, 1946], et que cet effet est lié à un amortissement de l'intensité de la turbulence. Puisque les particules d'une charge en suspension sont très fines, elles interagissent avec les petites structures cohérentes de la turbulence et ainsi elles puisent l'énergie qui leur est nécessaire pour rester en suspension dans l'énergie turbulente. Ce résultat démontre que le transport de sédiments peu affecter la partie turbulente d'un écoulement. Dans le cas du transport en charge de fond il est admis que ce type de transport réduit la vitesse moyenne [Owen, 1964; Smith and McLean, 1977; Dietrich, 1982; Grant and Madsen, 1982; Dyer, 1986; Wiberg and Rubin; 1989]. Owen [1964] a raisonné que le champ de sillage produit par l'ensemble des particules d'une charge de fond en transport dans un écoulement allait

augmenter l'intensité de la turbulence de l'écoulement et ainsi ralentir cet écoulement. Bien que les conséquences de l'hypothèse de Owen aient été vérifiées, très peu d'études se sont attardées à l'étude du champ de sillage proposé par Owen ainsi qu'à l'effet du transport en charge de fond sur les propriétés turbulentes de l'écoulement. Pourtant, la turbulence joue un rôle clé dans l'hypothèse d'Owen. L'étude de l'effet de rétroaction du transport en charge de fond sur les propriétés turbulentes de l'écoulement a donc le potentiel d'améliorer notre compréhension de l'effet de rétroaction du transport en charge de fond sur la vitesse moyenne de l'écoulement.

Partie 2

Résumé des travaux de recherche et des résultats

2.1 Objectif

Ce projet de maîtrise a pour objectif d'étudier les parties moyennes et turbulentes d'un écoulement qui transporte une charge de fond afin de mieux comprendre les réductions de vitesse moyenne qui sont généralement observées en présence de ce type de transport de sédiments.

2.2 Hypothèse de travail

La présence de la charge de fond dans la zone de production de turbulence de la couche limite suggère que ce type de transport de sédiment affecte les caractéristiques turbulentes de l'écoulement. Cette suggestion nous amène à poser l'hypothèse que les diminutions de vitesse moyenne observées en présence de transport en charge de fond sont causées par une interaction entre la charge sédimentaire et la partie turbulente de l'écoulement.

2.3 Méthodologie

Pour atteindre les objectifs du projet, une série d'expériences en canal expérimental ont été menées au laboratoire d'hydraulique au Département de Génie Civil et environnemental du SUNY Buffalo. Des conditions d'écoulement dont le transport était limité par l'approvisionnement en particules ('supply limited') ont été générées. Pour chaque condition d'écoulement ainsi créée (voir le tableau 3.1), des taux croissants de transport en charge de fond ont été produits en injectant des particules de gravier ($D_{50} = 7.4$ mm) à l'amont du canal. Pour tous les taux de transport de chacune des conditions d'écoulement, incluant un taux de transport nul, des profils de vitesse constitués de séries tridimensionnelles ont été mesurés afin d'étudier l'effet du transport en charge de fond sur les parties moyennes et turbulentes de l'écoulement. Le détail des procédures expérimentales et des méthodes de traitement de données est présenté à la section 3.3.

2.4 Résultats

Ces expériences montrent explicitement que le transport en charge de fond peut avoir un effet mesurable et significatif sur la vitesse moyenne d'un écoulement fluvial. La Figure 3.3 présente quatre profils de vitesse recueillis pour une même condition d'écoulement (S4) mais avec des taux de transport croissants. On y voit que le transport en charge de fond cause des réductions de vitesses moyennes. Afin de cibler notre étude sur les variations de vitesse causées par le transport en charge de fond, les données de vitesse ont été mises sous formes de graphes de différences [Neuman et Nickling, 1994]. Pour construire ces graphes, un profil de vitesse mesuré en absence de transport doit être soustrait, point par point, d'un profil de vitesse mesuré en présence d'un taux de transport donné. Les points ainsi obtenus sont ensuite normalisés par le profil de vitesse sans transport. Finalement, ces points sont mis en graphique en fonction de leur hauteur sans dimension au-dessus du lit (Figure 3.4). Des test-z ont permis d'établir les seuils de changements significatifs de vitesse moyenne [Davis, 1986]. Sur la Figure 3.4, ces seuils sont représentés par les lignes verticales situées de part et d'autre de l'ordonnée de chaque graphe. La Figure 3.4 permet de voir que le transport a causé des réductions significatives de la vitesse moyenne lors des expériences sur fond lisse. Par contre les graphes de différences pour les expériences sur fond rugueux (Figure 3.5), montrent que pour deux conditions d'écoulement sur trois, le transport en charge de fond a causé une augmentation de la vitesse moyenne. Ce dernier résultat est inattendu et il contredit notre hypothèse de travail. Dans la section 2.5, il sera montré que l'approche énergétique [section 1.4] permet de comprendre et de réconcilier nos observations contradictoires.

2.5 Discussion

Les résultats obtenus ne sont pas en accord avec les résultats des travaux précédents selon lesquels le transport en charge de fond cause une diminution de vitesse moyenne et que seule la charge en suspension peut causer une augmentation de vitesse moyenne. Une revue plus approfondie de la littérature a cependant révélé qu'il existe une controverse au sujet de l'effet de rétroaction du transport de sédiments. Cette controverse, décrite en détail à la section 3.2, touche autant l'effet de la charge en suspension que celui de la charge de fond. Dans le cas de la charge de suspension, les résultats expérimentaux contradictoires ont été unifiés par une démonstration théorique de *Mendoza et Zhou* [1997] qui montrent que l'ajout d'une charge en suspension à un écoulement peut soit diminuer ou augmenter la dissipation turbulente ϵ . Par conséquent, la

vitesse moyenne peut-elle aussi augmenter ou diminuer. Cependant en raison du manque de travaux concernant explicitement l'effet du transport en charge de fond sur l'écoulement, son effet de rétroaction demeure mal compris.

En comparant les variations d'énergie cinétique de la vitesse moyenne E_{cin} et les variations des quantités turbulentes (K et ϵ), nous avons pu expliquer les variations de vitesse par l'application du principe de conservation d'énergie. Nous avons tout d'abord posé que l'énergie cinétique totale de l'écoulement est divisée entre la partie moyenne et la partie turbulente. Ce postulat nous a conduit à la conception d'un bilan énergétique où les énergies cinétiques des parties moyennes et turbulentes sont en équilibre dynamique. Pour dresser ce bilan énergétique il faut tout d'abord calculer pour toutes les séries de vitesse l'énergie cinétique de la partie moyenne E_{cin} avec l'équation 1.20, l'énergie cinétique turbulente K avec l'équation 1.19 et la dissipation turbulente ϵ avec l'équation 1.18. Pour vérifier si le transport en charge de fond peut agir sur l'équilibre énergétique de l'écoulement, on calcule ensuite la variation causée par le transport pour chacun de ces trois paramètres. Les variations d'énergie cinétique de la partie moyenne sont ensuite mises en relation avec les variations des quantités turbulentes (Figures 3.6 et 3.7). Le concept de l'équilibre énergétique prévoit une relation inverse entre les variations de vitesse et les variations d'énergie cinétique turbulente. Les Figures 3.6a et 3.7a appuient ce concept en montrant que la majorité des points sont situés dans les quadrants deux et quatre. Le mot quadrant est ici employé dans son sens mathématique le plus simple, il n'est aucunement question ici du diagramme présenté à la Figure 1.4, communément appelé «diagramme des quadrants». Les points du deuxième quadrant des Figures 3.6 et 3.7 correspondent aux diminutions de vitesse et les points du quatrième quadrant correspondent aux augmentations de vitesse. Les points à l'extérieur de ces quadrants peuvent être attribués aux fluctuations de vitesses aléatoires et au bruit dans le signal mesuré. Les figures 3.6 et 3.7 indiquent donc l'existence d'une relation inverse entre les variations de vitesse et les variations d'énergie cinétique turbulente. L'analyse de la dissipation turbulente ϵ permet d'approfondir notre compréhension de l'effet de rétroaction du transport en charge de fond sur l'écoulement. Le paramètre ϵ donne une mesure de l'efficacité du processus de cascade décrit à la section 1.3. Une augmentation de l'efficacité de ce processus nécessite une augmentation d'intensité turbulente afin de faciliter la dissipation de chaleur par dissipation visqueuse moléculaire. Cela signifie qu'une augmentation de ϵ cause une augmentation de K . Les Figures 3.6 et 3.7 nous permettent donc de conclure que le transport en charge de fond modifie la dissipation turbulente ce qui cause une modification proportionnelle de l'énergie cinétique turbulente et une modification

inversement proportionnelle de l'énergie cinétique moyenne et de la vitesse moyenne. Dans certaines conditions, le transport en charge de fond causera une augmentation de la dissipation turbulente et dans d'autres une baisse, mais dans tous les cas l'équilibre énergétique de l'écoulement sera respecté. Il est donc inexact de penser que le transport en charge de fond ne cause uniquement que des diminutions de la vitesse moyenne de l'écoulement. *Mendoza et Zhou* [1997] sont arrivés à la même conclusion au sujet de l'effet du transport en suspension en examinant l'effet de ce transport sur la dissipation turbulente. La dissipation turbulente est donc vraisemblablement le paramètre fondamental affecté par la présence du sédiment en transport.

En raison d'un défaut de fonctionnement du courantomètre [voir section 3.3.2.3], les analyses de production de turbulence (eq. 1.14) et de quadrants n'ont pas pu donner de résultats concluants. Les mécanismes par lesquels le transport en charge de fond interagit avec la dissipation turbulente restent donc inconnus. La connaissance de ces mécanismes permettrait, entre autres, de déterminer précisément dans quelles conditions le transport en charge de fond cause une hausse plutôt qu'une baisse de dissipation turbulente. Nos résultats nous permettent cependant d'avancer une hypothèse au sujet des mécanismes responsables de l'effet du transport en charge de fond sur l'écoulement. Les résultats sur fond rugueux montrent clairement que les points sont regroupés selon la condition hydraulique, ce qui confirme l'importance des conditions d'écoulement dans la détermination de l'effet du transport en charge de fond sur ϵ . Si on regarde le nombre de Froude (Fr) de chacune des conditions hydrauliques rugueuses (Tableau 3.1), on constate que seule la condition R3 est surcritique ($Fr > 1$). La condition R2 est caractérisée par un nombre de Froude de 1,04 et elle peut donc être considérée comme étant transitoire. Ceci suggère que sur un fond rugueux, le transport en charge de fond ait pour effet d'augmenter la dissipation turbulente lorsque l'écoulement est surcritique et qu'il cause des diminutions de dissipation turbulente lorsqu'il est souscritique ($Fr < 1$). Pour les observations de *Heathershaw et Langhorne* [1988], la vitesse moyenne de l'écoulement était d'environ un mètre par seconde et la profondeur d'environ vingt mètres. L'écoulement était donc souscritique, ce qui supporte notre hypothèse. Cette hypothèse est cependant incertaine car l'effet explicite du nombre de Froude sur la dissipation turbulente n'a pas été documenté. De plus, *Nezu et Rodi* [1986] ont montré que le nombre de Froude n'a pas d'effet sur l'intensité des fluctuations turbulentes. Par contre, ces travaux ne considèrent pas l'effet du transport de sédiments. D'autres travaux seront donc nécessaires afin de déterminer s'il y a interaction entre les effets dus au nombre de Froude et les effets dus au transport en charge de fond.

2.6 Conclusion

Plusieurs travaux ont démontré que le transport en suspension peut affecter l'énergie cinétique turbulente d'un écoulement [Müller, 1973; Wang et Qian, 1989; Mendosa et Zhou, 1997]. Mendosa et Zhou [1997] ont également montré l'importance de la dissipation turbulente dans la mécanique du transport en suspension. Notre étude est cependant la première à démontrer l'importance de la dissipation turbulente et de l'énergie cinétique des parties moyennes et turbulentes dans la mécanique du transport en charge de fond. De plus, puisque nous démontrons que le transport en charge de fond peut avoir des effets similaires à ceux du transport en suspension, nos conclusions laissent entrevoir la possibilité d'une unification des théories de mécanique du transport en suspension et en charge de fond.

Partie 3

The effects of bedload on mean and turbulent flow properties

The effects of bedload transport on mean and turbulent flow properties

Patrice Carbonneau

and

Normand E. Bergeron

INRS-Géoresources, Université du Québec, 2535, boul. Laurier, C.P. 7500

Québec, Québec G1V 4M3, Canada

pcarbonneau@gsc.rncan.gc.ca

nbergeron@gsc.rncan.gc.ca

3.1 Abstract

Progress in the understanding of sediment transporting flows has long been hampered by the lack of data on the feedback effect of moving grains on mean and turbulent flow properties. This situation is especially true in the case of bedload transport. This paper reports the results of a series of flume experiments that were designed to investigate the effects of bedload transport on mean and turbulent properties of the flow. The experiments consisted in varying bedload transport rate for a given hydraulic condition and measuring flow velocity profiles using an Acoustic Doppler Velocimeter (ADV) for each transport rate in order to allow for comparison. Bedload transport was created by injecting gravel size particles ($D_{50} = 7.4$ mm) in the flow using a conveyer belt mounted at the upstream end of the flume. Seven different hydraulic conditions were produced: four on a smooth bed surface corresponding to the existing floor of the flume and three on a fixed rough bed surface made of a single uniform layer of gravel. For all experiments, bedload transport was supply limited and no deposition occurred. The results indicate that the effects of bedload on flow characteristics are complex. It is shown that bedload transport can cause opposite effects on the flow depending on the bed roughness and relative magnitude of flow and sediment transport variables. In the smooth bed surface experiments, the effect of adding bedload transport to a previously clear flow was to increase flow turbulence and to significantly reduce mean flow velocity. In the rough bed surface experiments, bedload transport caused a reduction of flow turbulence and a significant increase of flow velocity for two of three experimental runs.

A better understanding of these apparently conflicting results is obtained from the application of an energy budget approach to the analysis of velocity data. This approach demonstrates that bedload affects the flow by modifying the partition of flow energy between its mean and turbulent components. Support for this concept is provided by results indicating that variations in turbulent kinetic flow energy are balanced by opposite changes in mean flow velocity through a modification of turbulent dissipation. However, the mechanisms responsible for the variable modifications of turbulent dissipation are still unknown.

3.2 Introduction

In recent years, much progress has been made towards the understanding of the processes at work in alluvial rivers. A synthesis of these processes is often presented in the form of a trinity placing turbulent flow, sediment transport and bed form development as the three controlling parameters (Figure 3.1) [Leeder, 1983; Ashworth and Ferguson, 1986; Best, 1993]. More importantly, the trinity identifies the complex system of feedback relationships by which the parameters interact. Although a complete understanding of this system is necessary in order to fully describe the dynamics of natural streams [Leeder, 1983], several of the feedback relationships involved are still poorly understood, especially in gravel bed streams [Naden, 1988; Richards, 1988]. For example, a large number of studies have described the effect of flow velocity on sediment transport, but comparatively little work has been done regarding the feedback effect of such transport on flow characteristics.

Most of the information describing the feedback effect of sediment transport on flow characteristics relates to the case of suspended sediment. Gilbert [1876, 1877] was one of the first researchers to approach this problem. He suggested that particles held in suspension by the flow consume a portion of its energy and should therefore cause an increase of resistance to flow and a corresponding decrease of flow velocity. This reasoning, which was supported by Hooker [1896], rapidly became the accepted view of the time. However, field and flume efforts to verify this view have led to conflicting results [Vanoni and Nomicos, 1959]. While Latham [1886] reported field observations of flow retardation by suspended load, McMath [1883] and Buckley [1922] observed opposite effects in the Mississippi and Nile rivers respectively. Even the flume experiments of Gilbert [1914] and Ismail [1952] have failed to provide a clear demonstration of the effect of suspension on flow characteristics. Both investigators showed that in some experimental runs, the introduction of suspended sediment in the flow caused an increase of flow velocity, while in others it caused a decrease of flow velocity.

In a very important series of papers, Vanoni [1946, 1953] and Vanoni and Nomicos [1959] demonstrated the key role played by flow turbulence in suspended sediment flows. They showed that the addition of suspended sediment to a clear flow causes a damping of turbulence intensity which is accompanied by a decrease of flow resistance and a corresponding increase of mean flow velocity. However, it is not clear in the literature whether the effect of suspended sediment is always to reduce flow turbulence. For example, although Wang and Qian [1989] observed a decrease of flow turbulence in the presence of suspended sediment, Müller [1973] reported

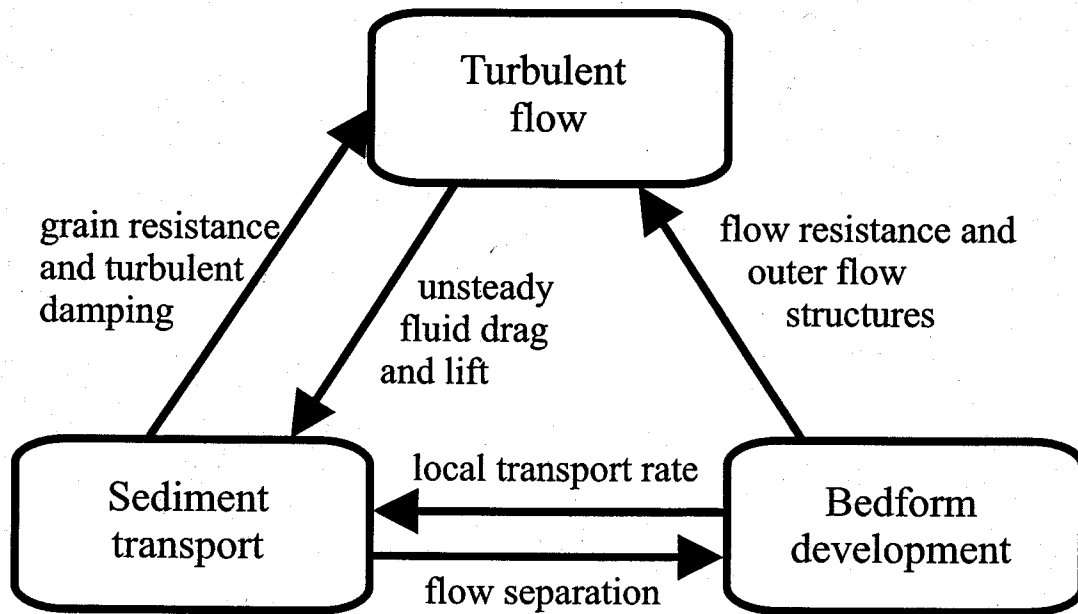


Figure 3.1 The flow-sediment transport-bedform trinity [modified from *Best*, Figure 3.1, p. 63, 1993].

opposite results and *van Ingen* [1981] observed no significant effect of suspended sediment on turbulence.

These seemingly contradictory results were recently unified by the theoretical work of *Mendoza and Zhou* [1997]. The authors demonstrated that the introduction of suspended sediment in a flow may cause opposite effects on turbulence depending on the relative magnitude of flow variables (flow velocity, channel slope and shear velocity) and sediment transport variables (particle size and concentration). They showed that suspended particles affect the flow through a modification of the rate of dissipation of turbulent kinetic energy, hereafter called turbulent dissipation. The effect of suspended particles is therefore to change the rate at which the energy of the flow is dissipated into heat, which, as a consequence, leads to a modification of turbulence intensities.

Although much less research has been done concerning the feedback effect of bedload transport on flow characteristics, it is interesting to note the existence of a controversy similar to the one concerning the feedback effect of suspended sediment. Indeed, it is not clear in the literature whether the effect of bedload is to increase or decrease resistance to flow. The generally accepted view is that bedload extracts momentum from the flow, which causes a reduction of near-bed velocity and an increase of roughness length in proportions that are related to the thickness of the moving sediment layer [*Owen*, 1964; *Smith and McLean*, 1977; *Dietrich*, 1982; *Grant and Madsen*, 1982; *Dyer*, 1986; *Wiberg and Rubin*, 1989]. *Wiberg and Rubin* [1989] used the term bedload roughness to describe the increase in roughness length attributed to bedload transport. However, *Heathershaw and Langhorne* [1988] observed that seabed roughness length actually decreased during intense bedload movement while it remained unaffected by weaker bedload movement. This latter result corroborates those of *Whiting and Dietrich* [1990] demonstrating that the roughness of mobile alluvial beds is unaffected by particles moving on the bed.

These conflicting results have not yet been unified as it is the case for suspended sediment flows. This situation is probably due in part to the fact that very few studies have focused on the effect of bedload on flow turbulence. Although *Owen* [1964] suggested that bedload roughness is produced by the wakes that are shed from the accelerating grains, few investigations of flow turbulence have been conducted in the presence of moving bedload.

This paper presents the results of a series of flume experiments that were designed to investigate the effect of bedload transport on mean and turbulent properties of the flow. The data obtained from the experiments shows that bedload transport may either cause the flow to decelerate or accelerate depending on the hydraulic conditions and bedload transport rate. This

result indicates that the concept of bedload roughness does not account for all possible feedback effects of bedload on flow. A deeper understanding of the three feedback effects of bedload is gained by taking into account the turbulent component of the flow.

3.3 Methods

3.3.1 Flume experiments

The experiments consisted in varying bedload transport rate for a given hydraulic condition and measuring flow velocity profiles for each transport rate to allow for comparison. The flume experiments were carried out in the hydraulics laboratory of the Civil and Environmental Engineering department of the State University of New York at Buffalo. The flume that was used for the study is a 20-m long and 0.6-m wide tilting flume. It has glass walls, a flat aluminum floor, and an instrument carriage on which was mounted the velocity meter. The range of hydraulic conditions selected for the investigation was determined, on the lower end, by the necessity of producing minimum flow conditions capable of transporting bedload at a rate at least equivalent to the smallest injection rate and, on the higher end, by the maximum limitations of the flume (flow depth, slope and pump capability). Seven different hydraulic conditions were produced for this study: four on a smooth bed surface and three on a rough bed surface. The smooth bed surface corresponded to the existing floor of the flume. The rough bed surface was created by fastening acrylic plates to the floor of the flume and gluing on them a single layer of well-sorted gravel with a D_{50} of 7.4 mm. This rough bed surface was produced to create conditions corresponding more closely to a natural alluvial bed surface. For each bed surface, the hydraulic conditions were chosen in order to produce flows of increasing sediment transporting capacity. This was achieved by varying the slope of the flume bed while keeping flow depth constant at 30 cm. Flow depth had to be varied for the third run of the rough bed surface experiments because the maximum capacity of the pump had been reached and the slope of the flume could not be increased without decreasing flow depth. A summary of all seven hydraulic conditions and transport rates is presented in Table 3.1.

The gravel particles that were used to create the rough bed surface were also used as bedload for the experiments. The gravel was injected in the flow at a constant rate using a conveyor belt mounted at the upstream end of the flume. A range of injection rate was obtained by varying the speed of the conveyor belt and the dimension of the gravel sheet. The width of this gravel sheet was kept constant (0.5 m) but its thickness was varied using a gate installed at the

downstream end of the conveyor belt. The injection rate, expressed in g/s, was calculated from the speed of the conveyor belt, the dimensions of the gravel sheet and its mean density (i.e. gravel and void spaces). Up to four different injection rates were produced (Table 3.1). For a given hydraulic condition, flow measurements were made for successively larger injection rates until the sediment transporting capacity of the flow was reached and sedimentation began. Because no flow measurements were made after the onset of deposition, the bedload transport rate was therefore always equal to the injection rate. Transported particles accumulated in a stilling basin located at the downstream end of the flume and were removed periodically. For the experimental conditions produced in this study, the mode of bedload transport was saltation. Measurements of the thickness of the saltating layer from videotape recording showed that it was roughly 2 ± 0.5 cm for all seven experimental runs. There was no observable increase of saltation height as U^* increased. This situation is probably due to the fact that the range in bed shear stress values was not large enough to produce measurable changes in saltation height.

The free surface of the flow was very disturbed by the intense flow turbulence, limiting the precision of depth measurements to ± 0.5 cm. However, streamwise variations in depth were found to be below 0.5 cm. The flow was therefore considered uniform. Flow measurements were made in the centerline of the flume at a point located 6 m downstream from the sediment injection point in order to allow for flow uniformity. At this location, a velocity profile was measured using a SONTEK acoustic Doppler velocimeter (ADV). This device allows non-intrusive three-dimensional velocity measurements of the flow at a maximum sampling rate of 25Hz [Kraus *et al.*, 1994]. It operates by emitting acoustic pulses and receiving the reflections coming off small buoyant particles. These reflections are analyzed in order to detect a Doppler frequency shift that is interpreted as a velocity. The velocity measurement nearest to the bed was obtained at a distance of 5 mm, which corresponds to the minimal distance from the boundary at which the ADV can operate. Between 0.5 cm and 5.5 cm above the bed, velocity measurements were spaced by 0.5 cm. Thus, up to four velocity measurements were obtained directly within the saltation layer. There is no evidence of serious interference between saltating particle and the ADV acoustic pulse. It should be expected that the passage of particles in the sensing volume would increase signal noise but the data suggests that this added noise was not significant. Starting at 5.5 cm, spacing was 1 cm and from 9.5 cm upward, spacing was 2 cm. In most experimental runs, high flow velocities caused the flow to detach around the probe of the ADV when it was positioned near the flow surface. For this reason, flow velocity measurements could not be

Table 3.1 Summary of hydraulic conditions

	U (cm/s)	h (cm)	bed slope	U* (cm/s)	Fr	q (g/s)
smooth bed						
S1	105	30	0	3.1	.61	40
S2	121	30	0.0007	3.2	.70	40, 158
S3	140	30	0.0015	4.7	.81	40,158,267
S4	165	30	0.0023	5.8	.95	40, 158, 267, 400
rough bed						
R1	135	30	0.0045	8.1	.78	40
R2	180	30	0.0056	9.1	1.04	40, 158
R3	160	20	0.0083	9.9	1.14	40, 158

Flow variables were measured in absence of bedload transport. For all cases except S1, U^* was calculated using the depth-slope product i.e. $U^* = \sqrt{gRs}$ where R is the hydraulic radius and s the bed slope. In the case of run S1, the velocity profile was used to calculate U^* .

obtained more than 14.5 cm away from the bed when flow depth was 30 cm and not more than 6.5 cm when flow depth was 20 cm. For each position in the flow profile, flow velocity was sampled at a rate of 25 Hz over a period of 82 seconds. These time series were used to calculate the mean and fluctuating components of flow velocity. The record length was selected because it represents 2048 measurements. For our purposes, this was optimal because spectral analysis methods work best with time series that are a power of 2. A longer record length could not be selected due to limitations in the size of the complete data set.

3.3.2 Preprocessing of velocity signals

Three preprocessing steps were applied to velocity signals in order to improve their quality. First, an algorithm was designed to remove data spikes. These spikes are points whose value greatly exceeds the value of the left and right neighbors and they are usually caused by instantaneous bad measuring conditions. The algorithm was designed to replace points that were more than three standard deviations away from the time-averaged mean velocity by the average value of the left and right neighbors. This method typically replaced 2-5 % of the points of a velocity signal depending on turbulence levels. Second, the velocity series were filtered to reduce aliasing. Aliasing is a spectral phenomenon which causes an increase of noise levels at higher frequencies [Ifeachor and Jervis, 1993; Morrison, 1994; Biron et al., 1995]. In order to reduce aliasing, the velocity series were filtered using a gaussian filter having a mean of zero, a standard deviation of 0.008 sec and an halfwidth of 0.024 sec. Third, the following three dimensional rotation matrix was applied to all velocity signals in order to correct for probe misalignment:

$$\begin{pmatrix} \cos(\theta) \cos(\phi) & -\sin(\theta) & -\cos(\phi) \\ \sin(\theta) \cos(\phi) & \cos(\theta) & -\sin(\theta) \sin(\phi) \\ \sin(\phi) & 0 & \cos(\phi) \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

In this matrix, θ and ϕ are the angles of deviation in the horizontal and vertical planes respectively. To calculate these angles, it was assumed that the same rotation should be applied to all points in a given profile. First, the angles of deviation were found for each point in the profile by calculating the angle of rotation to be applied to the series in order to bring the average vertical and lateral velocities to zero. Second, the values obtained for individual points in the profile were averaged in order to obtain the mean angles of deviation in the horizontal and vertical planes. The rotation matrix obtained from these values was then applied to all points in the profile.

3.3.2.1 Velocity signal decomposition

Each velocity signal was decomposed into its mean and fluctuating parts. The mean parts of a signal were obtained from

$$U = \overline{vx} \quad V = \overline{vy} \quad W = \overline{vz} \quad (3.2)$$

where U , V and W are the time-averaged values of the instantaneous velocities measured respectively in the streamwise vx , vertical vy and lateral vz directions. The fluctuating parts of each signal were calculated from

$$u = vx - U \quad v = vy - V \quad w = vz - W \quad (3.3)$$

where u , v and w represent the instantaneous velocity fluctuations in the streamwise, vertical and lateral directions respectively. As a precaution against minor flow unsteadiness, an ordinary least-square regression line was fitted to each velocity series and the general trend (slope) of the data was removed. In all instances, these corrections remained of minor importance, demonstrating that the flow was stationary

3.3.2.2 Signal quality parameters

The quality of velocity signals was monitored using two parameters calculated by the ADV during data acquisition, the signal to noise ratio (SNR) and the correlation coefficient. The SNR is a measure of signal strength relative to ambient noise levels and it is a function of the concentration of buoyant particles in water. For precise velocity readings, SONTEK recommends that the value of this parameter, expressed in decibels (dB), exceed 15 dB. In our experiments, average SNR values were always above 40 dB.

The correlation coefficient evaluates the amount of noise present in ADV velocity readings by calculating the amount of change in the instantaneous velocity since the last sampling. SONTEK recommends an average correlation of 70% for good quality data. However, the mean of a velocity time series is valid at correlations as low as 30%. In the gray area between 30% and 70%, the signal will contain an increasing amount of noise. This white noise has a gaussian distribution and will therefore present itself as a noise floor [Kraus *et al.*, 1994]. This noise floor

will first affect the high frequency part of the spectrum and, as the noise level increases, it will contaminate lower frequencies. Most of our velocity readings had correlation coefficients above 70%. However, certain time series measured in highly turbulent conditions had correlation coefficients between 47% and 70%. Because the mean velocity of these series is valid and since our gaussian filter initially designed to eliminate aliasing will also eliminate noise floors affecting high frequencies, it was decided to keep lower correlation data and interpret them with caution.

3.3.2.3 ADV interference zone

Inspection of velocity signals measured with the ADV revealed the presence of a zone located between 2 to 4 cm above the bed where signal quality decreased sharply. Velocity signals measured in this zone were also characterized by lower mean velocities than expected assuming a logarithmic increase of velocity with distance from the bed (Figure 3.2a). Because this zone of reduced velocities and high noise levels was observed in all experimental runs, including those without sediment transport, it could not be attributed to interference caused by the presence of moving particles. A series of test revealed that at certain heights above the boundary the ADV signal return coming off the boundary interferes with the one returned by the buoyant particles present in the sensing volume. This interference causes a frequency shift that is falsely interpreted by the ADV algorithm as a Doppler shift and hence, as a drop in mean velocity. At this time, there is no procedure available to correct for this effect. The only option was therefore to eliminate these time series from our analysis.

Corrupted series were easy to identify because they show a marked increase in noise when compared with valid series. The noise caused up to a 500% increase in the standard deviation of the velocity series. In order to facilitate the identification of these points, the turbulent kinetic energy profile was used.

The turbulent kinetic energy is calculated from:

$$K = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (3.4)$$

where u' , v' and w' are respectively the root mean square values of the streamwise, vertical and lateral fluctuating velocity components [Nezu and Nakagawa, 1993]. When measured and plotted

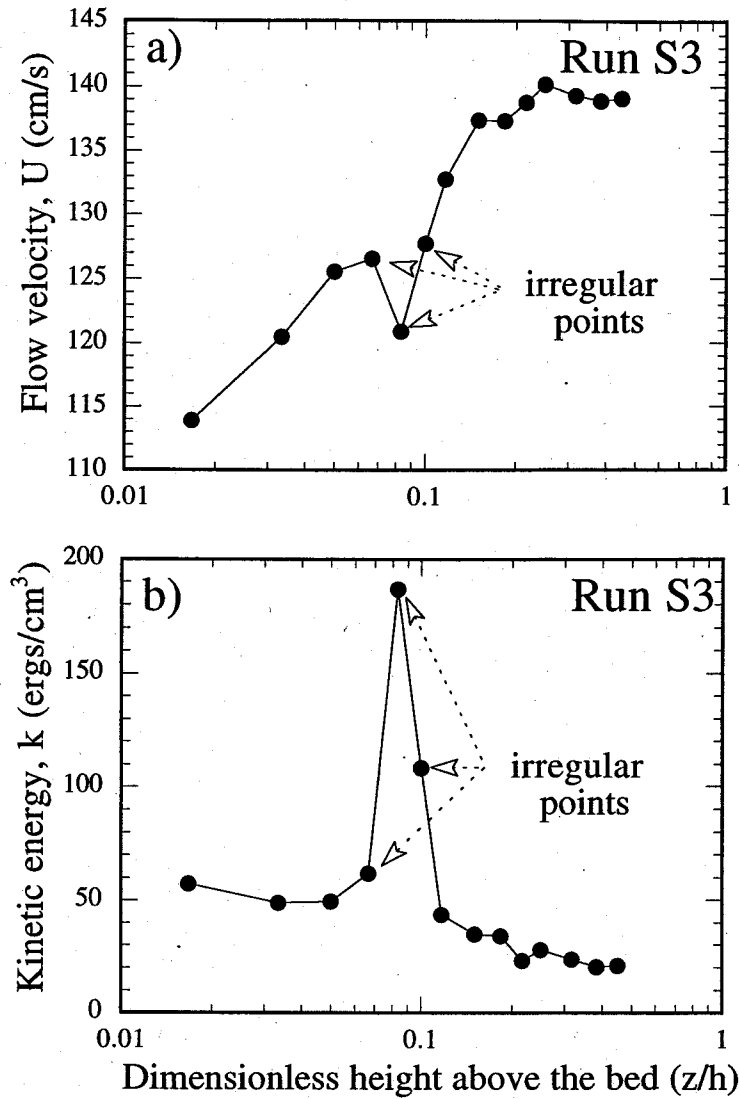


Figure 3.2. The ADV interference zone. (a) Velocity profile measured with the ADV showing the effect of the interference zone on mean velocity. (b) Effect of the interference zone on the kinetic energy profile.

against depth, the resulting turbulent kinetic energy profile has the following exponential form [Nezu and Nakagawa, 1993]:

$$K = 4.78U_*^2 \exp(-2y/h) \quad (3.5)$$

Visual inspection of turbulent kinetic energy profiles for our data clearly shows that corrupted points differ significantly from equation 3.5 (Figure 3.2b). These points are also the ones departing from the logarithmic flow velocity profile (Figure 3.2a).

The loss of points in the near bed region due to the ADV interference zone had two consequences. First, it prevented the analysis of the mean and turbulent characteristics of the very important flow region located immediately above the saltation layer. Second, it left an insufficient number of velocity measurements to make accurate estimates of shear velocity and roughness length from the slope of the near bed flow velocity.

3.4 Results

3.4.1 Analysis of the mean velocity component

First, mean flow velocity profiles were examined in order to ascertain the effect of bedload transport on mean flow characteristics. As an example of the results that were obtained, Figure 3.3 shows the velocity profiles measured in experimental run S4 conducted on the smooth bed surface. For this run, a velocity profile was measured for five different transport rates: 0, 40, 158, 267 and 400 g/s. This Figure shows that the presence of bedload transport induces a general reduction of mean flow velocity and that the magnitude of this velocity reduction is positively related to transport rate.

This effect is better illustrated on difference graphs showing the difference between the velocity profiles measured with and without bedload transport. Following *Neuman and Nickling* [1994], these graphs are constructed by subtracting the velocity profile measured in the presence of bedload transport by the zero transport velocity profile. The values obtained are then normalized by the zero transport velocity and plotted against the non-dimensional height above the bed z/h . On these graphs, a negative normalized velocity difference value indicates a velocity reduction while a positive value indicates an acceleration of the flow. Figure 3.4 shows the normalized velocity difference graphs obtained for the experimental runs on the smooth bed surface. For a given run, velocity differences obtained for increasing transport rates are plotted on the same graph. The significance of these velocity differences was tested using statistical z-tests.

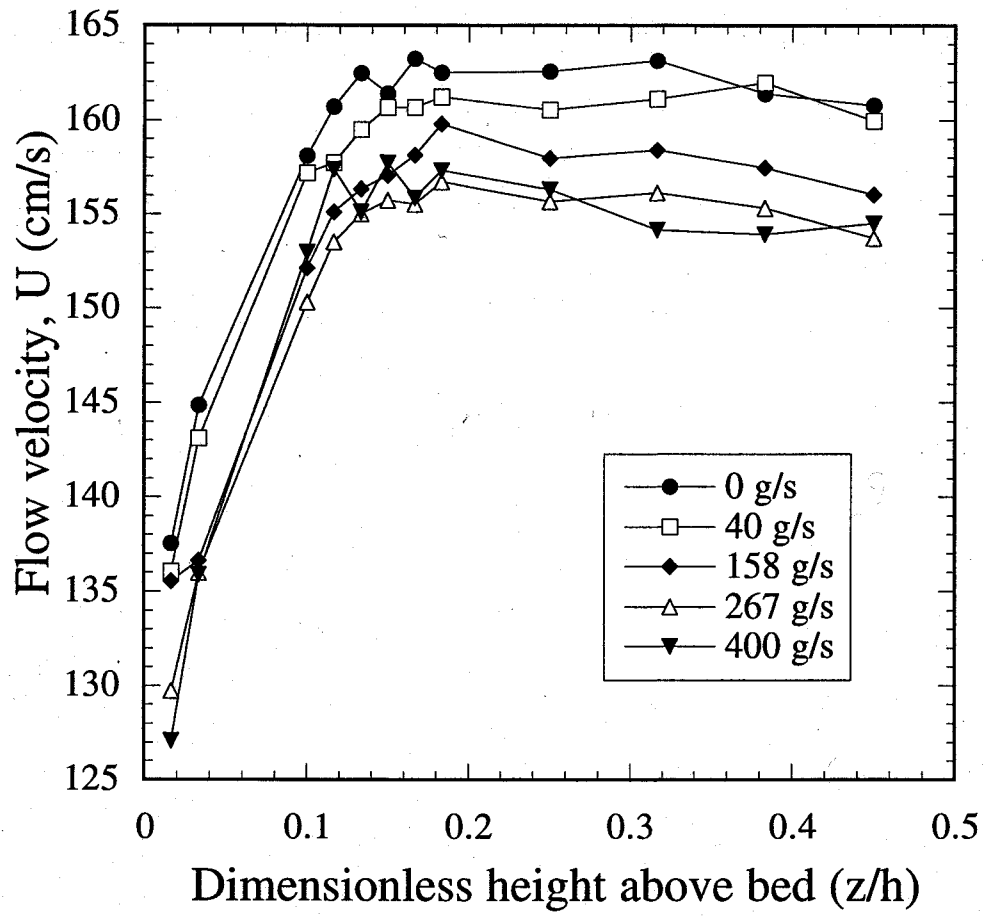


Figure 3.3 Velocity profiles measured for run S4.

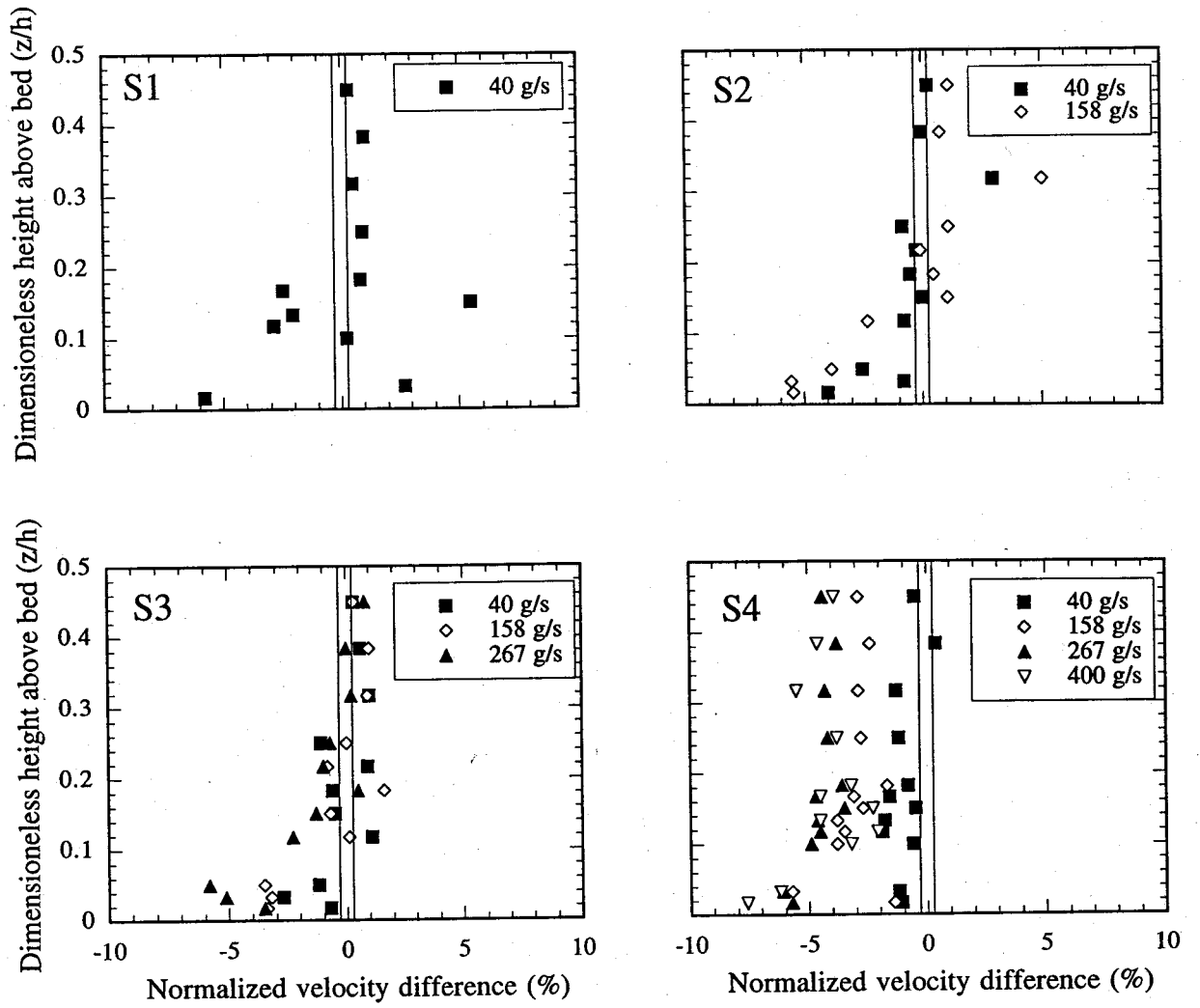


Figure 3.4 Normalized velocity difference graphs for the smooth bed surface experiments.

On this Figure, each graph has two vertical lines evenly spaced about the zero velocity difference line. These lines correspond to the significance threshold calculated from statistical *z*-tests [Davis, 1986]. Thus, velocity difference points that fall outside these two lines represent significant changes in mean velocity. The results indicate that from experimental run S1 to S4, increasing shear velocities (Table 3.1) allowed greater amounts of bedload to be carried by the flow before deposition starts occurring. For all runs, weaker transport rates only affected the near bed region of the flow where it caused a reduction of flow velocity and an increase of velocity gradient. Larger transport rates resulted in further velocity reduction and velocity gradient increase in the near bed portion of the flow. Higher above the bed, flow velocity and velocity gradient remained relatively unaffected by bedload transport, except for run S4 where mean velocity was reduced throughout the entire zone of velocity measurements.

The results also indicate that the effect of a given bedload transport rate is variable depending on the sediment transporting capacity of the flow. For example, the minimum transport rate of 40 g/s caused an important reduction of flow velocity in the experimental run having the smallest shear velocity (S1), but the importance of the effect of this transport rate diminished from runs S1 to S4 where shear velocity was increasingly larger. However, there is a remarkable similarity between the effect of the maximum bedload transport rate of each specific run on near bottom flow velocity. In all runs, the maximum normalized velocity reduction was 6-7 % immediately near the bed and it decreased steadily with distance from the boundary up to a distance of $z/h \approx 0.15$, which corresponds to 4.5 cm above the bed. This is well beyond the top of the saltation layer and is most likely the portion of the flow where the field of eddies shed by saltating grains has the most influence on flow properties.

Figure 3.5 presents the normalized velocity difference graphs obtained for the three experimental runs conducted on the rough bed surface. Because gravel particles were much more difficult to entrain on the rough bed surface than on the smooth bed surface, the range of bedload transport rates that could be produced for each run is very limited. This situation is due to the maximum limitations of the flume which did not permitted the creation of flow conditions capable of supporting large transport rates. Figure 3.5 shows that for runs R1 and R2, bedload transport caused an increase rather than a decrease of flow velocity. In the case of run R1, the velocity increase reached 11% near the bed and it diminished steadily with distance above the boundary before reaching a roughly constant value of 2 % above $z/h \approx 0.2$. For run R2, the velocity reduction was of smaller importance but it was still statistically significant throughout the zone of velocity measurements. Although shear velocity was slightly larger for run R3 than for run R2, it

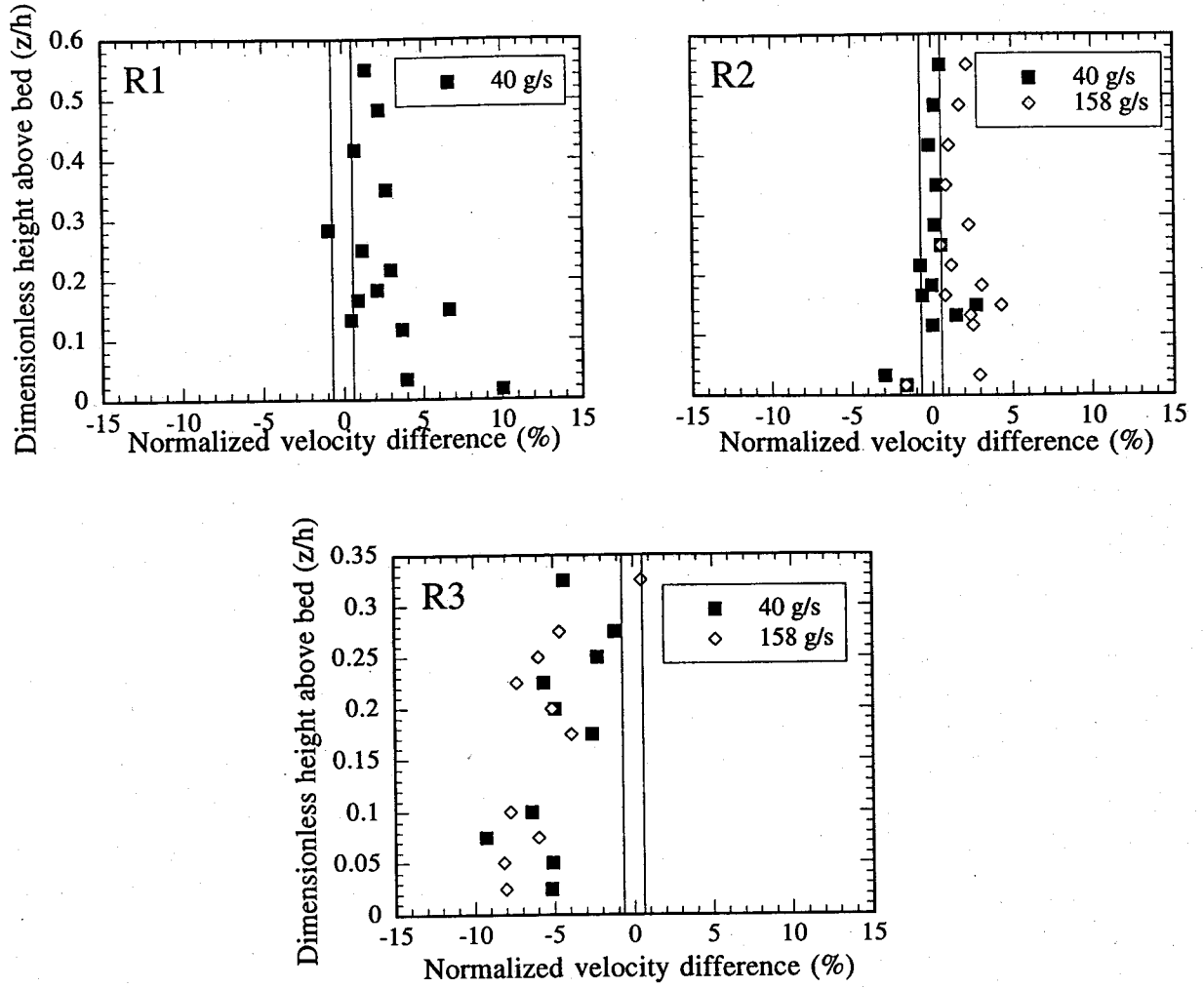


Figure 3.5 Normalized velocity difference graphs for the rough bed surface experiments.

did not increase the sediment transporting capacity of the flow sufficiently to support greater amounts of bedload transport. However, the response of the flow to the addition of bedload transport was markedly different in runs R2 and R3. While bedload transport induced a slight but significant acceleration of the flow in run R2, it caused a reduction of velocity in run R3. The pattern of velocity reduction in run R3 is somewhat similar to the pattern observed in the smooth bed surface experiments. In both instances, velocity reduction is at a maximum near the bed and then declines with distance from the boundary. As in the smooth bed experiments, results of run R3 also show larger flow velocity reduction when transport rate is increased.

The results of our flume experiments demonstrate that the effect of bedload transport on mean flow characteristics is complex. For the smooth bed surface experiments, the injection of gravel particles into a previously clear flow consistently caused a reduction of flow velocity, mainly in the near bed region. This result agrees with the generally accepted view that bedload acts as an additional source of roughness by extracting momentum from the flow [Owen, 1964; Smith and McLean, 1977; Dietrich, 1982; Grant and Madsen, 1982; Dyer, 1986; Wiberg and Rubin, 1989; Pitlick, 1992]. However, the results of our rough bed surface experiments indicate that bedload transport may also cause an increase of flow velocity in some situations. Although Heathershaw and Langhorne [1988] reported a similar reduction of roughness during periods of intense bedload transport, such flow accelerations caused by bedload transport remain unexplained in the literature.

3.4.2 Analysis of the turbulent velocity component

A better understanding of the results presented above can be obtained from an analysis of the energetics of the mean and turbulent components of the flow. The kinetic energy of the mean flow is calculated using:

$$KE_{mean} = \rho U^2 / 2 \quad (3.6)$$

The turbulent component of the flow energy can be described using the turbulent kinetic energy K and turbulent dissipation ϵ of the flow. The turbulent kinetic energy is a measure of the energy contained in the fluctuating part of turbulent flow (equation 3.4) and its dissipation rate ϵ is calculated from

$$\epsilon = 15\nu \int_0^{\infty} k^2 S_u(k) dk \quad (3.7)$$

where k is the wavenumber, $S_u(k)$ is the wave number spectrum of the streamwise velocity u , and n is the viscosity of water [Nezu and Nakagawa, 1993]. In our study, the fast correlation spectral estimator was used to calculate the wave number spectrum [Ifeachor and Jervis, 1993]. The parameter ε is a measure of the efficiency of the cascade process to dissipate energy by degrading it into heat. Theoretically, the upper bound of the integral is infinity. In practice, the measured wave number spectrum is bounded by the wave number calculated from the Nyquist frequency of the sampling design and the mean streamwise velocity of flow [Nezu and Nakagawa, 1993]. The main consequence of this limitation is a loss of accuracy since part of the dissipative subrange remains inaccessible. This loss was estimated with the method proposed by Soulsby [1980] as being lesser or equal to 2.6%.

In this analysis of flow energetics, attention was focused on differences due to the effect of bedload transport. By directly relating the variations in kinetic energy of the mean component to the differences in the turbulent component of the flow, an energy budget was established for each measure of velocity difference caused by bedload transport. In this energy budget, the available flow energy is partitioned between the mean and turbulent parts of the flow. According to this concept, an increase in turbulent kinetic energy will be balanced by a reduction in mean flow kinetic energy and mean flow velocity while a decrease of turbulent kinetic energy will cause an acceleration of the mean flow. The turbulent dissipation process is an essential component of this budget. When bed roughness increases, the flow must dissipate more energy to overcome the extra boundary resistance. It does so by generating turbulence in order to increase the efficiency of the cascade process. The additional turbulent kinetic energy being drawn from the mean part of the energy of the flow, this process results in a decrease of mean flow velocity. The flow energy budget concept therefore suggests that variations in turbulent kinetic should be balanced by opposite changes in mean flow velocity through a modification of turbulent dissipation.

In order to verify this concept, mean flow kinetic energy variations calculated from our smooth bed surface velocity series were first plotted against observed variations of both turbulent kinetic energy (Figure 3.6a) and turbulent dissipation (Figure 3.6b). Despite some scatter which can be attributed to signal noise related to velocity time series having lower correlation values, Figure 3.6a shows that half of the points are located within the second quadrant of the graph. Data points in this quadrant correspond to a decrease of mean flow velocity and an increase of turbulent kinetic energy. Another small group of points located in the fourth quadrant is indicative of situations where an increase of mean velocity was associated to a decrease of flow turbulence. Overall, nearly 60 % of the points of Figure 3.6a are contained within the second or fourth

quadrant. This result is consistent with the energy budget concept that suggests that variations in turbulent kinetic energy will be compensated by opposite changes in mean velocity. The validity of this relationship is corroborated by similar variations of turbulent dissipation with flow velocity (Figure 3.6b) where nearly 70% of the points are located in either the second or the fourth quadrant. The relationships are similar because turbulent kinetic energy and turbulent dissipation are related to each other, although they are calculated in a completely different manner (see equations 3.4 and 3.5). The two parameters are related because turbulent dissipation controls the capacity of turbulent flow to transform mean flow energy into turbulent kinetic energy. Thus, any mechanism that affects positively turbulent dissipation will also contribute to increase flow turbulence and to reduce mean velocity. On the other hand, a decrease of turbulent dissipation will be associated to turbulence damping and flow acceleration. Such a situation is depicted on Figure 3.7 that presents the results obtained for the rough bed surface experiments. Figures 3.7a and 3.7b show that data points corresponding to runs where flow velocity increased (runs R1 and R2) are mainly grouped in the fourth quadrant. This result indicates that for these runs, the effect of bedload transport was to reduce turbulent dissipation and to cause an acceleration of the flow by decreasing turbulence intensity. For the run where flow velocity decreased (run R1), data points plotted in the second quadrant for both turbulent parameters, thereby exhibiting a behavior consistent with the energy budget concept. Overall, 69% of the points in Figure 3.7a are in the second or fourth quadrant as are 77% of the points in Figure 3.7b. The data points in Figure 3.7b are grouped according to their hydraulic conditions, suggesting that for a given hydraulic condition the effect of bedload transport on turbulent properties of the flow energy was similar. This result suggests that the feedback effect of bedload transport is a function of flow conditions. However more work is needed in order to quantify this function.

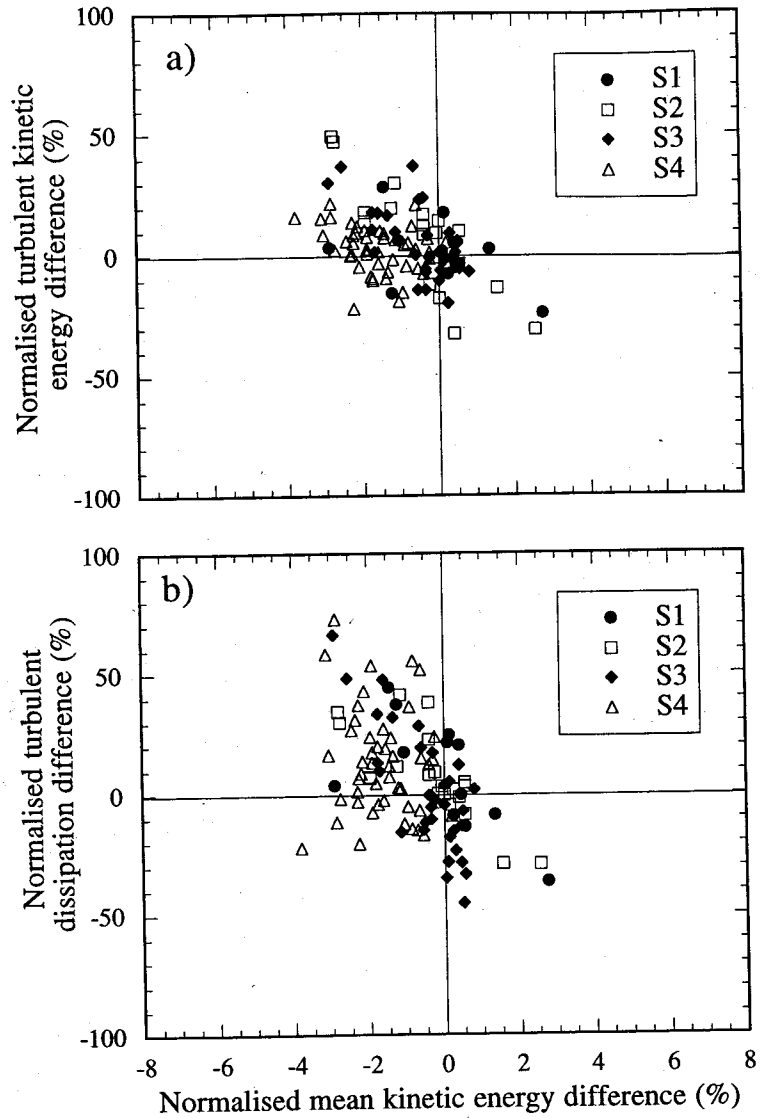


Figure 3.6 (a) Normalized mean kinetic energy difference versus turbulent kinetic energy difference for the smooth bed surface experiments. (b) Normalized mean kinetic energy difference versus turbulent dissipation difference for the smooth bed surface experiments.

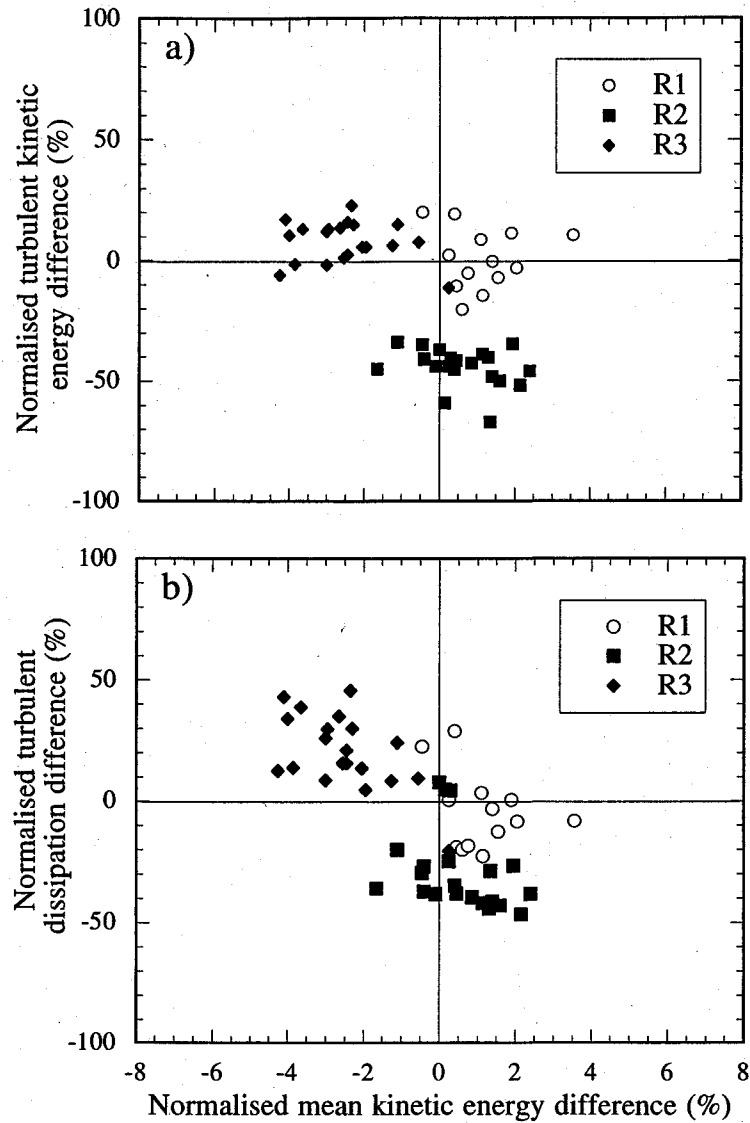


Figure 3.7 (a) Normalized mean kinetic energy difference versus turbulent kinetic energy difference for the rough bed surface experiments. (b) Normalized mean kinetic energy difference versus turbulent dissipation difference for the rough bed surface experiments.

3.6 Conclusion

The results of our flume experiments provide support for the theoretical work of *Mendoza and Zhou* [1997] who demonstrated for the case of suspended sediment flows that sediment transport may either cause an increase or a decrease of flow turbulence depending on the relative magnitude of flow and sediment transport variables. Our data indicates that bedload transport may also cause similar opposite effects on flow turbulence and mean velocity. In our smooth bed surface experiments, the effect of adding bedload transport to a previously clear flow was to increase flow turbulence and reduce mean flow velocity. For the rough bed surface experiments, bedload transport caused a reduction of flow turbulence and an acceleration of the flow for two of the three experimental runs. These findings demonstrate that the concept of bedload roughness previously described in the literature only accounts for one possible feedback effect of bedload on flow characteristics. The energetic approach applied in this study takes into account both the mean and turbulent properties of the flow and is able to explain both increases and decreases in mean velocity caused by bedload transport. Furthermore, turbulent kinetic energy and turbulent dissipation operate at a much smaller scale than that of bedload roughness or flow resistance, their study allows for a deeper understanding of the processes at work in fluvial flows than that obtained from the study of flow resistance alone. However, more work is needed in order to identify the physical mechanisms causing the various responses of turbulent dissipation to the presence of bedload transport.

3.5 Acknowledgments

The authors would like to thank Dr. J.F. Atkinson of the Department of Civil and Environmental Engineering of SUNY Buffalo for granting access to the hydraulics laboratory and making the experimental work possible. We are also indebted to Dr. A.D. Abrahams for supplying additional equipment and for many stimulating discussions. The comments of Dr. A.G. Roy were also much appreciated. The flume experiments were conducted with the invaluable help of Francis Bérubé and Joëlle Marion. The research was financially supported by a grant from the National Science and Engineering Council of Canada to Normand Bergeron.

Appendice A

Résultats de l'analyse de quadrants

Nous ferons ici une brève présentation des résultats de l'analyse de quadrants. Ces résultats n'étaient pas assez concluants pour faire l'objet d'une publication mais puisqu'ils sont tout de même d'un certain intérêt, ils sont présentés en appendice du mémoire.

Comme il a été dit dans la section 1.2, l'analyse de quadrants a été développée afin d'étudier la structure du cisaillement de Reynolds. Une large partie de ce cisaillement est générée par le cycle éjection-incursion (Figure 1.4) et on peut s'attendre à ce qu'une couche de particules en saltation perturbe ce cycle. À la place des éjections et des incursions on devrait observer un champ d'émissions de sillages provenant de chaque particule en mouvement. Afin de prévoir la structure du cisaillement de Reynolds causée par le champ de sillages, il faudrait d'abord connaître la vitesse de translation des tourbillons par rapport aux vitesses moyennes U et V . À notre connaissance, il n'existe pas de littérature qui documente la vitesse de translation des sillons dans un écoulement. De plus, il faudrait déterminer l'effet du champ de sillage sur le cycle éjection-incursion.

La Figure A1 présente 2 diagrammes de quadrants ainsi que les graphes de contributions qui leurs sont associées. Chacune des 4 séries de vitesse (2 en u et 2 en v) a été mesurée à une hauteur de 0.5 cm au-dessus du lit. Cette figure montre que le transport a causé une réduction de 4-5 % dans les temps résidents des quadrants Q2 et Q4, accompagnée d'une augmentation de 4-5% dans les temps résidents pour les quadrants Q1 et Q3. Cela signifie que moins de points contribuent au cisaillement positif. Cependant, les graphes des contributions montrent que pour les petites tailles de trou, les contributions fractionnaires ont augmenté. Cette augmentation signifie qu'il y a plus de points à l'extérieur du diagramme où le produit uv est plus important. Sur les diagrammes de quadrants avec transport, on note l'apparition de points dans le deuxième quadrant près de l'axe v et à l'extérieur des quadrants Q1 et Q3. Cette interprétation physique de la Figure A1 est, à notre avis, incertaine. Les changements observés dans les temps résidents et les contributions fractionnaires demeurent faibles et il est très difficile de déterminer si ils sont significatifs. D'autant plus que les résultats expérimentaux utilisés pour cette analyse sont limités par le défaut de fonctionnement du courantomètre décrit dans la section 3.3.2.3 et par le fait que les mesures de vitesse prises à l'intérieur de la couche de saltation sont moins fiables.

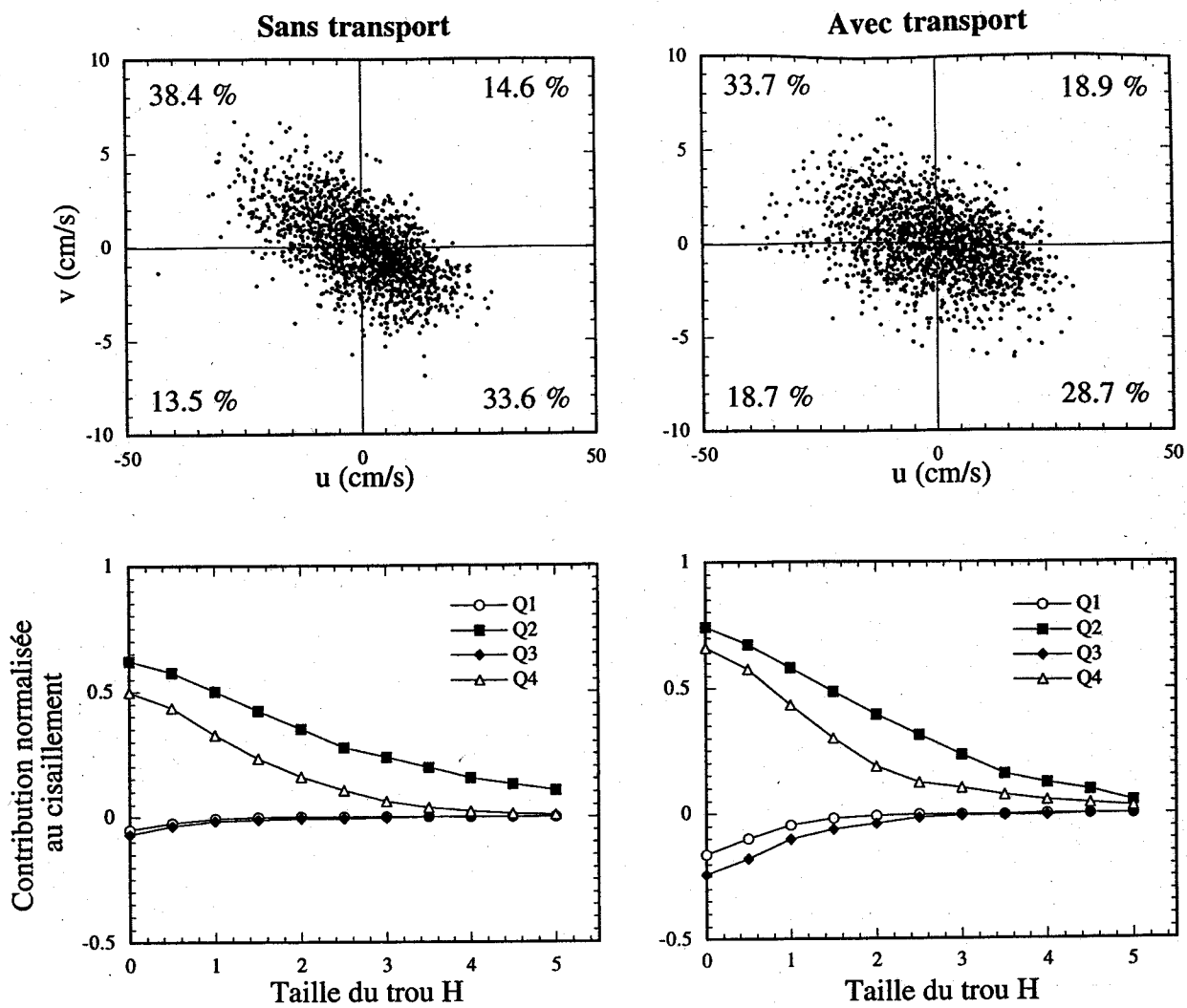


Figure A1 Effets du transport en charge de fond sur le cisaillement de Reynolds -puv.

Liste des références

- Allen, J.R.L., *Principles of physical sedimentology*, Allen & Unwin, Londres, 272 pp, 1985.
- Ashworth, P.J. et Ferguson, R.I., Interrelationships of channel processes, changes and sediments in a proglacial braided river, *Geografiska Annaler*, 68, 361-371, 1986.
- Best, J.L., On the interactions between turbulent flow structure, sediment transport and bedform development: some considerations from recent experimental research, *Turbulence: perspectives on flow and sediment transport* edited by N.J. Clifford, J.R. French et J. Hardistry, Wiley & Sons, New York, 61-92, 1993.
- Biron, P., Roy, A.G., Best, J.L., A scheme for resampling, filtering, and subsampling unevenly spaced laser doppler anemometer data, *Math. Geol.*, 27(6), 731-748, 1995.
- Bogard, D.G. et Tiederman, W.G., Burst detection with single point velocity measurements, *J. Fluid Mech.*, 162, 339-413, 1986
- Brodkey R.S.J., Wallace J.M. et Eckelmann, H., Some properties of truncated signals in bounded shear flows, *J. Fluid Mech.*, 63, 209-224, 1974.
- Buckley, A.B., The influence of silt on the velocity of water flowing in open channels, *Minutes of Proc. of Institute of civil Engineers*, 226(II), 183, 1922.
- Chevray, R. et Mathieu, J., *Topics in fluid mechanics*, Cambridge university press, London, 1993.
- Clifford, N.J. et French, J.R., Monitoring and modelling turbulent flow: historical and contemporary perspectives, *Turbulence: perspectives on flow and sediment transport* edited by N.J. Clifford, J.R. French and J. Hardistry, Wiley & Sons, New York, 1-34, 1993.
- Corino, E.R. et Brodkey, R.S., A visual investigation of the wall region in turbulent flow, *J. Fluid Mech.*, 37, 1-30, 1969.
- Davis, J.C., *Statistics and data analysis in geology*, 2nd ed., Wiley & Sons, New York, 1986.
- Dietrich, W.D., Flow, boundary shear stress, and sediment transport in a river meander, Thèse de doctorat, Univ. of Wash, Seattle, 1982.
- Dyer, K.R., *Coastal and estuarine sediment dynamics*, Wiley Interscience, New York, 1986.

- Gilbert, G.K., The Colorado plateau province as a field for geological study, *Am. J. Sc.* july-august, 1876.
- Gilbert, G.K., Reports on the geology of the Henry mountains, *U.S. Geographical and Geological Survey of the Rocky Mountains Region*, Washington D.C., 160 p., 1877.
- Gilbert, G.K., The transportation of debris by running water, *U.S. Geol. Surv. Prof. Paper*, 86, 1914.
- Gordon, C.M., Intermittent momentum transportation in a geophysical boundary layer, *Nature*, 286, 392-294, 1974.
- Grant, W.D. et Madsen, O.S., Movable bed roughness in oscillatory flow, *J. Geophys. Res.*, 87(C1), 469-481, 1982.
- Grass, A.J., Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries, *J. Fluid Mech.*, 50, 233-255, 1971.
- Grass, A.J., Stuart, R.J. et Mansour-Tehrani, M., Vortical structures and coherent motion in turbulent flow over smooth and rough boundaries, *Phil. trans. R.I Soc. Lond., A* 336, 35-65, 1991.
- Heathershaw, A.D., Bursting phenomena in the sea, *Nature*, 248, 395-395, 1974.
- Heathershaw, A.D. et Langhorne, D.N., Observations of near-bed velocity profiles and seabed roughness in tidal currents flowing over sandy gravels, *Estuarine, Coast. Shelf Sci.*, 26, 459-482, 1988.
- Hinze, J.O., *Turbulence*, McGraw-Hill, New York, 1975.
- Hooker, E.H., The suspension of solids in flowing water, *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.*, 36, 239, 1896.
- Hussain, A.K.M.F., Coherent structures-reality and myth, *Phys. Fluids*, 26(10), 2816-2850, 1983.
- Ifeachor, I.C. et Jervis B.W., *Digital signal processing*, Addison-Wesley, New York, 1993.
- Ismail, H.M., Turbulent transfer mechanism and suspended sediment in closed channels, *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.*, 117, 409, 1952.
- Kirkbride, A.D., Turbulence structure in straight gravel-bed channels, Thèse de Doctorat, Université de Sheffield, 1994.
- Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A. et Runstadler, P.W., The structure of turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, 30, 741-773, 1967.
- Kraus, N.C., Lohrmann, A., Cabrera, R., New acoustic meter for measuring 3D Laboratory flows, *J. Hydraul. Eng.*, 120 (3), 406-412, 1994.

- Latham, B., *Minutes of proceedings institute of civil Engineers*, 71, 46, 1886.
- Leeder, M. R., On the interactions between turbulent flow, sediment transport and bedform mechanics in channelized flows, *Spec. Publs. int. Ass. Sedimen.*, 6, 5-18, 1983.
- Leeder, M.R. et Best, J.L., Drag reduction in turbulent muddy seawater flows and some sedimentary consequences, *Sedimentology*, 40, 1129-1137, 1993.
- Lu, S.S. et Willmarth, W.W., Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer, *J Fluid Mech.*, 60, 481-511, 1973.
- McMath, R.E., Silt Movement by the Mississippi, *Van Nostrand's Engineering Magazine*, 36, 1883.
- Mendoza, C. et Zhou, D., Energetics of sediment laden streamflows, *Water Resour. Res.*, 33, 227-234, 1997.
- Morrison, N., *Introduction to fourier analysis*, Wiley & sons, New York, 1994.
- Müller, A., Turbulence measurements over a movable bed with sediment transport by laser anemometry, paper presented at 15th Congress, Int. Assoc. of Hydraul. Res., Istanbul, 1973.
- Munson, B. R., Young, D.F. et Okiishi, T.H., *Fundamentals of fluid mechanics*, 2nd ed., Wiley et sons, New York, 1990.
- Naden, P., Models of sediment transport in natural streams, *Modelling geomorphological systems*, edited by Anderson, M.G., Chichester, Wiley & Sons, 217-258, 1988.
- Neuman, C.M. et Nickling, W.G., Momentum extraction with saltation: implications for experimental evaluation of wind parameters, *Boundary-Layer Meteorology*, 68, 35-50, 1994.
- Nezu, I. et Nakagawa, H., Turbulence in open-channel flows, *IAHR Monograph*, 1993.
- Nezu, I. et Rodi, W., Open-channel flow measurements with a laser Doppler anemometer. *J. Hydraul. Eng.*, 112, 335-355, 1986.
- Owen, P.R., Saltation of uniform grains in air, *J. Fluid Mech.*, 20, 225-242, 1964.
- Pitlick, J., Flow resistance under conditions of intense gravel transport, *Water Resour. Res.*, 28, 891-903, 1992.
- Reynolds, O., On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion, *Phil. trans. R.I Soc. Lond.*, A 186, 123-165, 1895.
- Richards, K.S., Fluvial geomorphology, *Progress in physical geography*, 14, 395-415, 1988.

- Roy, A.J., Buffin-Bélanger, T., Deland, S., Scales of turbulent coherent flow structures in a gravel-bed river, *Coherent Flow Structures in Open Channels*, edited by Ashworth, P.J., Bennett, S.J., Best, J.L., et McLelland, S.J., Wiley et sons, New York, 147-164, 1996.
- Schroeder M.R., *Fractals, chaos, power laws: minutes from an infinite paradise*, Freeman press, 1991.
- Smith, J.D. et Mclean, S.R., Spatially averaged flow over a wavy surface, *J. Geophys. Res.*, 82(12), 1735-1746, 1977.
- Soulsby, R.L., Selecting record length and digitization rate for near-bed turbulence measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 208-219, 1980.
- Taylor, G.I., Statistical theory of turbulence, *Proc. R. Soc. Lond.*, series A, 151-421, 1935.
- Theodorsen, T., The structure of turbulence, *50 Jahre Grenzschichtforschung*, 55-62, Friedr. Vieweg & sohn, Germany, 1955.
- van Ingen, C., Observations in a sediment-laden flow by use of laser Doppler velocimetry, *Rep. KH-R-42*, W.M. Keck lab. of Hydraul. and Water Ressour., Calif. Inst. of technol., Pasadena, 1981.
- Vanoni, V.A., Transportation of suspended sediment by water, *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.*, 111, 67-133, 1946.
- Vanoni, V.A., Some effects of suspended sediment on flow characteristics, *Proc. 5th Hydr. Conf., State Univ of Iowa, Studies in Engineering Bul.*, 34, 1953.
- Vanoni, V.A. et Nomicos G.N., Resistance properties of sediment laden streams, *J. Hydr. Div. Am. Soc. Civ. Eng.*, 85(5), 77-107, 1959.
- Wang, X. & Qian N., Turbulence characteristics of sediment laden flows, *J. Hydraul. Eng.*, 115(6), 781-800, 1989.
- Whiting, P.J. et Dietrich, W.E., Boundary shear stress and roughness over mobile alluvial beds, *J. Hydraul. Eng.*, 116, 1495-1511, 1990.
- Wiberg, P.L. et Rubin, D.M., Bed roughness produced by saltating sediment, *J. Geophys. Res.*, 94, 5011-5016, 1989.
- Willmarth, W.W. et Lu, S.S., Structure of the reynolds stress near the wall, *J. Fluid Mech.*, 55, 65-92, 1972.